Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ГИДРОЛОГИЯ ЮЖНОГО ОКЕАНА И СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

(межвузовский)

2632190

ЛЕНИНГРАД
1990

УДК 551. 465

ГИДРОЛОГИЯ ЮЖНОГО ОКЕАНА И СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ. Сборник научных трудов (межвузовский). Л., изд. ЛГМИ, 1990, вып. 109, 156 с.

Hydrology of the South Ocean and the North. Atlantic Л., изд. ЛГМИ, 1990, вып. 109, 156 с.

В сборнике представлены статьи, освещающие различные вопросы гидрологического режима Южного океана и Северной Атлантики, в частности, приливов, общей циркуляции, ледяного покрова, фронтальных зон, мезомасштабных вихрей, турбулентной диффузии и других элементов термохалинной и динамической структуры вод. Приводятся численные и статистические методы решения задач океанологии, а также результаты анализа гидрологических условий по данным спутниковых и экспедиционных наблюдений. Бо́льшая часть статей подготовлена в рамках межведомственных проектов программы «Мировой океан» ГКНТ («Южный океан», «Система», «Балтика» и др.).

Сборник предназначен для научных работников и студентов старших курсов гидрометеорологической специальности.

Ил. 47. Табл. 14. Библ. 196.

This collection contains a number of papers devoted to various problems of the hydrologic regime in the South Ocean and the North Atlantic, among them tides, general circulation, ice cover, frontal rones, mesoscale eddies, turbulent diffusion and other elements of thermohaline and dynamic structure of water masses. Numerical and statistical methods of oceanological problems solution are given, as well as the results of the analysis of the hydrological conditions based on satellite and research expeditions observations. Most of the papers have been prepared within the framework of the projects of State Committee for Science and Technology Programme «The World Ocean», «The South Ocean», «System», «The Baltic», etc. The collection will be of interest to the researchers and students of hydrometeorolody.

Редакционная коллегия:

В. Н. Воробьев, отв. редактор, канд. геогр. наук (ЛГМИ), *Б. А. Каган*, д-р физ.-мат. наук (ЛОИОАН), *Л. Н. Карлин*, д-р физ-мат. наук (ЛГМИ), *П. П. Провоторов*, канд. геогр. наук (отв. секретарь) (ЛГМИ), *А. В. Янес*, канд. геогр. наук (ААНИИ).

© Ленинградский гидрометеорологический институт (ЛГМИ), 1990.
© Leningrad Hydrometeorological Institute (LHMI), 1990

Ленинградский
гидрометеорологический ин-т
БИБЛИОТЕКА
195196 Малоохтинский пр., 98

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий сборник отражает результаты теоретических, натурных и методических исследований широкого круга вопросов, касающихся гидрологического режима отдельных регионов Южного океана и Северной Атлантики. По своей тематике содержащиеся в сборнике статьи можно условно разбить на три раздела.

Первый раздел сборника посвящен вопросам гидрологии Южного океана и открывается очень важной обзорной статьей об изученности на его акватории приливных явлений. В последующих статьях обсуждаются результаты численного моделирования мезомасштабных геострофических вихрей, диагностических расчетов общей циркуляции, параметрического учета деятельного слоя в трехмерной квазигеострофической модели циркуляции океана. Далее представлена интегральная баротропная модель фронтальной зоны, позволяющая по заданному полю скорости течений и рельефу дна оконтурить границы Антарктической фронтальной зоны. Заключают эту часть сборника две статьи, посвященные анализу ледовых условий в Атлантическом и Тихоокеанском секторах Южного океана.

Во второй раздел сборника входят статьи, освещающие различные аспекты гидрологии Североатлантического региона и сопряженных с ним морей (Балтийского и Баренцева). Рассматриваются, в частности, результаты экспедиционных исследований распространения средиземноморских вод, выявленные по натурным данным новые элементы термохалинной структуры в промежуточном слое тропической Атлантики, приводится новая схема распределения токсических веществ в Невской губе, а также характеристики гидрологических фронтов в юго-западной части Баренцева моря.

Статьи, относящиеся к третьему разделу сборника, имеют методическую направленность — их результаты и выводы могут быть распространены на любой регион. В них отражены теоретические и методические аспекты решения океанологических задач, в частности, типизации водных масс, процессов перемешивания при формировании тонкой структуры вследствие диффузионной неустойчивости, а также вероятностного прогнозирования экстремальных ситуаций на основе байесовского подхода. Завершают сборник сообщения молодых ученых ЛГМИ о выполненных исследованиях по интересующей их тематике.

УДК 551.465.433

Б. А. КАГАН, А. Н. СМИРНОВ (ЛО ИОАН)

ПРИЛИВЫ ЮЖНОГО ОКЕАНА
(обзор исследований)

Из всех океанов хуже всего изучен в приливном отношении Южный океан. Существующий каталог измерений уровня в Южном океане [25, 26] включает только 166 пунктов, расположенных преимущественно в тихоокеанском секторе и прежде всего на побережье Южной Америки. В последние годы список гармонических постоянных уровня в Южном океане пополнился результатами глубоководных измерений вдоль меридиана 132° в. д. между Австралией и Антарктидой [17] и данными, полученными в рамках программы RISP на шельфовом леднике Росса [33, 34]. К сожалению, последние вследствие искажающего влияния мощного ледяного покрова оказались нерепрезентативными с точки зрения возможности их распространения на открытую часть Южного океана. Таким образом, до сих пор основная часть акватории Южного океана, а также участок побережья Антарктиды от Антарктического п-ва до моря Росса остаются практически неосвещенными данными наблюдений.

Еще хуже обстоит дело с данными о приливных течениях Южного океана. В этом смысле единственным более или менее изученным районом можно считать пролив Дрейка, в котором начиная с 1975 г. производились измерения скорости течения по программам ПОЛЭКС-ЮГ и АйСос [9]. Известны и другие оценки гармонических постоянных скорости, но из-за несовершенства используемой аппаратуры и непродолжительности рядов измерений эти оценки нельзя рассматривать иначе, как сугубо ориентированные.

Помня об этом, попытаемся выяснить, что можно извлечь из анализа существующей эмпирической информации в отношении качественных особенностей формирования приливов в Южном океане.

Возможности береговых измерений

Начнем с Индийского сектора Южного океана, наиболее равномерно освещенного данными наблюдений.

Индийский сектор Южного океана. Здесь приливы имеют неправильный суточный характер (отношение суммы амплитуд

гармоник K_1 и O_1 к амплитуде гармоники M_2, т. е. $(H_{K1}+H_{O1})/H_{M2}$, превышает 2,0). В окрестности побережья Антарктиды величина этого отношения заметно варьирует в течение года, что указывает на сезонную изменчивость гармонических постоянных уровня под влиянием ледяного покрова. Упомянем также об уменьшении $(H_{K1}+H_{O1})/H_{M2}$ и, следовательно, увеличении вклада полусуточных приливов в районе станции Сёва, где, согласно [36], $(H_{K1}+H_{O1})/H_{M2}$ составляет 1,98. Однако наиболее примечательная особенность приливов в рассматриваемом секторе Южного океана — резкое изменение фаз полусуточных и практическое постоянство фаз суточных гармоник вдоль меридиана 132° в. д. Отмеченная особенность свидетельствует о существовании между Австралией и Антарктидой амфидромии полусуточных приливов. Ее существование подтверждается также результатами измерений скорости приливного течения на двух станциях, расположенных на 37° и 60° ю. ш.: для волны M_2 сдвиги фаз между моментами наступления максимального течения и уровня на этих станциях принадлежат соответственно второй и четвертой четвертям.

Тихоокеанский сектор Южного океана. Характерная особенность этого сектора Южного океана, как и Тихого океана в целом, — преобладание суточных приливов. Особенно отчетливо оно проявляется в море Росса, что объясняется влиянием локального резонанса [37].

Пролив Дрейка. О характере приливов в проливе Дрейка и на прилегающих к нему берегах Южной Америки и Антарктического п-ва известно немало. В частности, известно, что приливы в районе Антарктического п-ва имеют неправильный полусуточный характер, причем отношение амплитуд $(H_{K1}+H_{O1})/H_{M2}$ изменяется в течение года от 1,11 до 1,24, а фазы суточных и полусуточных составляющих остаются практически постоянными, амплитуды полусуточной волны M_2 и суточных волн K_1 и O_1 в районе Антарктического п-ва больше, нежели в окрестности о-ва Огненная Земля, в то время как для волны S_2 имеет место обратная картина (амплитуда волны S_2 на южном берегу пролива в 3 раза больше, чем на северном) и гармонические постоянные приливных течений испытывают очень сильную изменчивость вдоль сечения пролива, хотя и в ней обнаруживается определенная закономерность [29]: зональная составляющая скорости полусуточного приливного течения всюду, кроме северной части пролива, больше меридиональной. Мало того, в [29] было установлено, что приливные течения в северной части пролива принадлежат к полусуточному типу, а в остальной его части — к смешанному. Другими словами, отношение амплитуд суточных и полусуточных приливных течений увеличивается по мере приближения к Антарктическому п-ву. В южной и центральной частях пролива большие оси эллипсов суточных и полусуточных приливных течений ориентированы в зональном направлении, в северной части — с северо-востока на юго-запад. Имеет место также преимущественное вращение полусуточных при-

ливных течений против часовой стрелки, суточных — по часовой стрелке. Все это исключает возможность существования в проливе Дрейка амфидромий, отвечающих полусуточным и суточным приливным гармоникам.

Атлантический сектор Южного океана. По данным измерений уровня в районе станций Элеутер, Лазаревская, Новолазаревская и Шеклтон, а также на о-ве Южная Георгия и южных Оркнейских о-вах проливы в этом секторе Южного океана имеют неправильный полусуточный характер. Таков же характер и приливных течений, причем, что интересно, пространственная изменчивость гармонических постоянных суточных приливных течений намного больше, нежели полусуточных [20]. О причинах этого можно только догадываться.

Эмпирические котидальные карты. Эти карты, построенные либо с помощью линейной интерполяции наблюдаемых значений гармонических постоянных уровня, либо методом изогипс, приводятся в [1, 10, 11, 18]. Оговоримся сразу же, что интерпретация немногочисленных данных наблюдений всегда сопряжена с привнесением элемента субъективизма. Это касается в первую очередь количества, местоположения и знака амфидромий. Действительно, на котидальных картах волны M_2, опубликованных Дитрихом [18], Титовым и Шестериковым [11] и Смирновым [10], в Атлантическом секторе Южного океана показана амфидромия правого вращения. На карте Богданова [1] эта амфидромия смещена почти на 50° к западу и имеет противоположное направление вращения. Второй пример: согласно [1], в Тихоокеанском секторе Южного океана приливы, отвечающие гармонике M_2, индуцируются волной, приходящей из юго-западной части Тихого океана, затем эта волна огибает Антарктический п-в и далее распространяется на север вдоль западного побережья Южной Америки. На других упомянутых выше котидальных картах приливная волна M_2 распространяется в обратном направлении. Еще пример: кроме отмеченной выше амфидромии в Атлантическом секторе Южного океана на котидальных картах полусуточных волн, предложенных в [10, 11], присутствует вторая амфидромия правого вращения в Тихоокеанском секторе Южного океана. Ее нет на котидальных картах [1, 18].

О степени соответствия котидальных карт суточных приливных волн можно судить на основании следующего. Гармонические постоянные суточных приливных волн на южной оконечности Африки и побережье Антарктиды свидетельствуют о существовании между ними амфидромии правого вращения. Эта амфидромия представлена в [10], но отсутствует в [1]. Согласно [10], вторая амфидромия правого вращения, также отсутствующая на котидальных картах других авторов, располагается в западной части Тихоокеанского сектора Южного океана.

Итак, малочисленность эмпирических данных приводит к неоднозначности их интерпретации с точки зрения исследования пространственной структуры приливов в Южном океане.

Возможности численных моделей

Ограниченность исходной эмпирической информации приводит к тому, что до сих пор о приливах Южного океана чаще всего судят по результатам численного моделирования глобальных океанских приливов. В настоящее время имеется 16 глобальных приливных карт волны M_2, 6 карт волны S_2, 9 карт волны K_1 и 5 карт волны O_1, которые можно идентифицировать либо как полуэмпирические, либо как теоретические. В основу первых из них были положены результаты численного интегрирования уравнений динамики приливов, полученные с использованием заданных на береговой линии материков и на островах значений гармонических постоянных уровня, вторых — без использования какой-либо эмпирической информации о приливах. Естественно, что тот и другой способы картирования океанских приливов обладают своими достоинствами и недостатками.

С одной стороны, привлечение эмпирической информации в принципе дает возможность воспроизвести максимально приближенную к действительности картину приливов, тогда как отказ от нее позволяет исследовать механизм формирования явления. Вместе с тем использование эмпирических данных сопряжено с необходимостью обращения к некорректной задаче в том смысле, что ее решение оказывается весьма чувствительным к точности задания исходной информации. Далее, оно связано с искажением картины приливов в открытом океане, порождаемым нерепрезентативностью данных береговых наблюдений, а это, в свою очередь, — захватом приливных волн шельфом, влиянием локальных резонансов и ледового покрова.

С другой стороны, отказ от задания эмпирической информации (особенно при численном интегрировании на сетке с грубым разрешением) влечет за собой ухудшение качества расчета. Это усугубляется неадекватностью описания шельфовых эффектов, взаимодействия океанских и земных, а также океанских и атмосферных приливов (последнее относится к волне S_2), диссипативных факторов, дифракции приливных волн на островах и пр.

Отметим, наконец, еще одно немаловажное обстоятельство. Мы имеем в виду то, что лежащие в основе расчета глобальных приливных карт математические модели отличаются между собой не только заданием граничных условий или способом описания тех или иных факторов, но и выбором различных вычислительных алгоритмов, обязанных удовлетворять требованиям аппроксимации и устойчивости. Это затрудняет и без того нелегкую задачу оценки возможностей численных моделей. Сведения о характеристиках существующих глобальных численных моделей приводятся в таблице.

Обсуждение построенных на основе этих моделей приливных карт Южного океана начнем с выявления общих особенностей, а затем перечислим их основные отличия.

Полусуточные приливные волны M_2 и S_2. Общей особенностью приливных карт волн M_2 и S_2 в Южном океане является нерегулярное изменение котидальных часов в зональном направлении: постепенное нарастание котидальных часов с востока на запад сменяется резким убыванием и наоборот. Отсюда следует, что в формировании полусуточных приливов Южного океана участвуют не прогрессивные приливные волны, перемещающиеся вслед за возмущающим телом, а колебания иного происхождения. Действительно, если сравнить приливные карты с картами изофаз свободных колебаний, принадлежащих полусуточной полосе спектра, то нетрудно заметить качественное их подобие [8]. Это означает, что полусуточные приливы Южного океана в значительной мере определяются резонансом. Однако поскольку из всех полусуточных собственных колебаний в Южном океане преобладает мода с периодом 12,82 ч, то именно она вносит основной вклад в формирование рассматриваемых приливных гармоник.

Косвенным свидетельством в пользу резонансной природы полусуточных приливов Южного океана может служить следующий факт. Если приливы имеют резонансное происхождение, то даже небольшие изменения формы бассейна или параметров модели должны сопровождаться заметными отличиями полученных решений благодаря перестройке пространственной структуры резонансных мод. Сравнение приливных карт волны M_2 показывает, что их отличия настолько существенны, что могут быть квалифицированы не иначе как качественные. В самом деле, согласно Богданову и Магарику [2], в Южном океане амфидромий нет, по Тирону и др. [12] здесь образуется одна, по Гордееву и др. [4] — две, по Хендершотту [22], Цаелю [39], Пекерису и Ассаду [31] и Парку и Хендершотту [30] — три, по Истесу [19], Швидерскому [35] — четыре и, наконец, по Гордееву и др. [5, 21], Цаелю [41—43], Ассаду и Пекерису [13], Готлибу и Кагану [6], Крону [23] и Платцмену [32] — пять амфидромий.

Однако численные решения отличаются между собой не только числом амфидромий. Как видно из рис. 1, координаты центров одних и тех же амфидромий в различных решениях могут отличаться между собой на десятки градусов. Если теперь учесть, что смещение центра амфидромии на такое расстояние сопровождается значительными и притом необязательно локальными изменениями картины приливов, то сам собой напрашивается вывод: каждое из полученных решений в отдельности и все они вместе пока еще не могут претендовать на слишком большую достоверность в смысле описания географии приливов. Сказанное относится в первую очередь к Южному океану, в котором из-за отсутствия необходимой исходной информации детальная проверка численных решений не может быть выполнена.

Суточные приливные волны K_1 и O_1. Суточные приливы в Южном океане кардинально отличаются от полусуточных. Достаточно

Автор	Волна прилива	Граничные условия	Диссипативные факторы
Богданов и Магарик [2, 3]	M_2, S_2, K_1, O_1	Заданные значения уровня на береговой линии материков	Неявный учет диссипации в прибрежной зоне, вычислительная вязкость в открытом океане
Тирон и др. [12]	M_2, S_2, K_1, O_1	Заданные значения уровня на береговой линии материков (кроме Антарктиды) и на островах; на береговой линии Антарктиды — равенство нулю нормальной производной от уровня	Неявный учет диссипации в прибрежной зоне
Пекерис и Ассад [31]	M_2	Условие непротекания	Придонное трение параметризуется линейным законом сопротивления с коэффициентом придонного трения, пропорциональным глубине в степени —2
Цаель [39, 40]	M_2, K_1	То же, что и в предыдущей модели	Придонное трение параметризуется квадратичным законом сопротивления с коэффициентом придонного трения, равным $3 \cdot 10^{-3}$; макротурбулентность с коэффициентом горизонтальной турбулентной вязкости, равным 10^5 м²/с
Хендершотт [22]	M_2	Заданные значения уровня на береговой линии материков	Неявный учет диссипации в прибрежной зоне
Гордеев и др. [4]	M_2	Условие прилипания	Придонное трение параметризуется квадратичным законом сопротивления с коэффициентом придонного трения, равным $3 \cdot 10^{-3}$; макротурбулентность с коэффициентом горизонтальной турбулентной вязкости, равным 10^3 м²/с
Гордеев и др. [5, 21]	M_2	Условие прилипания	Придонное трение параметризуется линейным законом сопротивления с коэффициентом придонного трения, обратно пропорциональным глубине; макротурбулентность с коэффициентом горизонтальной турбулентной вязкости, равным 10^7 м²/с

океанских приливов (волны M_2, S_2, K_1, O_1)

Зависимость решения от времени	Разрешение	Прочие особенности
Фиксируется в виде гармонической функции времени	5° по широте и долготе	—
То же, что и в предыдущей модели	То же, что и в предыдущей модели	—
То же	1 и 2° по широте и долготе	—
Устанавливается в процессе решения задачи	4° по широте и долготе; 435 с по времени	—
Фиксируется в виде периодической функции времени	6° по широте и долготе	Учитывается статический эффект земных приливов, а также эффекты нагрузки и самопритяжения океанских приливов; глубина океана принимается постоянной и равной 3930 м
Устанавливается в процессе решения задачи	5° по широте и долготе, 360 с по времени	—
Фиксируется в виде гармонической функции времени	5° по широте и долготе	Учитывается статический эффект земных приливов, а также эффекты нагрузки и самопритяжения океанских приливов

Автор	Волна прилива	Граничные условия	Диссипативные факторы
Цаель [41]	M_2	То же, что и в предыдущей модели	То же, что и в модели Цаеля [39], но с коэффициентами придонного и горизонтального турбулентного трения, равными $3 \cdot 10^{-3}$ и $5 \cdot 10^5$ м²/с
Истес [19]	M_2, S_2, K_1, O_1	То же, что и в модели Цаеля [39]	То же, что и в модели Цаеля [39], но с коэффициентами придонного и горизонтального трения, равными $3 \cdot 10^{-}$ и 10^7 м²/с
Ассад и Пекерис [13]	M_2, S_2	Условие Праудмена при задании глубины полного поглощения энергии, равной 10 м	Волновой перенос энергии в шельфовую зону с учетом полного ее поглощения
Швидерский [35]	M_2, S_2, K_1, O_1	Заданные значения уровня на береговой линии материков и на островах; там, где таких данных нет, — условие непротекания	Придонное трение параметризуется линейным законом сопротивления с коэффициентом придонного трения, подбираемым путем оптимизации результатов расчета; макротурбулентность с коэффициентом горизонтальной турбулентной вязкости, пропорциональным глубине и шагу сетки
Парк и Хендершотт [30]	M_2, S_2, K_1	То же, что и в модели Хендершотта [22]	То же, что и в модели Хендершотта [22]
Готлиб и Каган [6]	M_2	Импедансное граничное условие, параметризующее шельфовые эффекты	Явным образом учитывается диссипация в шельфовой зоне; придонное трение параметризуется квадратичным законом сопротивления с коэффициентом придонного трения, равным $2 \cdot 10^{-3}$
Готлиб и Каган [7]	K_1, O_1	Условие непротекания	Неявный учет диссипации в прибрежной зоне и на островных шельфах

Зависимость решения от времени	Разрешение	Прочие особенности
То же, что и в модели Цаеля [39]	1° по широте и долготе в низких и умеренных широтах, 2° в высоких широтах, 4 и 8° в приполюсном районе, шаг по времени 180 с	Учитывается статический эффект земных приливов
То же, что и в модели Цаеля [39]	2 и 3° по широте и долготе, 180 с по времени	Учитывается статический эффект земных приливов для волны M_2, кроме того, учитываются эффекты нагрузки и самопритяжения океанских приливов
Фиксируется в виде гармонической функции времени	2° по широте и долготе	Учитывается статический эффект земных приливов, а также эффекты нагрузки и самопритяжения океанских приливов
Устанавливается в процессе решения задачи	1° по широте и долготе, 186,3 с по времени	Учитывается статический эффект земных приливов; эффекты нагрузки и самопритяжения океанских приливов учитываются приближенно; поле глубины трансформируется таким образом, чтобы обеспечить наилучшее согласие рассчитанных и наблюдаемых значений уровня
То же, что и в модели Хендершотта [22]	6° по широте и долготе	Решение представляется в виде ряда по пробным функциям, коэффициенты которого находятся методом наименьших квадратов с использованием данных островных наблюдений; глубина океана принимается равной 3970 м
Устанавливается в процессе решения задачи	5° по широте и долготе, 372 с по времени	Учитывается статический эффект земных приливов
Фиксируется в виде периодической функции времени	5° по широте и долготе	Решение представляется в виде ряда по собственным функциям приливного оператора Лапласа; коэффициенты ряда определяются методом наименьших квадратов по данным измерений на береговой линии материков и островах

Автор	Волна прилива	Граничные условия	Диссипативные факторы
Крон [23]	M_2	Условие непротекания	Придонное трение параметризуется квадратичным законом сопротивления с коэффициентом придонного трения, равным $3 \cdot 10^{-3}$; макротурбулентность с коэффициентом горизонтальной турбулентной вязкости, зависящим от шага сетки в шельфовой зоне; в открытом океане коэффициент горизонтальной турбулентной вязкости принимается равным 10^6 м²/с
Платцмен [32]	M_2, K_1	Условие Праудмена при глубине полного поглощения энергии, равной 17 м	Волновой перенос энергии в шельфовую зону с учетом полного ее поглощения

сказать, что полусуточные приливы имеют характер стоячих колебаний; суточные — прогрессивных волн, распространяющихся вслед за возмущающим телом с востока на запад. Эта особенность суточных приливов Южного океана хорошо воспроизводится всеми численными решениями, кроме, пожалуй, решения Богданова и Магарика [3]. Для объяснения упомянутой особенности обратимся к результатам решения спектральной задачи для Мирового океана реальных очертаний. Согласно [8], из всех свободных колебаний суточной полосы спектра в Южном океане преобладает мода с периодом 25,90 ч, близким к периоду волны Кельвина, распространяющейся вдоль берега Антарктиды на запад и дифрагирующей в окрестности пролива Дрейка. Распределение фаз вынужденных приливных волн K_1 и O_1 и свободного колебания с периодом 25,90 ч очень напоминают друг друга, что служит прямым доказательством резонансного усиления суточных приливов в Южном океане. Однако, если это так, то волна O_1 должна усиливаться в Южном океане больше, чем волна K_1, так как разность периодов вынуждающей силы и резонансной моды для волны O_1 меньше, нежели для волны K_1. Существующие численные решения подтверждают сделанное заключение.

На этом подобие различных численных решений заканчивается. В качестве иллюстрации вновь прибегнем к данным о числе и

Продолжение

Зависимость решения от времени	Разрешение	Прочие особенности
Устанавливается в процессе решения задачи	4° по широте и долготе в открытом океане с постепенным уменьшением шага сетки до 0,5° в шельфовой зоне; шаг по времени не сообщается	Учитывается статический эффект земных приливов и адвекция импульса
Фиксируется в виде гармонической функции времени	Элемент площади имеет форму равностороннего треугольника со стороной, равной ~6,9°	Решение представляется в виде ряда по собственным функциям приливного оператора Лапласа; диссипация энергии волны M_2 фиксируется; учитывается статический эффект земных приливов

местоположении амфидромий. Судя по приливной карте Богданова и Магарика [3], в Южном океане не возникает амфидромий волны K_1, тогда как в соответствии с другими приливными картами здесь образуется либо одна (Цаель [42], Готлиб и Каган [7]), либо две (Истес [19], Швидерский [35], Парк и Хендершотт [30], Цаель [43], Платцмен [32]), либо три (Тирон и др. [12]) амфидромии.

Такие же отличия присущи и приливным картам волны O_1. Так, приливная карта Готлиба и Кагана [7] исключает возможность существования в Южном океане каких-либо амфидромий, тогда как по Тирону и др. [12] здесь формируется одна, по Богданову и Магарику [3] и Истесу [19] — две, а по Швидерскому [35] — четыре амфидромии. Мало того, погрешности определения координат центров одних и тех же амфидромий для суточных волн оказываются большими, чем для полусуточных, — теперь они варьируют в пределах 75° (рис. 2).

Таким образом, ни данные прямых (мареографных и гравиметрических) измерений, ни результаты численного моделирования не в состоянии ликвидировать белые пятна на приливных картах Южного океана. Для достижения этой цели осталась последняя возможность — попытаться восполнить недостающие сведения данными спутниковой альтиметрии. Обсудим ее.

Возможности спутниковой альтиметрии

Приливное возмущение уровня обычно определяется как разность между мгновенным положением океанской поверхности и ее средним уровнем, представляющим собой сумму Z_0 высот геоида и стационарных возмущений неприливного происхождения. При этом под высотой геоида понимается отклонение эквипотенциаль-

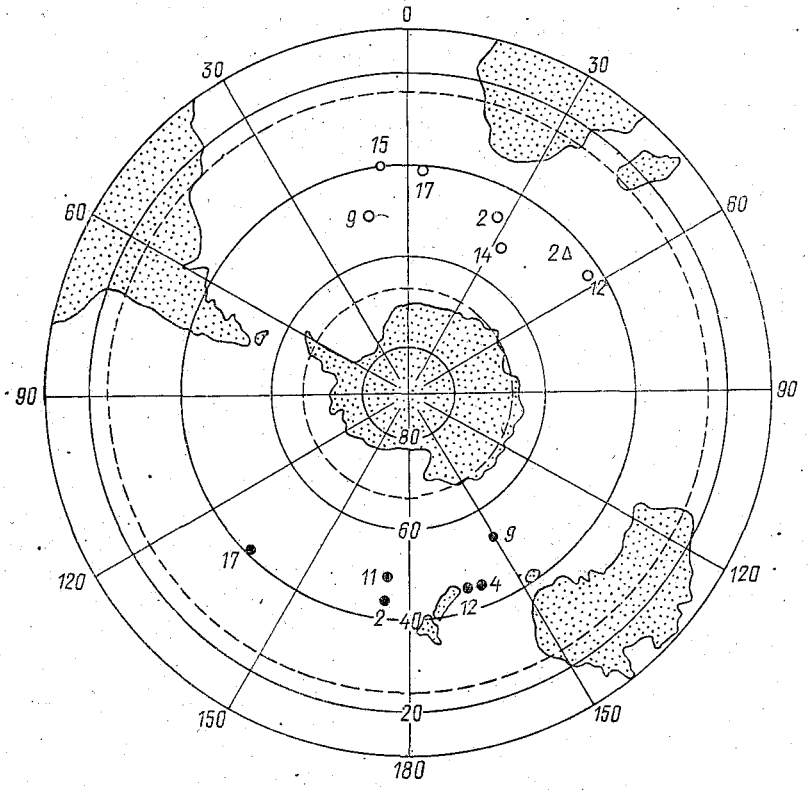


Рис. 1. Местоположение центров амфидромий волны M_2 в Южном океане по данных различных исследователей.
Одинаковые обозначения соответствуют одной и той же амфидромии, цифры — порядку упоминания модели в таблице, звездочкой указаны центры амфидромий по данным спутниковой альтиметрии.

ной поверхности, совпадающей с невозмущенной океанской поверхностью (т. е. поверхностью океана, находящегося в состоянии покоя), от референц-эллипсоида. Если теперь Z — измеряемая альтиметром мгновенная высота спутника над океанской поверхностью, а Z_r — высота спутниковой орбиты, отсчитываемая от референц-эллипсоида, то возмущение уровня океана, создаваемое приливами и другими нестационарными явлениями, будет равно разности между Z_r и (Z_0+Z).

Величина этой разности зависит от точности определения слагающих ее членов. Из них с наибольшей погрешностью определяются Z_0 и Z_r. Действительно, согласно [24], средняя квадратичная ошибка вычисления высот по различным моделям геоида составляет несколько метров и, следовательно, превышает амплитуду суммарного прилива в открытом океане. Самая простая процедура исключения подобного рода систематических погреш-

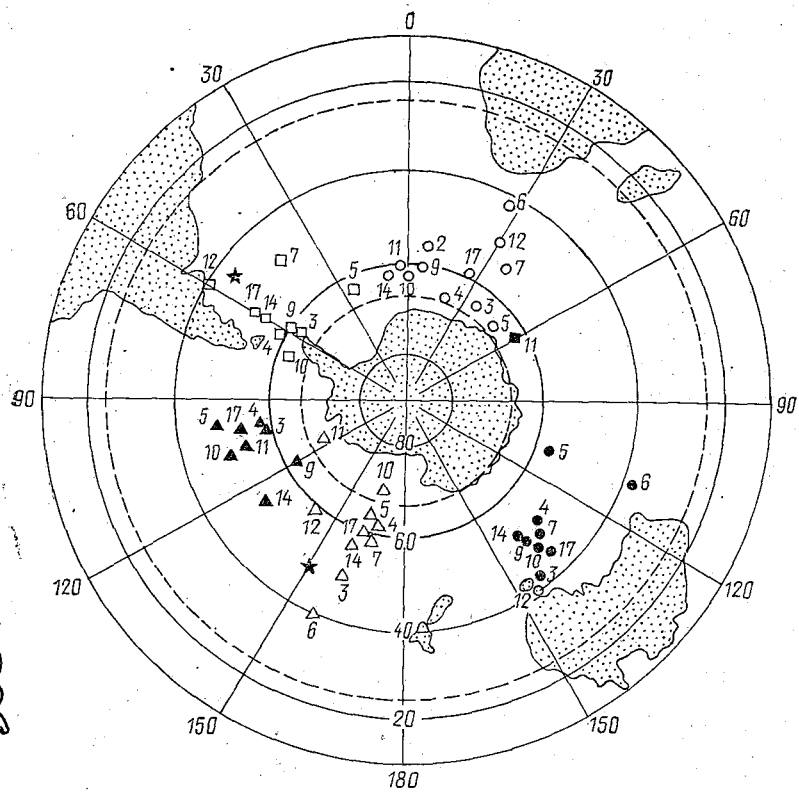


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для волны K_1.

ностей сводится к преобразованию исходного ряда возмущений уровня в новый ряд, состоящий из разностей возмущений уровня в точках пересечения восходящих и нисходящих спутников траекторий [14], или к определению среднего уровня океана в каждой такой точке путем осреднения исходного ряда во времени [28].

Последняя процедура предусматривает точное повторение спутниковых траекторий. Этому требованию удовлетворяет только 24-суточный период функционирования спутника SEASAT. Траектории всех других геофизических спутников никогда в точности не совпадали друг с другом. Напомним, что угловое расстояние

353190
Ленинградский Гидрометеорологический институт

между повторяющимися траекториями спутника GEOS-3 изменялось каждые две недели в пределах 0,5° [14]. Подобные отклонения (особенно при наличии локальных особенностей в поле высот геоида) вызывают большие искажения искомых значений возмущений уровня. Однако этим дело не ограничивается. Даже если локальных особенностей в поле высот геоида нет или спутниковые траектории в точности повторяют друг друга, то осреднение результатов измерений в пределах 24-суточного интервала может привести к потере части полезной информации в том случае, когда интервал осреднения не кратен приливному периоду.

Другим источником погрешностей является ошибка определения высоты спутниковой орбиты. Если эта ошибка имеет случайный характер, то она не мешает восстановлению приливов по данным спутниковой альтиметрии [44]. Однако в действительности ситуация оказывается прямо противоположной (см., например, результаты анализа ошибок определения высоты спутника GEOS-3, приведенные в [27]).

Известны три способа устранения этой ошибки, предложенные соответственно в [38, 16, 14]. Первый из них сводится к включению параметров ошибки в число неизвестных, подлежащих определению, второй основывается на априорном задании приливных характеристик в некоторой раперной точке исследуемой области и третий — на представлении ошибки в виде суммы первых трех членов ряда Фурье по времени с частотой, кратной частоте обращения спутника на орбите. В последнем случае предполагается, что коэффициенты ряда находятся по данным о высоте спутниковой орбиты в точках, отстоящих друг от друга на расстояние, превышающее длину приливной волны в открытом океане. Испытание первого из упомянутых здесь способов не увенчалось успехом, два другие привели к обнадеживающим результатам, но только для сравнительно небольших областей.

Список недостатков, ограничивающих точность данных спутниковой альтиметрии, можно было бы продолжить (см. [15]). Укажем только один из них, имеющий непосредственное отношение к реконструкции приливов в Южном океане. Речь идет о протяженности исследуемой области океана в меридиональном направлении. Принятая сейчас практика анализа данных спутниковой альтиметрии исключает из рассмотрения области океана, расположенные к северу от параллели 60° с. ш. и к югу от параллели 60° ю. ш., т. е. области с максимальной плотностью точек пересечения спутниковых орбит [28]. Поэтому вряд ли стоит удивляться тому, что все попытки восстановления пространственной структуры океанских приливов по данным спутниковой альтиметрии пока еще не выходят за рамки эксперимента и сопряжены с большими погрешностями. В качестве примера сошлемся на первую попытку восстановления пространственной структуры волны M_2 в глобальном масштабе, предпринятую в [28].

Представленная в [28] приливная карта волны M_2 подтверждает существование в Южном океане меридиональных узловых зон и областей пучностей, примыкающих к побережью Антарктиды. Одна из таких областей находится в Индийском, две другие — в Тихоокеанском и еще одна — в Атлантическом секторе Южного океана. Здесь же обнаруживаются две другие амфидромии левого вращения, местоположение которых указано на рис. 1. Что касается степени соответствия между рассчитанными по данным спутниковой альтиметрии и наблюдаемыми значениями приливных характеристик, то она по-прежнему оставляет желать лучшего: отличия достигают 20 см для амплитуд и 90° для фаз, т. е. не меньше расхождений численных решений друг с другом и с данными глубоководных измерений.

Какое из двух направлений (численное моделирование или использование данных спутниковой альтиметрии) скорее приведет к успеху пока не ясно. Ясно лишь, что проблема реконструкции океанских приливов в глобальном и региональном масштабах еще не снята с повестки дня. Ее решение будет зависеть от многих привходящих факторов и в том числе от интенсификации теоретических и экспериментальных исследований приливов в Южном океане.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Богданов К. Т.* Распространение приливных волн в Южном океане. — В сб.: Антарктика. — М.: Наука, 1966, с. 65—72.

2. *Богданов К. Т., Магарик В. А.* Численное решение задачи о распространении полусуточных приливных волн (M_2 и S_2) в Мировом океане. — Доклады АН СССР, 1967, т. 172, № 6, с. 1315—1317.

3. *Богданов К. Т., Магарик В. А.* Численное решение задачи о распространении приливных волн в Мировом океане. — Известия АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1969, т. 5, № 12, с. 1309—1317.

4. *Гордеев Р. Г., Каган Б. А., Ривкинд В. Я.* Численное решение уравнений динамики приливов в Мировом океане. — Доклады АН СССР, 1973, т. 209, № 2, с. 340—343.

5. *Гордеев Р. Г., Каган Б. А., Поляков Е. В.* Численное интегрирование уравнений динамики приливов в Мировом океане при учете эффектов нагрузки и самопритяжения. — Доклады АН СССР, 1976, т. 228, № 4, с. 817—820.

6. *Готлиб В. Ю., Каган Б. А.* Моделирование приливов в Мировом океане с учетом шельфовых эффектов. — Доклады АН СССР, 1980, т. 251, № 3, с. 710—713.

7. *Готлиб В. Ю., Каган Б. А.* Реконструкция пространственной структуры суточных приливов в Мировом океане с использованием собственных функций приливного оператора Лапласа. — Океанология, 1983, т. 23, вып. 4, с. 538—542.

8. *Марчук Г. И., Каган Б. А.* Динамика океанских приливов. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983. — 359 с.

9. *Саруханян Э. И.* Структура и изменчивость Антарктического циркумполярного течения. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — 177 с.

10. *Саруханян Э. И., Смирнов Н. П.* Водные массы и циркуляция Южного океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 288 с.

11. *Титов В. Б., Шестериков Н. П.* Распространение и характер приливной волны в Южном океане. — Тр. Сов. антаркт. экспедиции, 1964, т. 47, с. 35—39.

12. *Тирон К. Д., Сергеев Ю. Н., Мичурин А. Н.* Карта приливов Тихого,

Атлантического и Индийского океанов. — Вестник ЛГУ. Сер. Географическая, 1967, № 24, с. 143—145.

13. *Accad Y., Pekeris C. L.* Solution of the tidal equations for the M_2 and S_2 tides in the world oceans from a knowledge of the tidal potential alone. — Phil. Trans. Roy. Soc., London, 1978, v. A290, № 1368, p. 235—266.

14. *Brown R. D., Hutchinson M. K.* Ocean tide determination from satellite altimetry. — In: Oceanigraphy from space. Ed. J. F. R. Gower, Plenum Publ. Co, 1981, p. 897—906.

15. *Cartwright D. E.* Detection of large-scale ocean circulation and tides. — Phil. Trans. Roy. Soc., London, 1983, v. A309, p. 361—370.

16. *Cartwright D. E., Alcock G. A.* On the precision of sea surface elevations and slopes from SEASAT altimetry of the Northeast Atlantic ocean. — In: Oceanography from space. Ed. J. F. R. Gower, Plenum Publ. Co, 1981, p. 885—895.

17. *Cartwright D. E., Zetler B. D., Hamon B. V.* Pelagic constants. — IAPSO Publ. Sci, 1979, № 30. — 65 p.

18. *Dietrich G.* Die Schwingungesysteme der half- und eintägigen Tiden in den Ozeanen. — Veröff. Inst. Meereskunde. Univ. Berlin, 1944, A41, s. 1—68.

19. *Estes R. H.* A computer software system for the generation of global ocean tides including self-gravitation and crustal loading effects. — Final Report. Business and Technol. Systems. Inc., Seabrook, 1977. — 60 p.

20. *Foldvik A., Kvinge T.* Bottom currents in the Weddell sea. Results of long time currentmeter moorings at 74 °S, 40 °W during IWSOE 1963—1973. — Report № 87. Univ. of Bergen, Bergen, Norway, 1974. — 43 p.

21. *Gordeev R. G., Kagan B. A., Polyakov E. V.* The effects of loading and self-attraction on global ocean tides: The model and the results of a numerical experiment. — J. Phys. Oceanogr, 1977, v. 7, № 2, p. 161—170.

22. *Hendershott M. C.* The effects of solid Earth deformation on global ocean tides. — Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1972, v. 29, № 4, p. 389—402.

23. *Krohn J.* A global ocean tide model with high resolution in shelf areas. — Mar. Geophys. Res, 1984, v. 7, № 1—2, p. 231—246.

24. *Lambeck K., Coleman R.* The Earth's shape and gravity field: a report of progress from 1958 to 1982. — Geophys. J. Roy. Astron. Soc, 1983, v. 74, № 1, p. 25—54.

25. *Lutjeharms J. R.* Sea-level in the Southern ocean. A catalogue of measurement. — CSIR Res. Rept, 1980, v. 635, № 9. — 206 p.

26. *Lutjeharms J. R.* A catalogue of sea-level measurements in the Southern ocean. — Univ. of Washington, Dept. of Oceanography. Special Report № 63, 1976. — 139 p.

27. *Maul G. A., Yanaway A.* Deep sea tides determination from GEOS-3. — NASA Contraction Rep. 141 435. NASA Wallops Flight Center, Wallops Island, VA, 1978.

28. *Mazzega P.* M_2 model of the global ocean tide derived from SEASAT altimetry. — Submitted to Marine Geodesy, 1984. — 22 p.

29. *Nowlin W. O., Joseph J. R., Bottero S., Pillsbury R. D.* Observations of the principal tidal currents at Drake Passage. — J. Geophys. Res, 1982, v. 87, № C8, p. 5752—5770.

30. *Park M. E., Hendershott M. E.* M_2, S_2, K_1 models of the global ocean tide on an elastic earth. — Marine Geodesy, 1980, v. 3, № 1, p. 379—408.

31. *Pekeris C. L., Accad Y.* Solution of Laplace's equations for the M_2 — tide in the World ocean. — Phil. Trans. Roy. Soc., London, 1969, v. A265, № 1165, p. 413—436.

32. *Platzman G. W.* Normal mades of the World Ocean. Part IV: Synthesis of diurnal and semidiurnal tides. — J. Phys. Oceanogr, 1984, v. 14, № 10, p. 1532—1550.

33. *Robinson E. S., Neuburg H. A. C., Williams R.* Ocean tides beneath the Ross Ice Shelf. — Antarctic J. U. S, 1979, v. 9, № 4, p. 162—164.

34. *Robinson E. S., Williams R. T., Neuburg H. A. C.* Spatial variation of the K_1, O_1 and M_2 constituents of the southern Rose Sea tide. — Antarctic J. U. S, 1978, v. 19, № 4, p. 89—91.

35. *Schwiderski E. W.* Global ocean tides, part 2: The semidiurnal principal lunar tide (M_2). Atlas of tidel charts and maps. — Naval Surface Weapons Center, Dahlgren, Virg, 1979. — 15 p.; part 3: The semidiurnal principal solar tide (S_2). Atlas of tidal charts and maps. — Ibid, 1981. — 12 p.; part 4: The diurnal luni-solar declination tide (K_1). Atlas of tidal charts and maps. — Ibid, 1981. — 12 p.; part 5: The diurnal principal lunar tide (O_1). Atlas of tidal charts and maps. — Ibid, 1981. — 11 p.

36. *Suzuki M., Kurano T.* Report on tidal observations of the 19th Japanese Antarctic Research Expedition (from January to October 1978). — Hahkëky cupë, Antarctic Res, 1982, № 74, p. 249—258.

37. *Williams R. T., Robinson E. S.* Ocean tide and waves beneath the Ross Ice Shelf, Antarctica. — Science, 1979, v. 203, № 4379, p. 443—445.

38. *Won I. J., Miller L. S.* Ocean geoid and tides derived from GEOS-3 satellite data in the northwestern Atlantic ocean. — J. Geophys. Res, 1979, v. 84, № B8, p. 3833—3842.

39. *Zahel W.* Die reproduction gezeitenbedingter bewegungsvorgäng im Weltozean mittels des Hydrodynamich — Numerischen verfahrens. — Mitt. Inst. Meereskunde, Univ. Hamburg, 1970, № 17. — 50 s.

40. *Zahel W.* The diurnal K_1-tide in the World ocean — a numerical investigation. — Pure and Appl. Geophys, 1973, v. 109, № 8, p. 1819—1825.

41. *Zahel W.* A global hydrodynamic numerical 1° — model of the ocean tides, the oscillation system of the M_2-tide and its distribution of energy dissipation. — Ann. Geophys., Paris, 1977, t. 33, fasc. 1/2, p. 31—40.

42. *Zahel W.* The influence of solid Earth deformation on semidiurnal and diurnal oceanic tides. — In: Tidal friction and the Eart's rotation. Eds. P. Brosche, J. Sündermann. Springer-Verl, 1978, p. 98—124.

43. *Zahel W.* Methematical modelling of global interaction between ocean tides and Earth tides. — Phys. Earth Planet. Interiors, 1980, v. 21, № 2, p. 202—217.

44. *Zetler B. D., Maul G. A.* Precission requirements for a spacecraft tide programm. — J. Geophys. Res, 1971. v. 76, № 27, p. 6601—6605.

УДК 532.592

В. Н. КОНЬШИН, Г. И. ШАПИРО (ИОАН СССР)

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕЗОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕЙ В ЮЖНОМ ОКЕАНЕ

Мезомасштабные вихри являются важной чертой нестационарной динамики океанских вод и в настоящее время интенсивно изучаются как путем натурных наблюдений, так и методами лабораторного и численного моделирования [1, 2]. Насколько нам известно, в Южном океане мезовихри впервые были выявлены путем анализа телевизионных снимков, полученных с искусственных спутников Земли [3—5]. Из космоса хорошо видны вихревые структуры, образованные битым льдом, который увлекается вихревым течением. На снимках, приведенных в статьях [4, 5], отчетливо видны как одиночный «ледяной вихрь», имеющий форму гигантской запятой, так и изолированные вихревые скопления, в частности, циклон-антициклонные пары (вихревые диполи). Некоторые из парных «ледяных вихрей» являются элементами так называемых грибовидных течений [6]. Как выяснилось, «ледяные вихри»

не являются уникальным явлением, присущим какому-то одному району Южного океана. Уже в 60-х годах они были отмечены в морях Беллинсгаузена, Д'Юрвиля и некоторых других местах [4, 5]. Типичные размеры обнаруженных завихрений составляли 30—100 км.

Мезовихри и несколько бо́льшие по размеру синоптические вихри встречаются не только вблизи кромки льдов, но и в чистой воде. В частности, они были обнаружены в Лаувинском течении [7], вблизи поднятия Мод [8], в районе полярного фронта во время экспедиции Института океанологии «Южный океан» (1982—1983 гг.) и в других районах. Детальная гидрологическая съемка мезомасштабного антициклонического вихря, обнаруженного в море Скотия, показала, что ядро вихря, содержащее аномально теплую воду, располагается в глубинных антарктических водах в слое 200—680 м и имеет горизонтальные размеры 32×18 км [9]. Аномалия температуры в этом вихре достигала 1,8 °С. Подповерхностные изолированные аномалии температуры в море Скотия обнаруживаются на ряде разрезов, приведенных в работах [10, 11].

К сожалению, детальные исследования структуры отдельных мезомасштабных вихрей, позволяющие судить об их трехмерной структуре, весьма немногочисленны. Наблюдения за эволюцией вихрей, особенно подповерхностных, представляют еще более трудную задачу. Тем не менее уже сейчас ясно, что многие мезовихри Южного океана являются бароклинными образованиями, т. е. сосредоточены в ограниченном по вертикали слое воды, поэтому их можно отнести к классу так называемых внутритермоклинных вихрей.

Некоторые качественные представления о свойствах вихрей Южного океана можно получить, основываясь на данных наблюдений над аналогичными вихрями в северном полушарии [1, 2] и на результатах лабораторного моделирования [12]. В частности, есть основания полагать, что подповерхностные мезовихри Южного океана являются долгоживущими образованиями (время жизни глубинных североатлантических вихрей оценивается, как минимум, в 2—4 года [2]).

В предлагаемой работе предпринята попытка смоделировать основные черты эволюции мезомасштабных вихрей, типичных для Южного океана — одиночных почти осесимметричных вихрей и циклон-антициклонных пар. Ни современное состояние теории, ни имеющиеся натурные данные не позволяют сейчас осуществить численный прогноз реального вихря на длительный (порядка нескольких лет) срок. Поэтому мы сосредоточили свои усилия на изучении нескольких типичных идеализированных ситуаций, которые позволяют понять физику происходящих процессов и получить качественные представления о времени жизни и траекториях вихрей.

Данные наблюдений [1, 2] показывают, что в интенсивных бароклинных вихрях толщина слоя жидкости между двумя фикси-

рованными изопикническими поверхностями существенно отклоняется от своего равновесного значения. Возникает вопрос, имеются ли качественно новые закономерности в динамике таких вихрей конечной амплитуды по сравнению с менее интенсивными вихрями, в которых возмущения градиентов плотности (а значит, и частоты Вяйсаля — Брента) невелики. При теоретическом описании баротропных и бароклинных синоптических вихрей с относительно малыми возмущениями частоты Вяйсаля — Брента обычно используют уравнение квазигеострофического потенциального вихря (КПВ) ([1], гл. II). Для движений с большой амплитудой смещения изопикн это уравнение уже непригодно, так как нарушается одна из предпосылок, лежащая в его основе. Здесь можно воспользоваться «обобщенным квазигеострофическим уравнением» (ОКУ), полученным в работах [13, 14] без каких-либо ограничений на амплитуду смещения изопикн. Оно включает дополнительные нелинейные члены и, так же как уравнение КПВ, отфильтровывает высокочастотные гравитационные волны.

Для выявления новых эффектов в поведении локализованных вихрей конечной амплитуды удобно использовать такие начальные условия, которые соответствуют стационарным уединенным волнам (солитонам Россби) для уравнения КПВ. Тогда любое отклонение от стационарного движения вихря будет следствием дополнительных эффектов, не учитываемых уравнением КПВ. Даже в случае, когда дополнительная нелинейность мала, но действует в течение длительного времени, она приводит к заметным отклонениям от солитонного решения, и ее влиянием пренебрегать уже нельзя. В предлагаемой работе изучены закономерности эволюции солитонов Россби при учете эффектов конечной амплитуды и получены оценки времени, в течение которого справедлива солитонная теория.

Для моделирования основных черт интенсивных бароклинных вихрей в глубоком океане рассмотрим близкие к геострофическим движения конечной амплитуды в двух- или трехслойно стратифицированной жидкости в приближении бета-плоскости, когда один из жидких слоев гораздо тоньше остальных. Тогда задача сводится к решению обобщенного квазигеострофического уравнения [13, 15], которое в безразмерных переменных имеет вид

$$M\frac{\partial H}{\partial t} = -J\left[(1+\varepsilon H)\Delta H + \frac{\varepsilon(\nabla H)^2}{2},\ H\right] + \frac{1+\varepsilon H}{(1+\varepsilon y)^2}\frac{\partial H}{\partial x}. \quad (1)$$

Время и расстояния приводятся к безразмерному виду при помощи масштабов $1/(\beta L_R)$ и L_R; $H(x, y, t) = (h - h_0)/(\varepsilon h_0)$, где $h(x, y, t)$ — толщина динамически активного (тонкого) слоя; $h_0 = \text{const}$ — ее характерное значение, $\varepsilon = \beta L_R/f_0$, $L_R = \sqrt{g' h_0}/f_0$ — внутренний радиус деформации; f_0 — характерное значение параметра Кориолиса $f = f_0 + \beta y$; g' — редуцированное гравитационное ускорение; $M = E - \nabla[(1+\varepsilon H)\nabla]$ — нелинейный оператор; E — единичный опе-

ратор; ∇ — двумерный оператор Гамильтона. Напомним, что при выводе уравнения (1) параметры $\beta L/f_0$, $(f_0T)^{-1}$ и число Кибеля $Ki = V/f_0L$ (V — типичная скорость частиц жидкости; T, L — характерные масштабы времени и длины возмущений) считаются малыми величинами. В принятых безразмерных переменных величины H, x, y, t не обязательно должны быть порядка единицы [13, 15]. Пользуясь геострофическим соотношением, найдем характерную (безразмерную) амплитуду флуктуаций толщины слоя $H_* = V f_0 L/(\varepsilon g' h_0)$. Тогда число Кибеля можно записать в виде $Ki = \varepsilon H_*/l^2$, где $l = L/L_R$.

При $\varepsilon = 0$ уравнение (1) переходит с точностью до обозначений в уравнение квазигеострофического потенциального вихря:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\psi - \Delta\psi) + J(\Delta\psi, \psi) - \frac{\partial\psi}{\partial x} = 0, \tag{2}$$

где ψ — функция тока; J — якобиан по переменным x, y.

Для этого уравнения известны несколько солитонных решений [1]. В качестве первого шага рассмотрим простейшее из них — так называемый солитон Ларичева — Резника. Он представляет собой вихревой диполь, т. е. пару связанных между собой вихрей, которые вращаются в противоположных направлениях, движутся с постоянной скоростью C вдоль оси x [1] и являются хорошей моделью для циклон-антициклонных пар Южного океана.

При $\varepsilon \neq 0$ члены в уравнении (1), содержащие εH, описывают эффекты, связанные с конечностью амплитуды смещения изопикн. Более детальный анализ уравнения (1) см. в [13—15].

Пользуясь приемом, описанным в работах [15, 16], оценим характерное время эволюции солитона под действием эффектов конечной амплитуды. Перейдем в уравнении (1) в сопутствующую (движущуюся со скоростью C) систему координат $x' = x - Ct$, $t' = t$ и, опуская штрихи, запишем его в виде

$$\begin{aligned}\frac{\partial H}{\partial t} = M^{-1}\Big\{L - J(\Delta H, H) + \frac{\partial H}{\partial x}(1 + C) - C\Delta\frac{\partial H}{\partial x}\Big] - \\ - C\varepsilon\nabla\left(H\nabla\frac{\partial H}{\partial x}\right) - \varepsilon J\left(H\Delta H + \frac{(\nabla H)^2}{2}, H\right) + \\ + \frac{\partial H}{\partial x}\left(\frac{1 + \varepsilon H}{(1 + \varepsilon y)^2} - 1\right)\Big\},\end{aligned} \tag{3}$$

где M^{-1} — оператор, обратный M. Возьмем в качестве начального условия солитонное решение Ларичева — Резника $H = H_C$. Оценим по порядку величины временную производную $\partial H/\partial t$ в начальный момент времени. Для этого подставим H_C в правую часть (3), учтем, что для солитона Ларичева — Резника члены в квадратной

скобке обращаются в нуль, и заменим производные отношениями характерных величин. Получим

$$\frac{1}{\tau}\max\left(1,\ \frac{1+\varepsilon H_*}{l^2}\right)=\varepsilon\max\left(\frac{CH_*}{l^2},\ \frac{H_*^2}{l^4},\ \frac{H_*}{l},\ 1\right). \qquad (4)$$

Здесь H_* — характерное (например, максимальное) значение H_C; τ — характерное (безразмерное) время эволюции, т. е. время, за которое решение уравнения (2) существенно отклонится от солитонного решения. Из (1) следует, что по порядку величины $C=\max\left(1,\ \frac{H_*}{l^3}\right)/\max(1,\ l^{-2})$. Подставим это значение C в формулу (4) и рассмотрим случай $1\leqslant l\ll 1/\varepsilon$, $l^3\ll H_*\leqslant 1/\varepsilon$ (что соответствует $\varepsilon l\ll Ki\leqslant 1/l^2$). При других значениях H_* и l анализ проводится аналогично. Тогда из (5) следует $C=H_*/l^3$, и из (4) имеем $\tau=l^4/(\varepsilon H_*^2)=\varepsilon/Ki^2$. Например, при типичном для средних широт значении $\varepsilon=0{,}01$ и $L=L_R$ получим для $\varepsilon H_*=0{,}01$ (т. е. при амплитуде возмущений толщины слоя h, равной 1%) $\tau=100$, $C=1$. Отклонения от солитонного решения станут заметными после того, как вихревой диполь пройдет расстояние (без учета адвекции течениями) $X=C\tau\approx 100$ радиусов деформации. При характерном значении $L_R=15$ км это составит $X\approx 1500$ км. С увеличением амплитуды вихрей отрезок времени, в течение которого справедлива солитонная теория, резко уменьшается. При $\varepsilon H_*=0{,}1$ имеем $\tau\approx 1$, $C=10$, $X=10$, а при $\varepsilon H_*=0{,}3$ получаем $\tau=0{,}1$, $X=3$. Отсюда следует, что при 30%-ной амплитуде возмущений, а это далеко не предельная величина для интенсивных вихрей [1, 2], вихревой диполь с $L=L_R$ начинает существенно отклоняться от солитонного решения, пройдя всего лишь три своих радиуса.

Что же происходит после этого: распад вихревого диполя или перестройка его внутренней структуры, изменение скорости дрейфа или отклонение скорости от зональной? Ответ на эти вопросы дают проведенные нами численные расчеты.

Для решения уравнения (1) предлагается использовать следующий конечно-разностный метод.

Введем в замкнутой области $G=\{-L_x\leqslant x\leqslant L_x;\ -L_y\leqslant y\leqslant L_y\}$, в которой отыскивается решение исходной задачи, разностную сетку Ω с постоянными пространственными шагами Δx и Δy вдоль x и y соответственно:

$$\Omega=\begin{cases} x_i=i\,\Delta x, & \Delta x>0,\ i=1,\ 2,\ldots N,\\ y_i=j\,\Delta y, & \Delta y>0,\ j=1,\ 2,\ldots P,\end{cases}$$

где N и P — число расчетных точек в направлениях x и y соответственно. Определим сеточную функцию $H_{i,j}^n$, совпадающую в точках задания с искомой функцией H. Пусть в некоторый момент времени $t_n=n\Delta t$, где Δt — величина шага по времени, n — число шагов, известно поле $H_{i,j}^n$. Тогда схему нахождения

функции $H_{i,j}^{n+1}$ можно представить в виде алгоритма, состоящего из трех этапов.

На 1-м этапе вычисляется правая часть уравнения (1), т. е. проводится расчет адвекции и бета-эффекта. При этом якобиан аппроксимируется по схеме Аракавы, а последний член в правой части — центральными разностями.

На 2-м этапе решается уравнение эллиптического типа для определения временной производной искомой функции $\frac{\partial H}{\partial t}$:

$$\{E - \nabla[(1+\varepsilon H)\nabla]\}\frac{\partial H}{\partial t} = F, \quad \text{или} \quad M\frac{\partial H}{\partial t} = F,$$

где F — полученная на 1-м этапе правая часть. Для обращения нелинейного эллиптического оператора M достаточно эффективным оказывается итерационный процесс

$$R\left[\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)^{m+1} - \left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)^{m}\right]\Big/\tau_0 = -M\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)^{m} + F, \quad m = 0, 1, \ldots,$$

на каждом шаге которого проводится обращение более простого (например, линейного с постоянными коэффициентами) оператора R эллиптического типа. Как известно, обращение эллиптического оператора требует больших затрат машинного времени, поэтому удачный выбор оператора R решающим образом влияет на эффективность численного метода в целом. Скорость сходимости итерационного процесса определяется не только видом оператора R, но и значением итерационного параметра τ_0. Они должны выбираться из условия минимума числа итераций, необходимых для достижения заданной точности. Кроме того, обращение оператора R должно быть достаточно экономичным.

Для рассматриваемой задачи эффективным оказался оператор $R = E - \Delta$. Можно показать [17], что операторы M и R являются самосопряженными, положительными и энергетически эквивалентными с константами эквивалентности $\gamma_1 = 1 + \varepsilon \min\limits_{i,j} H_{i,j}^n$ и $\gamma_2 = 1 + \varepsilon \max\limits_{i,j} H_{i,j}^n$. Итерационный параметр τ_0 определяется через константы γ_1 и γ_2 по формуле $\tau_0 = 2/(\gamma_1 + \gamma_2)$. Для обращения оператора R используется прямой метод, в котором по координате y проводится разложение в ряд Фурье, а по координате x — прогонка. Итерационный процесс заканчивается при выполнении условия $\left\| -M\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)^m + F \right\|_C < \delta$, где δ — малое число (обычно 0,001).

Если бы для обращения оператора M использовался обычно применяемый метод точечной верхней релаксации, то затраты машинного времени возросли бы в 5—10 раз.

На заключительном 3-м этапе из уравнения $\partial H/\partial t = M^{-1}F$ с известной правой частью определяется H на новом временном

слое, причем $\frac{\partial H}{\partial t}$ аппроксимируется центральными разностями. Как обычно, при использовании данной аппроксимации $\frac{\partial H}{\partial t}$ через каждые 50—100 шагов по времени приходится проводить осреднение четного и нечетного слоев функции H.

Предложенная схема имеет второй порядок аппроксимации по времени и по пространству и устойчива при выполнении критерия Куранта.

В работе представлены результаты численного моделирования эволюции циклон-антициклонной пары и одиночного антициклонического вихря. При исследовании циклон-антициклонной пары в качестве начального условия задавалось солитонное решение (вихревой диполь) Ларичева — Резника:

$$H|_{-t=0} = \left[\frac{(1+C)a}{k^2 J_1(ka)} J_1(kr) - \frac{r}{k^2}(1+C+Ck^2)\right]\sin\theta \quad \text{при} \quad r<a,$$

$$H|_{t=0} = -\frac{Ca}{K_1(pa)} K_1(pr)\sin\theta \qquad \text{при} \quad r \geqslant a,$$

где a — радиус солитона; $p=\left(\frac{1+C}{C}\right)^{1/2}$, величины k и p связаны соотношением

$$\frac{J_2(ka)}{kaJ_1(ka)} = -\frac{K_2(pa)}{paK_1(pa)}.$$

Здесь J_1 и J_2 — функции Бесселя первого рода, а K_1 и K_2 — функции Макдональда.

Тестовые расчеты, проведенные при $\varepsilon=0$, показали, что отличие численного решения от точного аналитического незначительное.

Проведено 6 вариантов расчетов при $\varepsilon=0{,}01$, из них 4 для вихрей малого размера ($a=\sqrt{3}$) и 2 — для больших вихрей ($a=20$).

Вариант 1: $a=\sqrt{3}$, $p=1{,}054$, $k=2{,}333$, что соответствует амплитуде возмущений $\varepsilon H_*=0{,}32$, сетка 50×40 узлов, шаги по пространству $\Delta x=\Delta y=0{,}3464$, шаг по времени $\Delta t=0{,}0025$.

Вариант 2: $a=\sqrt{3}$, $p=0{,}974$, $k=2{,}324$, что соответствует $\varepsilon H_*=0{,}65$, сетка 50×40 узлов, $\Delta x=\Delta y=0{,}3464$, $\Delta t=0{,}0033$.

В обоих вариантах вихревая пара вначале двигалась на восток в соответствии с теорией (см. рис. 1). Затем она отклонилась к экватору и начала двигаться по криволинейной траектории, при этом циклонический вихрь поворачивался вокруг антициклонического. В дальнейшем циклон усилился, а антициклон ослаб и стал поворачиваться вокруг циклона. Со временем расстояние между центрами вихрей слегка увеличилось, а скорость перемещения диполя уменьшилась. Расчеты проводились до значений безразмерного времени $t_1=20$ при $\varepsilon H_*^{(1)}=0{,}32$ и $t_2=10$ при $\varepsilon H_*^{(2)}=0{,}65$, что при типичных для Южного океана значениях $\beta=1{,}2\cdot10^{-13}$ см$^{-1}\cdot$с$^{-1}$ и $L_R=15$ км соответствует временам 3,5 и

1,7 года. За это время диполи прошли расстояния $X_1=1830$ км и $X_2=1300$ км. При большей амплитуде отклонения траектории вихревой пары от строго зональной выражены сильнее.

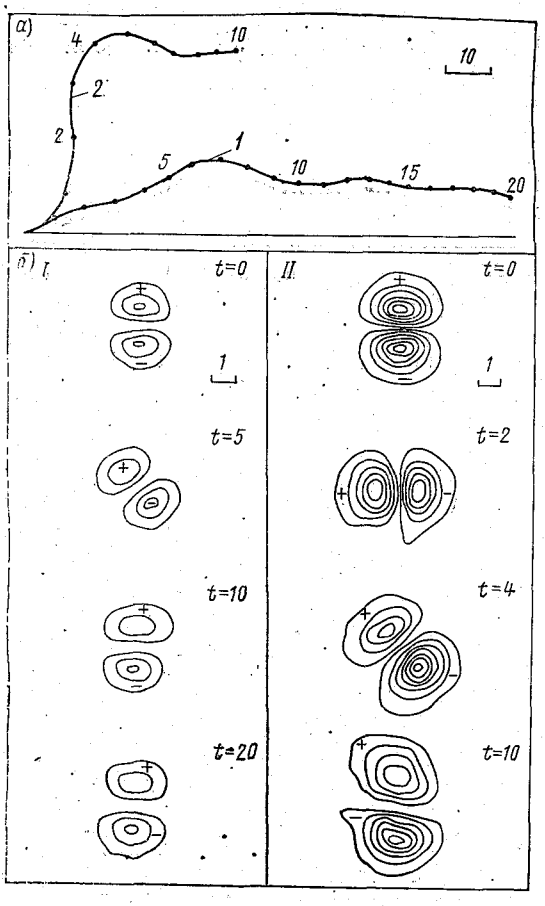


Рис. 1. Траектории вихревых пар (*а*) и изолинии функции H (*б*) в различные моменты времени для вариантов 1 и 2. Точки на траекториях указывают положение центра вихревой пары в различные моменты времени. Разность значений H между соседними изолиниями $\Delta H=10$. + и — циклон и антициклон соответственно.

Варианты 1 и 2 отвечают случаю, когда ближе к полюсу находится циклон, а дальше — антициклон. Варианты 3 и 4 рассчитаны при тех же параметрах, что и варианты 1 и 2 соответственно, но при другом взаимном расположении циклона и антициклона. На рис. 2 видно, что вновь вихревая пара движется по криволинейной траектории, причем вначале, как и на рис. 1, циклонический вихрь поворачивается вокруг антициклонического. В варианте 3 вихревая пара, сделав виток, перевернулась и стала перемещаться на восток, так же как и в варианте 1. В варианте 4 вихревая пара двигалась по спиралеобразной траектории, смещаясь на запад со средней за один виток скоростью $C_*=1$. Расчеты проводились до значений безразмерного времени $t_3=15$ (2,6 года) при $\varepsilon H_*^{(3)}=0{,}32$ и $t_4=5{,}2$ (0,9 года) при $\varepsilon H_*^{(4)}=0{,}65$. За это время диполи расстояния прошли расстояния $X_3=1350$ км и $X_4=1100$ км. В первых четырех вариантах заметного излучения волн Россби не отмечалось.

Варианты 5 и 6 относятся к вихрям большего масштаба: $a=20$ (при $L_R=15$ км это составляет 300 км), $p=0{,}055$, $k=0{,}1969$, что соответствует $\varepsilon H_*=0{,}32$, сетка 120×60 узлов, $\Delta x=\Delta y=4$, $\Delta t=1$.

В варианте 5 циклон находится ближе к полюсу, антициклон — дальше, а в варианте 6 — наоборот. В отличие от вихрей малого размера (варианты 1—4) вихревой диполь при $a=20$ заметно излучает волны Россби, которые, как показали расчеты (рис. 3—4), распространяются на запад с фазовой скоростью $C=1$. На длину волны приходится около четырех расчетных точек. Волны Россби излучают в основном циклон, поэтому его время жизни существенно меньше, чем у антициклона. Амплитуда циклона уменьшилась в 2 раза в варианте 5 за $t=250$, в варианте 6 — за $t=150$, амплитуда антициклона за это время практически не менялась. Отметим, что ось вихревой пары наклонена к меридиану. На наш взгляд, это объясняется тем, что множитель $(1+\varepsilon H)/(1+\varepsilon y)^2$ в последнем члене уравнения (1), имеющий смысл фазовой скорости возмущений, оказывается различным для циклона и антициклона из-за различий в знаках H и y.

Было также рассчитано три варианта эволюции одиночного вихря.

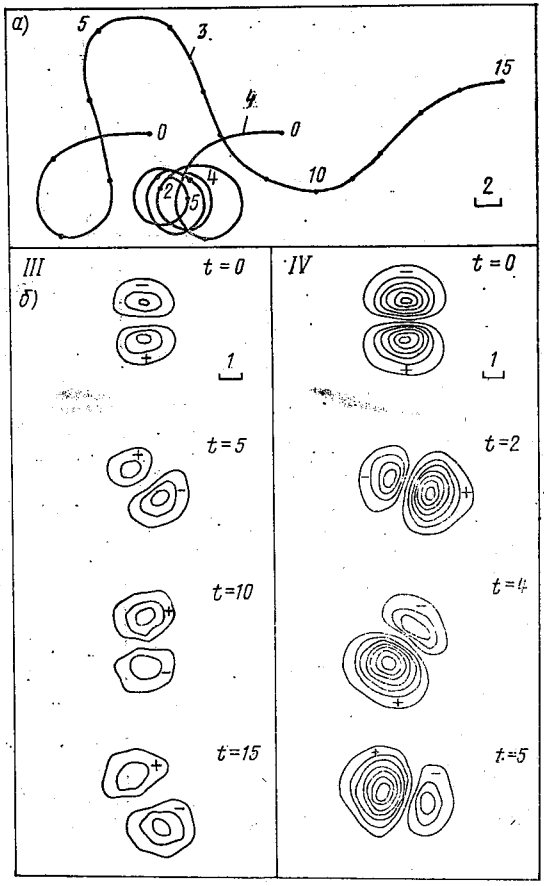


Рис. 2. То же для вариантов 3 и 4.

Вариант 1. Рассмотрим вихревую линзу

$$H|_{t=0}=\left[\left(1-\frac{r}{a}\right)^2\left(1+2\frac{r}{a}\right)-0{,}9\right]\varepsilon^{-1} \quad \text{при} \quad r\leqslant a,$$

$$H|_{t=0}=-0{,}9\varepsilon^{-1} \quad \text{при} \quad r>a$$

с параметрами $a=5{,}6$ и $\varepsilon=0{,}00144$, что является идеализированной моделью для линзы, описанной в работе [9]. Использовалась сетка 50×40 узлов с пространственными шагами $\Delta x=1{,}12$, $\Delta y=$

$=1{,}12$ и $\Delta t=0{,}004$. Расчеты показали, что данная линза эволюционирует очень медленно. К моменту времени $t=23$ линза сместилась на запад на расстояние $X=7$ (при $L_R=15$ км это составляет $X=105$ км), при этом форма линзы изменилась менее чем на 1%. Генерации волн Россби не наблюдалось.

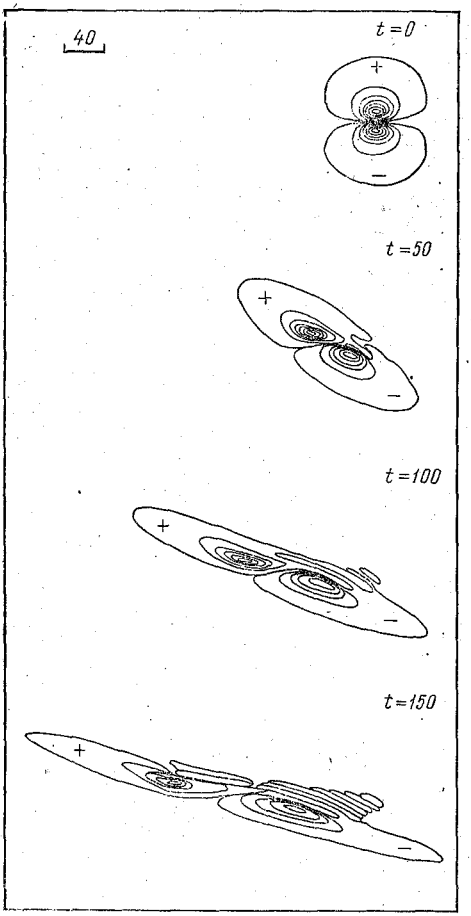


Рис. 3. Изолинии функции H для варианта 5. $\Delta H=5$, дополнительно изображены изолинии $H=\pm 0{,}5$. Виден волновой след за циклоном.

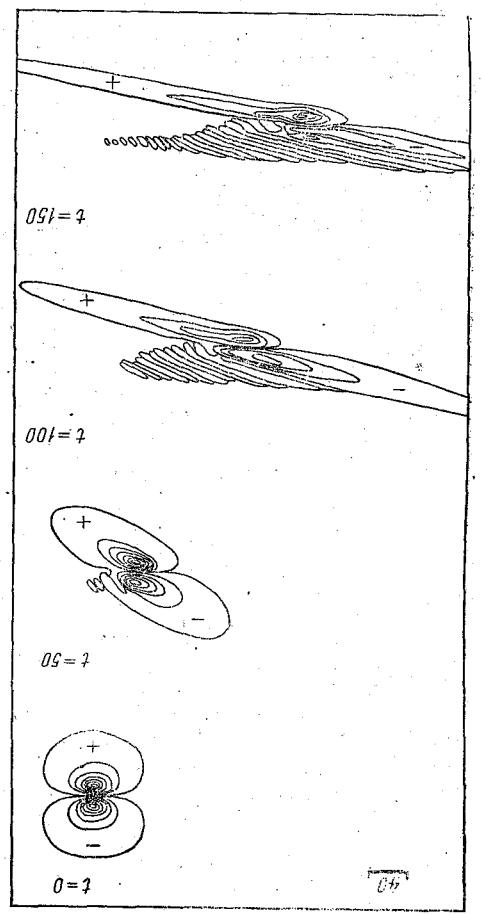


Рис. 4. То же для варианта 6.

Варианты 2, 3. Рассмотрим результаты численного моделирования одиночного антициклонического вихря. В качестве начальных условий возьмем профили $H(r)$, представленные в работе [18], посвященной лабораторному моделированию солитонов Россби.

Эти профили хорошо аппроксимируются формулой $H|_{t=0}=d\cdot[\mathrm{ch}(er)]^{-4/3}$, где для одного из опытов [18] $e=1{,}01$, $d=3{,}3$ (вариант 2), а для другого $e=0{,}81$, $d=6{,}75$ (вариант 3) и в обоих случаях $\varepsilon=0{,}075$. Соответственно амплитуды возмущений равны $\varepsilon H_*^{(8)}=0{,}25$ и $\varepsilon H_*^{(9)}=0{,}5$.

Расчеты проводились на сетке 120×60 узлов, $\Delta x=\Delta y=0{,}3$, $\Delta t=0{,}1$. Получено, что антициклон движется на запад и при этом излучает волны Россби (рис. 5). Амплитуда вихря при этом уменьшается. Его период полураспада составляет $T_8=9{,}5$ и $T_9=26$ для вариантов 2 и 3 соответственно. Для сравнения отметим, что решение уравнения КПВ (при $\varepsilon=0$) дает значения $T_8=7{,}5$ и $T_9=10$. Это показывает, что нелинейные эффекты приводят к увеличению времени жизни вихря.

Проведенные численные исследования показали, что поведение вихревых образований может быть весьма разнообразным в зависимости от конкретных условий. Предложенная в данной работе численная схема позволяет проследить эволюцию некоторых простейших типов вихрей на длительный срок.

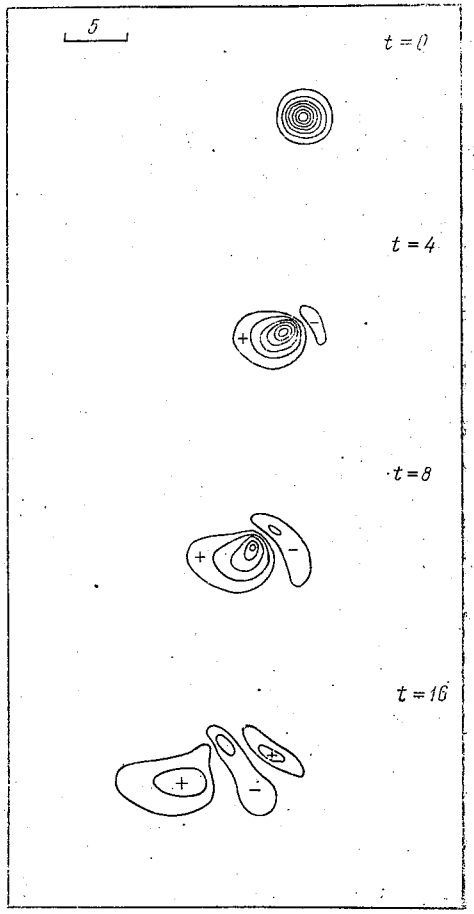


Рис. 5. То же для варианта 2, $\Delta H=0{,}4$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Каменкович В. М., Кошляков М. Н., Монин А. С.* Синоптические вихри в океане. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982. — 264 с.

2. *Белкин И. М., Емельянов М. В., Костяной А. Г., Федоров К. Н.* Термохалинная структура промежуточных вод океана и внутритермоклинные вихри. — В сб.: Внутритермоклинные вихри в океане. М., ИОАН, с. 8—34.

3. *Преображенская Т. И.* Мезовихри в прибрежных районах Восточной Антарктиды. — В сб.: Антарктика. Доклады комиссии 1968 г. М., Наука, 1971, с. 135—137.

4. *Гаевская О. В.* Изображение облачности надо льдом на телевизионных

снимках, полученных со спутников системы «Метеор». — В сб.: Доклады комиссии 1969 г., М. Наука, 1971, с. 122—128.
5. *Преображенская Т. И.* Ледовые мезовихри в прибрежных районах Восточной Антарктиды. — В сб.: Метеорологические исследования. — М.: Наука, 1975, с. 28—32.
6. *Гинзбург А. И., Федоров К. Н.* Грибовидные течения в океане (по данным анализа спутниковых изображений). — Исследования Земли из космоса, 1984, № 3, с. 18—26.
7. *Legekis R., Creswell G.* Satellite observations of sea-surface temperature frouns off the coast of western and southern Australia. — Deep Sea Research, 1981, v. 28A, № 3, p. 297—307.
8. *Саруханян Э. И.* Советско-американский натурный эксперимент «Уэдделл-Полэкс-81». — Информационный бюллетень Советской Антарктической экспедиции, 1986, № 108, с. 9—17.
9. *Shapiro G. I.* Mesoscale subsurface isolated eddy lens of warm water in Scotia Sea. Abstracts of the 21st European Marine Biolody Symposium, Gdansk, 1986, p. 164.
10. *Foster T. D., Middleton J. H.* The oceanographic structure of the eastern Scotia Sea. — J. Physical oceanography. — Deep Sea Research, 1984, v. 31, № 5, p. 529—550.
11. *Gordon A. L., Huber B. A.* Thermochaline stratification below the Southern ocean sea ice. — J. Geophys. Res., 1984, v. 89, № S1, p. 641—648.
12. *Зацепин А. Г.* Теоретические и лабораторные исследования динамики бароклинных вихрей. Лабораторные эксперименты с плотностными линзами во вращающейся жидкости. — В сб.: Внутритермоклинные вихри в океане. М., ИОАН, 1986, с. 62—70.
13. *Шапиро Г. И.* Динамика изолированного внутритермоклинного вихря. — Океанология, 1986, т. 31, № 1, с. 21—27.
14. *Williams G. P.* Geostrophic regimes on a sphere and a beta-plane. J. Atmospheric Sciences, 1985, v. 42, № 12, p. 1237—1243.
15. *Шапиро Г И.* Сильнонелинейные волны Россби и вихревые линзы. — В сб.: Внутритермоклинные вихри в океане. М., ИОАН, 1986, с. 71—78.
16. *Шапиро Г. И.* К теории квазигеострофических движений конечной амплитуды в вязком стратифицированном океане. — Океанология. 1987, т. 27, № 1, с. 18—24.
17. *Коньшин В. Н.* Об одном ускоренном методе решения краевых задач для уравнения эллиптического типа. — В сб.: Тр. IX конференции молодых ученых. МФТИ. Ч. 1. М., 1984, Деп. № 6028—84.
18. *Незлин М. В.* Солитоны Россби. — Успехи физических наук, 1986, т. 150, № 1, с. 3—60.

УДК 551.465

В. Н. ВОРОБЬЕВ, В. В. ИВАНОВ, Л. Н. КУЗНЕЦОВА (ЛГМИ), Н. П. СМИРНОВ (ИБВМ АН СССР)

О СТРУКТУРЕ ГЕОСТРОФИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ И ВЕРТИКАЛЬНЫХ ДВИЖЕНИЙ В ЮЖНОМ ОКЕАНЕ

Как известно, в современных представлениях о структуре горизонтальной циркуляции Южного океана, основанных как на результатах расчета динамическим методом, так и диагностических моделях [1—5], существуют две точки зрения. Согласно одной, Антарктическое циркумполярное течение (АЦТ) представляет собой мощное развитое повсеместно в Южном океане до максимальных глубин, возможно до дна. Другая, предполагает существование

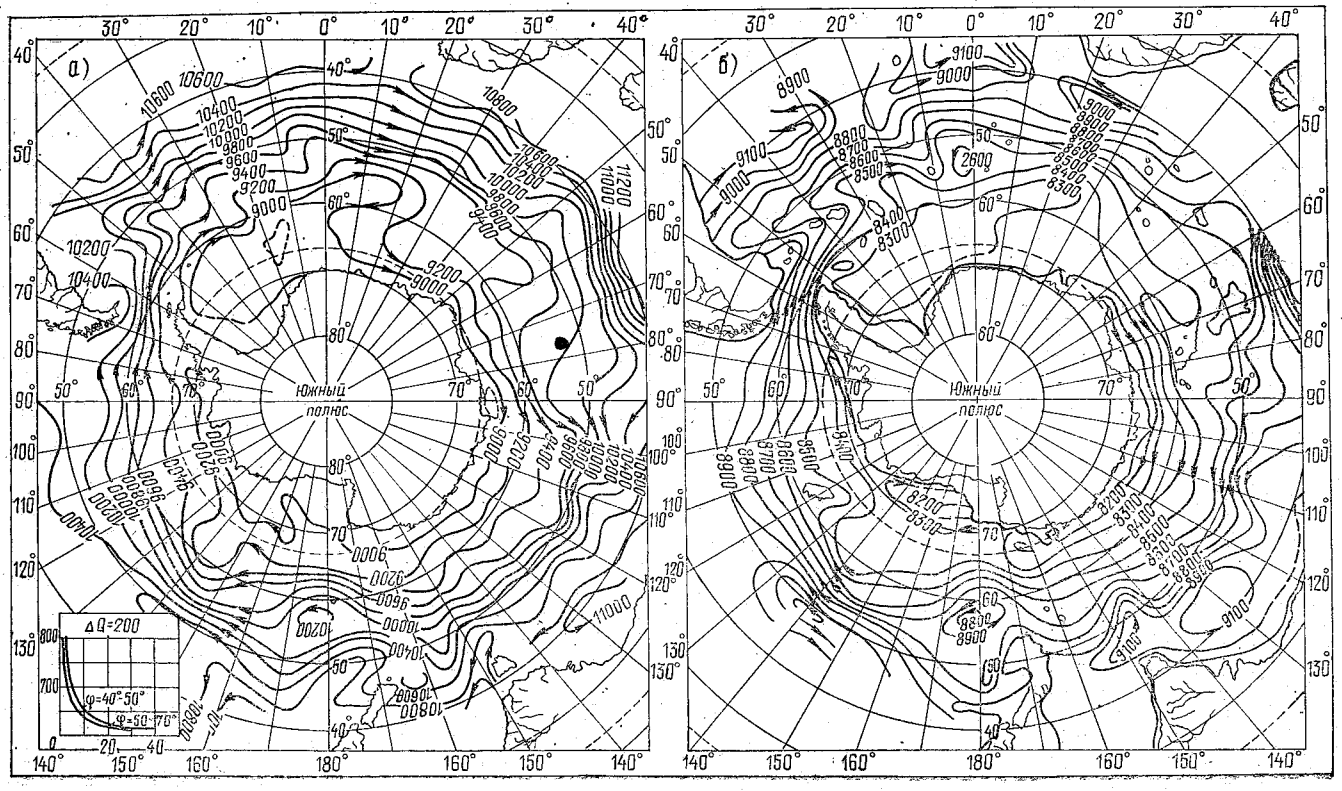
под АЦТ начиная с 1500—2000 м противотечения, по расходу равного с АЦТ.

Интенсивное изучение Южного океана, начатое с середины 70-х годов в рамках крупномасштабных натурных экспериментов по советской программе «ПОЛЭКС-ЮГ» и американской «АЙСОС», японской «Джинейре» и ряда других позволило к настоящему времени практически в два раза по сравнению с началом 60-х годов увеличить банк данных наблюдений главным образом по солености и температуре воды. Это определило необходимость провести новое обобщение материалов наблюдений и с этих позиций исследовать крупномасштабные элементы циркуляции вод Южного океана. Систематизация материалов наблюдений в границах от 40° ю. ш. до 75° ю. ш. осуществлялась по программе, разработанной в ААНИИ В. В. Гурецким [6]. Программа предусматривала отбраковку станций по глубине и интерполяцию данных по температуре и солености по пространству и времени в узлы регулярной широтно-долготной сетки с шагом 2,5° и радиусом осреднения 195 км. Для морей Уэдделла, Скотия, Росса и Беллинсгаузена такая сетка имела шаг 1,0° по широте и долготе с радиусом осреднения при интерполяции 78 км, а для моря Дейвиса 0,5° с радиусом 39 км.

На основе этих данных были рассчитаны динамические высоты и построены карты относительной топографии для горизонтов 0, 200, 1000, 2000 м от нулевой поверхности 3000 м и для горизонта 3000 м от нулевой поверхности 4000 м (рис. 1).

Расчетные схемы показывают, что качественный характер геострофической циркуляции в Южном океане в целом подтверждает сложившиеся представления. Геострофический поток имеет генеральное восточное направление. Замкнутые изодинамы на всех горизонтах вокруг Антарктиды определяют зону пространственного развития Антарктического циркумполярного течения, а однонаправленность изолиний указывает на то, что течение проникает до больших глубин. Наблюдаемая азональность геострофического потока в ряде районов хорошо согласуется с особенностями топографии дна, с ними, по-видимому, связан и волновой характер изолиний в зоне АЦТ. Помимо отмеченных общих закономерностей в динамике вод Южного океана выявился ряд новых особенностей. Они связаны с азональностью течений, циркуляционными системами в АЦТ и геострофическими потоками в некоторых антарктических морях.

В атлантический сектор Южного океана антарктические циркумполярные воды поступают мощным потоком через пролив Дрейка, в нем скорость течения на поверхности составляет 25 см·с$^{-1}$. Минуя пролив, поток разделяется на три струи: северную, центральную и южную. Первая круто поворачивает к северу и дает начало Фолклендскому течению, центральная струя, которая осуществляет основной перенос вод АЦТ, распространяясь в северо-восточном направлении, достигает Южно-Антильского порога и также поворачивает на север и даже на северо-запад,


а)
б)
Южный полюс
ΔQ=200
φ=40°-50°
φ=50°-70°

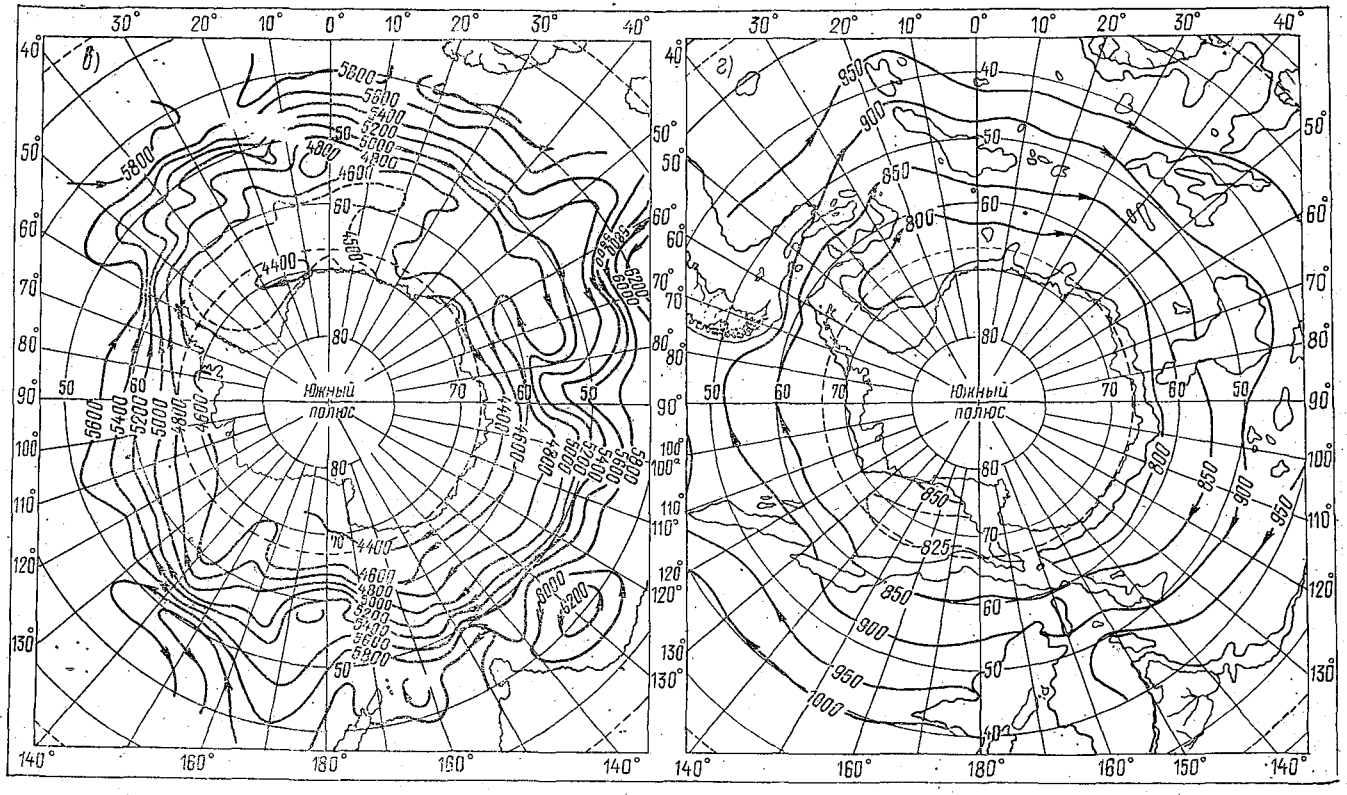


Рис. 1. Карта динамической топографии Южного океана для поверхностей 0 кПа (*а*), 2000 кПа (*б*), 10 000 кПа (*в*) относительно уровня 30 000 кПа и 30 000 кПа (*г*) относительно уровня 40 000 кПа.

устремляясь в Аргентинскую котловину. При этом скорость течения заметно ослабевает. Азональность АЦТ в этом районе прослеживается на картах динамической топографии вплоть до глубины 3000 м. В результате взаимодействия с Бразильским течением после прохождения 50° ю. ш. основной поток вновь поворачивает на восток, образуя в дальнейшем северную ветвь АЦТ, которая в зоне от 30° з. д. до меридиана Гринвича характеризуется повышенными геострофическими скоростями.

Южная струя АЦТ распространяется в зоне слабой бароклинности, сохраняя преимущественно восточную направленность. Она имеет хорошо выраженный волнообразный характер, связанный с особенностями рельефа дна в этом районе. Влиянием рельефа дна, по-видимому, объясняется и существование стационарного антициклонического вихря с центром 54° ю. ш. и 4° з. д., наиболее ярко выраженного на динамических картах 1000 и 2000 децибаровой поверхности.

В южной части атлантического сектора Южного океана четко прослеживается круговорот Уэдделла. Его ядро, несколько вытянутое в меридиональном направлении, расположено между 60° и 65° ю. ш. в зоне 16°—22° в. д. Восточная граница круговорота проходит в зоне 20°—25° в. д. и хорошо согласуется с положением восточной периферии квазистационарного атмосферного циклона. В области круговорота отмечается слабая бароклинность, несколько усиливающаяся на его северной границе. Это указывает на то, что вклад геострофической составляющей в поле течений круговорота Уэдделла невелик. Вдоль Антарктического побережья заметно узкое течение, следующее на запад. В работе [6], посвященной исследованию дрейфа айсбергов, отмечается их интенсивный дрейф на запад вдоль побережья от 60° в. д. до 5° з. д., а затем уменьшение скорости вдвое, меандрирование и следование вдоль изобат 3000—4000 м с поворотом на север после прохождения меридиана 40° з. д. и ускорением дрейфа айсбергов. По данным геострофических расчетов, Западная дуга циклонической циркуляции вдоль Антарктического п-ва выражена слабо, отсутствует западная приграничная интенсификация течений.

С увеличением глубины (динамические карты для горизонтов 200, 1000, 2000 и 3000 м) контуры круговорота Уэдделла становятся рельефнее, увеличивается роль бароклинности в его циркуляции, это еще раз подтверждает тесную связь природы круговорота Уэдделла с динамикой атмосферных процессов в этом районе Южного океана.

Основной поток АЦТ к востоку от меридиана Гринвича становится более стабильным и по направлению, и по скорости, что сохраняется вплоть до 40° в. д. Его ширина составляет здесь около 600 миль. Однако с глубиной поток сужается за счет смещения северной границы АЦТ к югу, которая изменяет свое положение от 42° ю. ш. на поверхности до 48° на горизонте 2000 м.

В области слияния АЦТ с Агульясовым течением образуется зона интенсивной бароклинности. Поток, развивающийся в этой зоне, испытывает заметные меридиональные отклонения вследствие влияния на него западно-индийского хребта и плато Крозе.

В западной части индоокеанского сектора Южного океана при подходе к хребту Кергелен поток АЦТ разделяется на две ветви. Северная ветвь, встречаясь в районе 50° в. д. с Южноиндоокеанским течением, поворачивает на восток и прослеживается до 80° в. д., находясь в условиях сильной бароклинности. Большая же часть потока делает крутой поворот к югу, двигаясь в этом направлении до 60° ю. ш. Он характеризуется слабой бароклинностью, а скорости геострофического течения находятся в пределах 5—7 см·с$^{-1}$. По достижении оконечности хребта Кергелен южная ветвь АЦТ снова поворачивает на восток и заметно усиливается до скорости 15—20 см·с$^{-1}$. Как одну из особенностей этой части индоокеанского сектора следует отметить обширную зону, где практически отсутствуют геострофические течения. Она располагается между восточной периферией круговорота Уэдделла и кергеленской ветвью АЦТ.

Восточнее 90° в. д. северная и южная ветви АЦТ сближаются, и весь поток движется на восток примерно по 50° ю. ш. К югу и северу от него бароклинность заметно ослаблена, АЦТ занимает практически всю ширину Южного океана. Влияние рельефа дна в АЦТ проявляется в виде волнообразных возмущений. К особенностям динамики вод этой акватории следует отнести циклоническую циркуляцию в районе моря Дейвиса и антициклонический круговорот к северу от АЦТ в зоне от 120° до 140° в. д. Последний прослеживается на всех горизонтах, для которых были построены карты динамической топографии. Хотя ранее на динамических картах поворот северной струи АЦТ к Австралии не отмечался, на существовании западного переноса вдоль берега Большой Австралийской бухты указывалось Баем при обсуждении результатов наблюдений [7] за дрейфующими буями, который назвал это течение — течением Флиндерса.

Циклоническая циркуляция в районе моря Дейвиса нашла свое отражение только на динамической карте поверхности. По-видимому, ее можно отождествить с австрало-антарктическим круговоротом, о существовании которого свидетельствуют данные наблюдений за дрейфом айсбергов в этом регионе [6], но он отсутствует на более ранних картах геострофических течений Южного океана. К особенностям этого циклонического круговорота можно отнести сильное миандрирование на его южной периферии, что хорошо прослеживается на картах крупного масштаба. В море Дейвиса наблюдаются две самостоятельных циркуляции — западная и восточная, что подтверждает предыдущие выводы исследователей [1, 5, 6].

В тихоокеанском секторе Южного океана следует выделить три района: первый — от 145° до 170° в. д., второй — от 175° в. д., до

130° з. д. и третий — примыкающий к морям Беллинсгаузена и Амундсена. Пространственная структура АЦТ в первом районе достаточно подробно освещена В. Н. Ботниковым [8], и наши карты динамической топографии только подтверждают устойчивость здесь основных черт циркуляции вод во времени. Зональный перенос, свойственный АЦТ, в этом районе испытывает под влиянием рельефа дна меридиональные смещения, наиболее заметные на южной и северной периферия потока. С севера дополнительное влияние на зональность АЦТ оказывает Восточно-Австралийское течение. Под его воздействием северная струя АЦТ описывает меандр у берегов Новой Зеландии, в центре которого возникает циклоническая циркуляция, проникающая до глубины 700—800 м.

Начиная от 175° в. д. поток АЦТ разделяется на две крупные струи, между которыми в западной части Южной котловины отмечена антициклоническая циркуляция, проникающая практически до дна. Особенностью этой циркуляции является смещение ее ядра к юго-западу с глубиной. Северная и южная ветви АЦТ, огибая это антициклоническое образование, двигаются в зонах интенсивной и бароклинности. На меридиане 150° з. д. они сливаются, образуя область повышенной бароклинности между 50° и 60° ю. ш. Этому способствует система циркуляции вод к югу от 60° ю. ш. К сожалению, недостаточность информации о термохалинной структуре вод в этом районе не позволяет дать подробный анализ геострофической циркуляции. Но достаточно слабые здесь градиенты гидрофизических характеристик позволяют предположить, что она не является определяющей.

Как следует из анализа карт динамической топографии, в районе моря Росса выделяются два встречных течения. Западное течение, являясь южной струей АЦТ, развивается от северной оконечности берега Борхгревика в юго-восточном направлении — до 160° з. д. Здесь оно разделяется на две ветви, из которых одна включается в циклоническую циркуляционную систему юго-западной части моря Росса, а вторая отворачивает к северу и соединяется с восточным течением, имеющим северо-западную направленность. Восточное течение, хотя и недостаточно четко представлено на динамических картах, прослеживается до 170° з. д., где поворачивает на восток. Можно полагать, что это течение является частью системы течений круговорота Росса, который практически не обнаруживается на динамических картах верхних горизонтов. Область его существования характеризуется ослабленной бароклинностью, не предполагающей развитие здесь заметных геострофических течений. Это дает основание считать, что вклад бароклинной составляющей в динамику круговорота Росса очень мал и он представляет собой аналогично круговороту Уэдделла баротропный поток.

В юго-восточной части тихоокеанского сектора выделяется циклоническое вращение вод в море Беллинсгаузена, прослежи-

ваемое на картах динамической топографии до глубины 1000 м. Более подробный анализ геострофической циркуляции в этом районе по учащенной сеточной области показал, что северная граница круговорота проходит примерно по 65° ю. ш., а восточная по 70° з. д. Характерной чертой круговорота Беллинсгаузена является сильный геострофический поток западного направления на его южной периферии, обусловленный большими меридиональными контрастами в термохалинной структуре вод, образующимися за счет выноса на антарктический шельф этого района теплой циркумполярной воды.

Представляет интерес рассмотреть также структуру вертикальных движений вследствие их большой экологической значимости. Авторы в рамках диагностического подхода разработали метод расчета вертикальных движений на основе заданных полей атмосферного давления и плотности морской воды. Полученное выражение для вертикальной скорости аддитивно связывает ее с завихренностью и неоднородностью поля ветра (ветровой вклад), наклоном уровенной поверхности (градиентный вклад) и, наконец, с интегральной бароклинностью (бароклинный вклад) [9]. Метод был успешно применен для изучения детальной структуры апвеллинга в некоторых промысловых районах Южного океана для самых разнообразных гидрометеорологических условий.

В настоящей работе основное внимание уделяется структуре крупномасштабной вертикальной циркуляции вод Южного океана на основе уже использованного климатического банка данных о температуре и солености воды и среднемноголетнего февральского поля атмосферного давления [10]. На рис. 2—3 приведены расчетные схемы результирующих вертикальных движений в Южном океане.

Видно, что картина распределения вертикальных движений характеризуется сложным чередованием зон опускания и подъема вод, вытянутых в меридиональном направлении. Такая ориентация отмечается и в работе [11].

Величина вертикальной скорости на глубине 50 м имеет порядок 10^{-6}—10^{-5} см/с. Глубже она возрастает, достигая на глубине 200 м 10^{-4} см/с, а на 1000 м 10^{-3} см/с. Отчетливо прослеживается увеличение v_z на каждом последующем расчетном горизонте приблизительно на порядок. Оказывается также, что области восходящих движений связаны с поднятиями, а области нисходящих движений — с впадинами рельефа дна. В Атлантике апвеллинг вод приурочен к шельфовым зонам Южной Америки, Фолклендских, Южно-Сандвичевых о-вов, о-ва Южная Георгия. Он также наблюдается над Южно-Атлантическим и Африканско-Антарктическим хребтами. Нисходящие движения преобладают в областях Аргентинской, Капской котловин, котловины Агульяс. Аналогичная картина в Индийском океане. Подъем вод наблюдается над хребтами: Африканско-Антарктическим, Кергелен, Австрало-Антаркти-

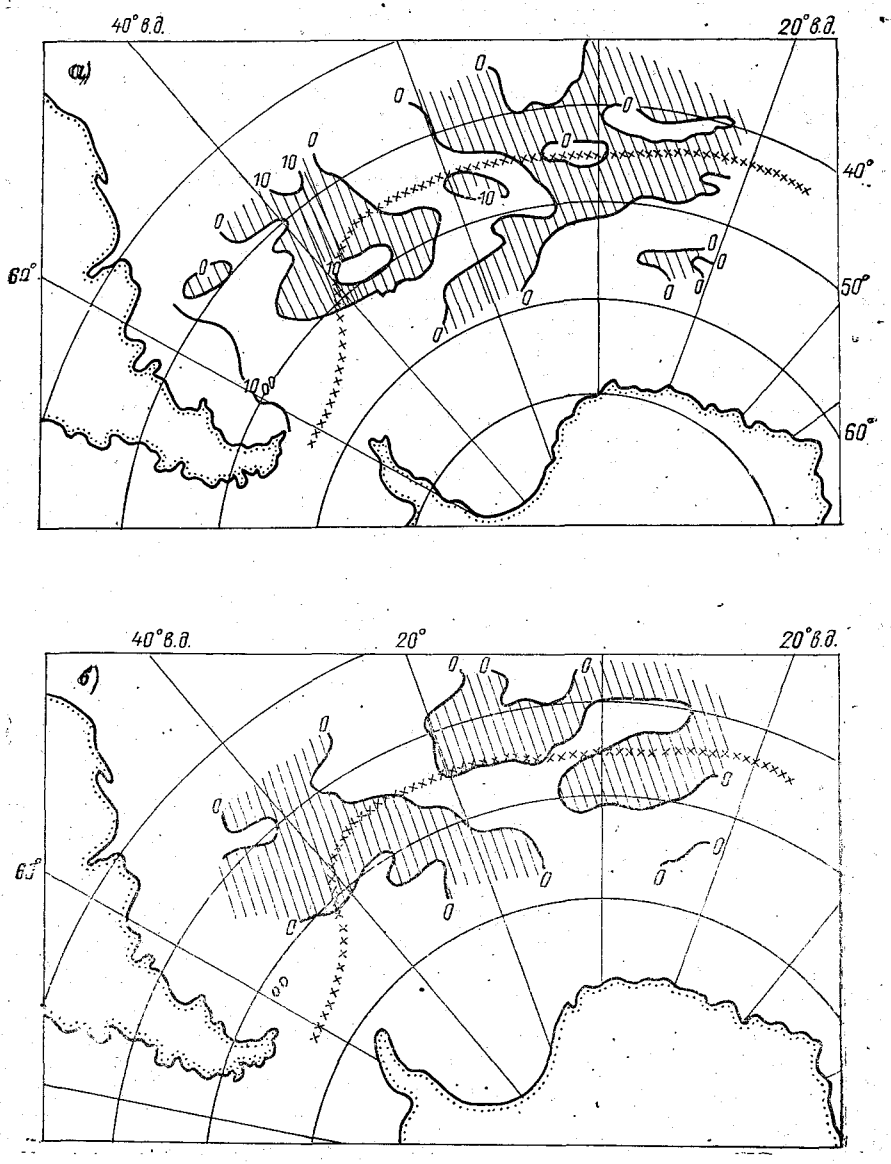


Рис. 2. Вертикальные движения вод ($\times 10^5$ см/с) в Атлантическом секторе Южного океана на глубинах 50 м (*а*) и 1000 м (*б*). Заштрихованы зоны опускания вод. хххх — Антарктическая Полярная Фронтальная зона.

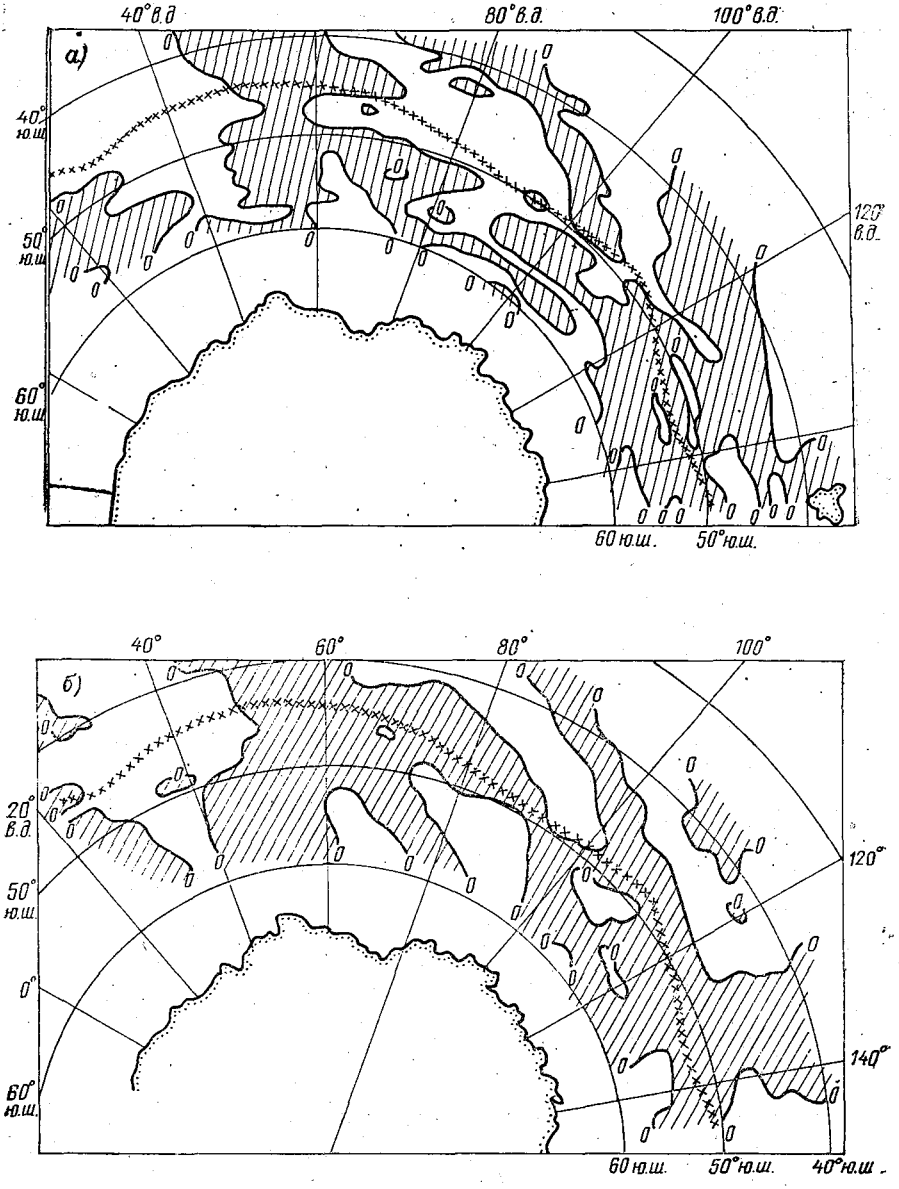


Рис. 3. Вертикальные движения ($\times 10^{-5}$ см/с) в индийском секторе Южного океана на глубинах 50 м (*а*) и 1000 м (*б*).

ческим. Районы котловин Африканско-Антарктической, Австрало-Антарктической характеризуются опусканием вод.

Особенно сложная картина вертикальных движений наблюдается во фронтальных зонах. Так, можно на схемах видеть, что АПФЗ характеризуется не постоянством знака вертикальной скорости, а непрерывным чередованием зон подъема и опускания вод.

Таблица 1

Величины максимальных горизонтальных градиентов вертикальной скорости, их географическое положение относительно АПФЗ

Атлантический океан

Долгота	65° з. д.	45° з. д.	20° з. д.	0°	10° в. д.
Максимальный градиент (см/с на 1° широты)	$0{,}15\cdot10^{-4}$	$0{,}21\cdot10^{-4}$	$0{,}09\cdot10^{-4}$	$0{,}48\cdot10^{-4}$	$0{,}46\cdot10^{-4}$
Преобладающий градиент (см/с на 1° широты)	$0{,}01\cdot10^{-4}$	$0{,}05\cdot10^{-4}$	$0{,}02\cdot10^{-4}$	$0{,}10\cdot10^{-4}$	$0{,}12\cdot10^{-4}$
Широта максимального градиента	55,5°	47°	50°	48°	46°
Среднемноголетняя широта фронтальной зоны	56°	48°	51°	47°	46°

Индийский океан

Долгота	50° в. д.	65° в. д.	115° в. д.
Максимальный градиент (см/с на 1° широты)	$0{,}17\cdot10^{-4}$	$0{,}20\cdot10^{-4}$	$0{,}11\cdot10^{-4}$
Преобладающий градиент (см/с на 1° широты)	$0{,}02\cdot10^{-4}$	$0{,}04\cdot10^{-4}$	$0{,}03\cdot10^{-4}$
Широта максимального градиента	47,5°	47°	46°
Среднемноголетняя широта фронтальной зоны	47°	47,5°	45°

Максимальные величины вертикальной скорости достигаются в районе антарктической конвергенции и вдоль материкового склона (опускание), тогда как между этими областями располагается зона подъема вод. Из табл. 1 видно, что фронтальная зона располагается именно в районе максимальных значений пространственного градиента v_z. При этом знак v_z во фронтальной зоне, очевидно, может быть любым.

Таблица 2

Характерные величины вертикальной скорости v_z, ее составляющих (ветровой — v_{z1}, градиентной — v_{z2}, бароклинной — v_{z3}) и их вклад в суммарную скорость на разных глубинах

Атлантический океан

Глубина, м	%	v_{z1} (см/с)	%	v_{z2} (см/с)	%	v_{z3} (см/с)	v_z (см/с)
50	11	$0{,}30\cdot10^{-6}$	1	$0{,}61\cdot10^{-6}$	88	$0{,}24\cdot10^{-5}$	$0{,}27\cdot10^{-5}$
200	1	$0{,}29\cdot10^{-6}$	0	$0{,}61\cdot10^{-6}$	99	$0{,}24\cdot10^{-4}$	$0{,}25\cdot10^{-4}$
1000	0	$0{,}29\cdot10^{-6}$	0	$0{,}61\cdot10^{-6}$	100	$0{,}16\cdot10^{-3}$	$0{,}16\cdot10^{-3}$

Индийский океан

Глубина, м	%	v_{z1}	%	v_{z2}	%	v_{z3}	v_z
50	19	$0{,}68\cdot10^{-6}$	0	$0{,}60\cdot10^{-6}$	81	$0{,}29\cdot10^{-5}$	$0{,}36\cdot10^{-5}$
200	2	$0{,}66\cdot10^{-6}$	0	$0{,}60\cdot10^{-6}$	98	$0{,}28\cdot10^{-4}$	$0{,}29\cdot10^{-4}$
1000	0	$0{,}66\cdot10^{-6}$	0	$0{,}60\cdot10^{-6}$	100	$0{,}42\cdot10^{-3}$	$0{,}42\cdot10^{-3}$

Табл. 2 показывает, какой вклад в суммарную вертикальную скорость вносит та или иная компонента на различных глубинах. В атлантическом, индийском секторах Южного океана наблюдаются общие закономерности. Основную долю составляет бароклинная компонента: 81—88% на глубине 50 м, до 100% на 1000 м. Отличительной особенностью ветровой и градиентной составляющих является их постоянство по глубине и малый вклад в общую вертикальную скорость.

Оценивая вклад ветра в формирование вертикальной циркуляции, можно отметить, что уже на глубине 50 м он невелик: 11—15% в Атлантическом секторе, 19—21% — в Индийском. На 200 м это влияние составляет 1—2%, а на глубине 1000 м вообще не сказывается (0,5%). Вклад градиентной компоненты на всех горизонтах незначительный.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Трешников А. Ф., Гиндыш Б. В., Максимов И. В.* Великий восточный дрейф Южного океана. — Проблемы Арктики и Антарктики, 1966, вып. 22, с. 13—34.
2. *Гурецкий В. В., Саруханян Э. И.* Расчеты и исследования циркуляции вод Южного океана. — Изв. АН СССР, ФАО, т. II, № 12, 1980, с. 15—22.
3. *Смирнов Н. П., Саруханян Э. И.* Водные массы и циркуляция вод Южного океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986, с. 288.
4. *Сеидов Д. Г., Еникеев В. Х.* Модель циркуляции Южного океана. — Метеорология и гидрология, 1986, № 6, с. 51—60.

5. *Gordon A. L., Molinelli E., Baker T.* Zarge scale relating dynamic topography of the Southern Ocean. — g. Geophys. Res. Vol. 83, № 6, 1978, p. 3023—3032.
6. *Swithinbank C., MeClain P., Zittle P.* Drift tracks of antarctic icebergs. — Polar Res., 18 (116), 1977, p. 495—501.
7. *Bye J. A. T.* Oceanic circulation south of Australia, Antarctic Res. Ser. v. 19, 1972, p. 95—100.
8. *Ботников В. Н., Амонский Е. Л.* Циркуляция поверхностных вод Южного океана на 140°—170° в. д. — В сб.: Межведомственная экспедиция по программе ПОЛЭКС-ЮГ-81 (научные результаты). — Л.: Гидрометеоиздат, 1986, с. 23—27.
9. *Кузнецова Л. Н., Иванов В. В.* Закономерности апвеллинга в промысловых районах Южного океана. — Тр. ЛГМИ, 1986, вып. 93.
10. Карты многолетних среднемесячных значений атмосферного давления и температуры воздуха на уровне моря для земного шара. — Метеорологический бюллетень. — М.: Гидрометцентр, 1960. — 22 с.
11. *Гурецкий В. В., Данилов А. И., Ивченко В. О., Клепиков А. В.* Моделирование циркуляции Южного океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987. — 198 с.

УДК 551.465.432

В. А. ГОРЧАКОВ, В. А. РЯБЧЕНКО (ЛО ИОАН)

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ДЕЯТЕЛЬНОГО СЛОЯ В ТРЕХМЕРНОЙ КВАЗИГЕОСТРОФИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЦИРКУЛЯЦИИ ОКЕАНА

Решающую роль в формировании крупномасштабной циркуляции океана играют процессы вертикального турбулентного перемешивания в деятельном слое. Движения в нем обеспечивают обмен импульсом, теплом, массой и энергией между атмосферой и основной толщей океана, поэтому корректное описание этих процессов является необходимым условием построения адекватной модели крупномаштабной циркуляции океана. В настоящее время существует целый ряд одномерных моделей деятельного слоя (см. обзор в [6]), способных достаточно достоверно отразить физику явления. Вместе с тем примеров их использования в трехмерных моделях циркуляции все еще немного. Первые попытки параметризации деятельного слоя в таких моделях были осуществлены в рамках интегрального подхода ([2, 7]), при котором основными искомыми переменными являются температура и толщина верхнего квазиоднородного слоя (ВКС), причем для отыскания последней привлекается интегральное уравнение бюджета энергии турбулентности. Детальная параметризация вертикальной структуры деятельного слоя океана, основанная на использовании дифференциальных уравнений бюджета энергии турбулентности и скорости ее диссипации, было продложено в [3, 5]. Основные трудности, возникающие как в первом, так и во втором случаях, связаны с проблемой замыкания указанных уравнений. В дифференциальных моделях помимо этого не всегда удается сформулировать физически обоснованные граничные условия (например, для скорости диссипации энергии турбулентности). Последнее обстоятельство, а также неэкономичность (в смысле затрат машинного времени) дифференциальных моделей заставляет отдать предпочтение более простым интегральным. Та-

кая модель, реалистичность которой была проверена на большом числе данных наблюдений, была предложена в [4]. В настоящей работе она используется для параметризации деятельного слоя в трехмерной квазигеострофической модели [1].

Схема параметризации. Выделим в толще океана n слоев. Верхний из них будем отождествлять с ВКС, а следующий слой от нижней границы $z=h$ ВКС до некоторой фиксированной глубины $z=\eta$ — с сезонным термоклином. Предположим, что температура T_s в ВКС не зависит от вертикальной координаты z и что в его основании она изменяется скачком до значения T_h на верхней границе сезонного термоклина. Учитывая эти предположения и считая h функцией горизонтальных координат (долготы λ и широты θ) и времени t, проинтегрируем уравнение бюджета тепла в пределах каждого из n слоев. Полученные в результате уравнения для ВКС и сезонного термоклина представим в виде (уравнения бюджета тепла для нижних слоев аналогичны используемым в [1] и здесь не приводятся)

$$\frac{\partial}{\partial t} hT_s + \operatorname{div}(hT_s\bar{\mathbf{u}}_s) - T_s\left[\frac{\partial h}{\partial t} + \mathbf{u}_h\nabla h - w_h\right] = \\ = q_0 - q_{h-0} + A\operatorname{div}(h\nabla T_s), \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} h_t\bar{T}_t + \operatorname{div}(h_t\bar{T}_t\bar{\mathbf{u}}_t) + T_h\left[\frac{\partial h}{\partial t} + \mathbf{u}_h\nabla h - w_h\right] + w_\eta T_\eta = \\ = q_{h+0} - q + A\operatorname{div}(h_t\nabla\bar{T}_t), \tag{2}$$

где $\mathbf{u}=(u, v)$ и w — горизонтальная и вертикальная компоненты скорости; T — температура; q — нормированный на объемную теплоемкость морской воды вертикальный поток тепла; $h_t=\eta-h$ — толщина сезонного термоклина; A — коэффициент горизонтальной турбулентной диффузии; div и ∇ — операторы дивергенции и градиента на поверхности сферы радиуса a, нижние индексы s и t указывают на принадлежность характеристики соответственно к ВКС и сезонному термоклину, все прочие нижние индексы — к определенному уровню; чертой сверху обозначена операция осреднения в пределах слоя. Отметим, что при выводе (2) использовалось приближенное равенство $\int_h^\eta T\mathbf{u}\,dz \approx h_t\bar{T}_t\mathbf{u}_t$. Вид последних членов в правых частях (1) и (2) постулировался исходя из соображений простоты обеспечения условия сохранения тепла в исследуемой области.

Как и в [1], положим $q_\eta = A_z\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_\eta = A_z(\bar{T}_t - \bar{T}_3)\Big/\left(\frac{h_t+\Delta z_3}{2}\right)$, $T_\eta = \frac{1}{2}(\bar{T}_t + \bar{T}_3)$, где A_z — коэффициент вертикальной диффузии в сезонном термоклине и нижележащих слоях, $\bar{T}_3$ и Δz_3 — средняя температура и толщина слоя 3, подстилающего сезонный термоклин. Для определения фигурирующих в (1) и (2) значений w

и w_h вертикальной компоненты скорости воспользуемся уравнением неразрывности. Из него следует, что w_h равно

$$w_h = -\operatorname{div}(\bar{\mathbf{u}}_s h) + \mathbf{u}_h \nabla h. \tag{3}$$

Далее, следуя [1], представим $\bar{\mathbf{u}}_s$ в виде

$$\bar{\mathbf{u}}_s = \bar{\mathbf{u}}_{sd} + \bar{\mathbf{u}}_{sg}, \tag{4}$$

где $\bar{\mathbf{u}}_{sd} = \frac{1}{\rho_0 h f}(\tau_\theta^0, -\tau_\lambda^0)$, и $\bar{\mathbf{u}}_{sg}$ — средние в пределах ВКС дрейфовая и геострофическая компоненты горизонтальной скорости, $\tau^0 = (\tau_\lambda^0, \tau_\theta^0)$ — тангенциальное напряжение трения ветра на поверхности океана, f — параметр Кориолиса, ρ_0 — средняя плотность морской воды. При этом $\mathbf{u}_{sd}$, по предположению, обращается в нуль на уровне $z=h$ при $h<h_e$ и на уровне $z=h_e$ при $h \geqslant h_e$ (h_e — определяемая ниже толщина экмановского пограничного слоя), а $\mathbf{u}_{sg}$ (как и горизонтальная компонента скорости во всех прочих слоях) есть сумма средней по всей толще океана скорости, рассчитываемой с помощью уравнения для интегральной функции тока, и отклонения от нее, обусловленного эффектами бароклинности морской воды и вычисляемого из геострофических соотношений.

Введем следующие характерные масштабы: длины по вертикали $h_* = u_*/(Nf)^{1/2}$, длины по горизонтали L, времени ω^{-1}, температуры T_* и потока тепла q_* (здесь $N = (g\alpha_T\gamma)^{1/2}$ и $\gamma = \partial T/\partial z$ — характерные значения частоты Вяйсяля — Брента и вертикального градиента температуры в сезонном термоклине, ω — частота сезонных колебаний потока тепла q_0 и динамической скорости ветра u_* на поверхности океана, g — ускорение свободного падения, α_T — термический коэффициент расширения морской воды). Тогда масштабы геострофической и дрейфовой компонент горизонтальной скорости равны соответственно $\frac{\alpha_T g u_* T_*}{L N^{1/2} f^{3/2}}$ и $u_*(N/f)^{1/2}$, их отношение — числу Россби $\mathrm{Ro} = u_* N^{1/2}/(f^{3/2} L)$; масштаб вертикальной компоненты скорости — $\frac{h_*}{L} u_*(N/f)^{1/2}$. Переходя к безразмерным переменным и сохраняя за ними прежние обозначения, перепишем уравнения (1)—(3) в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} h T_s + t_* \mathrm{Ro} \operatorname{div}(h T_s \bar{\mathbf{u}}_s) - T_s \left[\frac{\partial h}{\partial t} + t_* \mathrm{Ro} \operatorname{div}(\bar{\mathbf{u}}_s h) \right] = B(q_0 - q_{h-0}) + \mathrm{Pe}^{-1} \operatorname{div}(h \nabla T_s), \tag{1'}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} h_t \bar{T}_t + t_* \mathrm{Ro} \operatorname{div}(h_t \bar{T}_t \bar{\mathbf{u}}_t) + T_h \left[\frac{\partial h}{\partial t} + t_* \mathrm{Ro} \operatorname{div}(\bar{\mathbf{u}}_s h) \right] + t_* \mathrm{Ro}\, w_\eta T_\eta = B(q_{h+0} - q_\eta) + \mathrm{Pe}^{-1} \operatorname{div}(h_t \nabla \bar{T}_t), \tag{2'}$$

$$w_h = -\operatorname{div}(\bar{\mathbf{u}}_s h) + \mathrm{Ro}\, \mathbf{u}_h \nabla h, \tag{3'}$$

где $t_* = f/\omega$, $B = q_*(t_* N)^{1/2}/(u_* T_* \omega^{1/2})$, $\mathrm{Pe} = \omega L^2/A$. Полагая $L = 5\cdot 10^5$ м, $u_* = 0{,}1$ м·с$^{-1}$, $f = 10^{-4}\cdot$ с$^{-1}$, $\omega = 2\cdot 10^{-7}\cdot$ с$^{-1}$, $A = 10^4$ м$^2\cdot$с$^{-1}$, $q_* = 10^{-5}\cdot$ м °С·с$^{-1}$, $T_* = 1$ °С и $\gamma = 5\cdot 10^{-2}$ °С·м$^{-1}$, получим $N = 10^{-2}\cdot$с$^{-1}$, $t_* = 5\cdot 10^2$, $\mathrm{Ro} = 2\cdot 10^{-2}$, $B = 0{,}5$, $\mathrm{Pe} = 5$, $t^*\mathrm{Ro} = 10$. Итак, в сезонном масштабе времени все члены в уравнениях (1′)—(3′) оказываются одного порядка, за исключением второго члена в правой части (3′), который почти на два порядка меньше первого. Пренебрегая этим членом и возвращаясь к размерным переменным, запишем выражение для w_h в виде

$$w_h = -\operatorname{div}(\bar{\mathbf{u}}_s h) = \operatorname{div}\left(\int_h^H \mathbf{u}\, dz\right), \tag{5}$$

где H — глубина океана. В соответствии с (5) члены в квадратных скобках в (1), (2) равны $\left[\frac{\partial h}{\partial t} - w_h\right]$.

Определим теперь потоки тепла q_{h-0} и q_{h+0} соответственно на нижней границе ВКС и верхней границе сезонного термоклина. С этой целью проинтегрируем уравнения бюджета тепла для каждого из слоев по площади исследуемой области и сложим полученные результаты. Тогда при отсутствии потока тепла на свободной поверхности и твердых границах океана приходим к следующему условию:

$$(T_s - T_h)\left(\frac{\partial h}{\partial t} - w_h\right) = q_{h-0} - q_{h+0}, \tag{6}$$

обеспечивающему сохранение теплосодержания океана.

Следуя [4], предположим, что турбулентный поток q_{h-0} тепла на нижней границе ВКС, обусловленный диффузией турбулентности в нетурбулентную область, отличен от нуля только в периоды углубления ВКС; отсечение части ВКС в период подъема его нижней границы и объединение ее с сезонным термоклином равносильны заданию на верхней границе последнего эквивалентного потока тепла q_{h+0}, определяемого условием (6).

Тогда

$$q_{h-0} = \begin{cases} (T_s - T_h)\left(\frac{\partial h}{\partial t} - w_h\right) & \text{при } \left(\frac{\partial h}{\partial t} - w_h\right) > 0, \\ 0 & \text{при } \left(\frac{\partial h}{\partial t} - w_h\right) \leqslant 0. \end{cases} \tag{7}$$

$$q_{h+0} = \begin{cases} 0 & \text{при } \left(\frac{\partial h}{\partial t} - w_h\right) > 0, \\ -(T_s - T_h)\left(\frac{\partial h}{\partial t} - w_h\right) & \text{при } \left(\frac{\partial h}{\partial t} - w_h\right) \leqslant 0. \end{cases} \tag{8}$$

Для отыскания неизвестной функции h дополним систему (1), (2), (4), (5), (7), (8) проинтегрированным в пределах ВКС уравнением бюджета кинетической энергии турбулентности, записанным в предположении о стационарности и горизонтальной однородности турбулентного потока. Одновременно предположим, что интегральная диссипация и продукция энергии турбулентности пропорциональны друг другу, причем энергия турбулентности механического происхождения полностью диссипирует в пределах экмановского слоя. Тогда, согласно [4], для определения h имеем следующие соотношения:

$$\frac{\partial h}{\partial t} - w_h = -\frac{C_1 q_0}{T_s - T_h}\left[1 - \frac{C_2}{C_1}\mathrm{Rf}^{-1} F(h)\right] \quad \text{при} \quad \mathrm{Rf} \leqslant \frac{C_2}{C_1} F(h),$$
$$\frac{h}{h_e} = 1 - \frac{C_1}{C_2}\mathrm{Rf} \quad \text{при} \quad \mathrm{Rf} \geqslant 0, \quad \left(\frac{\partial h}{\partial t} - w_h\right) \leqslant 0, \tag{9}$$

где $\mathrm{Rf} = -g\alpha_T q_0 h / u_*^3$ — динамическое число Ричардсона, $h_e = u_*/(C_3|f|)$ — толщина экмановского пограничного слоя, $F(h) = 1 - h/h_e$ при $h < h_e$ и 0 при $h \geqslant h_e$, C_1, C_2 и C_3 — числовые константы.

Заметим, что выделение в годовом цикле периодов заглубления $\left(\frac{\partial h}{\partial t} - w_h\right) > 0$ и подъема $\left(\frac{\partial h}{\partial t} - w_h\right) \leqslant 0$ нижней границы ВКС приводит к тому, что акватория океана в любой фиксированный момент времени представляет собой мозаику областей двух типов, отличающихся друг от друга способом вычисления толщины h ВКС. В областях первого типа функция h находится с помощью решения дифференциального уравнения, в областях второго — по формуле (9). На внутренней части границ областей первого типа ставится условие непрерывности h, на внешней части границ, совпадающей с береговой линией, условия для h не требуется из-за использования здесь условия непротекания $\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0$, где $\mathbf{n}$ — нормаль к береговой черте.

Опишем, наконец, особые моменты в сезонной эволюции ВКС. Весной на фоне старого ВКС начинает образовываться новый, толщина которого в момент смены знака q_0 зависит только от u_* и $|f|$. Считается, что в начале периода нагревания толщина h меняется скачком от ее значения в предшествующий момент времени до нового значения, равного толщине экмановского пограничного слоя h_e. Температура T_s при этом остается неизменной, а температура T_h, принимаемая равной T_t, находится из условия сохранения тепла в системе ВКС — сезонный термоклин.

Другая особая ситуация может возникнуть в период охлаждения, когда разность $(T_s - T_h)$ становится близкой к нулю. В этом случае осуществляется конвективное приспособление двух верхних слоев, выравнивающее температуры T_s и T_t. В дальнейшем в качестве ВКС фигурирует объединенный слой с начальной толщиной

$h=\eta$, а в качестве «сезонного термоклина» — слой, подстилающий старый сезонный термоклин, причем расчет температур и толщин слоев производится по тем же уравнениям (1), (2) и (9). Вырождение нового «сезонного термоклина» происходит аналогичным образом. Процесс прекращается, когда толщина h становится равной глубине H океана. Температура T такого однородного (по вертикали) океана находится из уравнения

$$\frac{\partial T}{\partial t}+\operatorname{div}(T\bar{\mathbf{u}})=q_0/H+A\operatorname{div}(\nabla T), \tag{10}$$

где $\bar{\mathbf{u}}=\frac{1}{H}\int\limits_0^H \mathbf{u}\,dz$.

Завершая постановку задачи, укажем граничные условия для уравнений (1) и (2). Здесь, как и в [1], на твердых границах (боковых стенках, совпадающих с береговой линией, и дне океана) принимается условие отсутствия потока тепла:

$$\frac{\partial T}{\partial n}=0, \tag{11}$$

а на жидких границах — условие периодичности для температуры и ее производных.

Итак, имеем систему уравнений (1), (2), (4), (5), (7)—(11), дополненную заимствованными из [1] уравнением для интегральной функции тока и выражениями для бароклинных отклонений скорости от ее среднего значения, которая может быть решена, если заданы необходимые начальные условия, напряжение трения ветра и поток тепла на поверхности океана.

Численный эксперимент. Целью обсуждаемого численного эксперимента была проверка описанной выше схемы параметризации деятельного слоя океана. Предполагалось, что течения в океане отсутствуют, т. е. сезонная эволюция характеристик деятельного слоя определяется исключительно локальными атмосферными воздействиями.

Как и в [1], в качестве исследуемой области фигурирует Индийский океан. Он представляется в виде двухсвязной области, северную границу которой образуют отрезки меридианов и параллелей, аппроксимирующие береговую линию Африки, Евразии и Австралии, объединенных в единый материк, а южную — часть круга широты, аппроксимирующего береговую линию Антарктиды. Шаги сетки по долготе и широте принимаются равными 5°. Число слоев $n=5$, причем слой 1 соответствует ВКС, а в слоях 2—5 фиксированные горизонты, на которых рассчитываются средние (в пределах слоя) значения плотности, давления, горизонтальной компоненты скорости и температуры, задаются на глубинах $z_2=50$ м, $z_3=300$ м, $z_4=500$ м и $z_5=1500$ м. Границы $z_{k+\frac{1}{2}}$ $(k=1, 2, 3, 4)$ между слоями, на которых рассчитывается вертикальная компо-

нента скорости, суть h при $k=1$ и $(z_k+z_{k+1})/2$ при $2\leqslant k\leqslant 4$, причем $\eta\equiv z_{2+\frac{1}{2}}=175$ м.

Поток тепла $Q_0=\rho c q_0$ на поверхности океана задается в виде $Q_0=Q_R+a(T_a-T_s)-b$, где Q_R и T_a — средние зональные значения потока поглощенной солнечной радиации и температуры воздуха в приводном слое атмосферы; ρc — объемная теплоемкость морской воды; a и b — постоянные коэффициенты. Значения этих коэффициентов, зависимость Q_R и T_a от широты и времени, сезонные поля касательного напряжения ветра $\tau^0=(\overset{0}{\tau}_\lambda, \overset{0}{\tau}_\theta)$, а также вся остальная необходимая исходная информация заимствуются из [1].

В начальный момент времени задаются пространственное распределение температуры, полученное в [1] в результате решения полной трехмерной задачи с описанием вертикального турбулентного обмена в рамках k-теории, и постоянное значение толщины ВКС, равное 30 м. Расчет продолжается до установления квазипериодического режима в деятельном слое океана. В качестве критерия установления выбирается условие изменения температуры и толщины ВКС в фиксированные моменты двух последующих лет не более чем на 1%. Указанный режим в низких и умеренных широтах океана достигается через 10 лет после начала интегрирования. Вместе с тем в высоких широтах продолжается выхолаживание ВКС, который здесь в течение большей части года занимает всю толщину океана. Предполагается, что при понижении температуры ВКС до температуры T_i замерзания морской воды на поверхности океана образуется лед, теплообмен с атмосферой прекращается, а температура ВКС остается неизменной и равной T_i. С учетом этого условия квазипериодический режим в деятельном слое океана достигается по истечении примерно 25 лет.

Обсуждение полученных результатов начнем с описания сезонной эволюции средней зональной толщины $\langle h\rangle$ ВКС (рис. 1). Как видно, в южном полушарии имеют место ярко выраженные сезонные колебания $\langle h\rangle$ с максимумом зимой и минимумом летом. В низких и умеренных широтах этого полушария (между экватором и 50°) область максимальных значений $\langle h\rangle$ располагается в зоне между 15° и 25°, а области минимальных значений — в окрестности широт 5° и 35°. В высоких широтах (между 50° и береговой линией Антарктиды) в результате интенсивного конвективного перемешивания нижняя граница ВКС в зимний период достигает дна океана. В северной части Индийского океана сезонный ход $\langle h\rangle$ выражен слабее. Это связано с тем, что здесь ветер противодействует подъему нижней границы ВКС в период прогрева в большей степени, чем в умеренных широтах южного полушария.

Наиболее яркая особенность рассчитанного поля температуры — ее однородность в зональном направлении в течение всего года, обусловленная отсутствием течений. В сезонном ходе средней

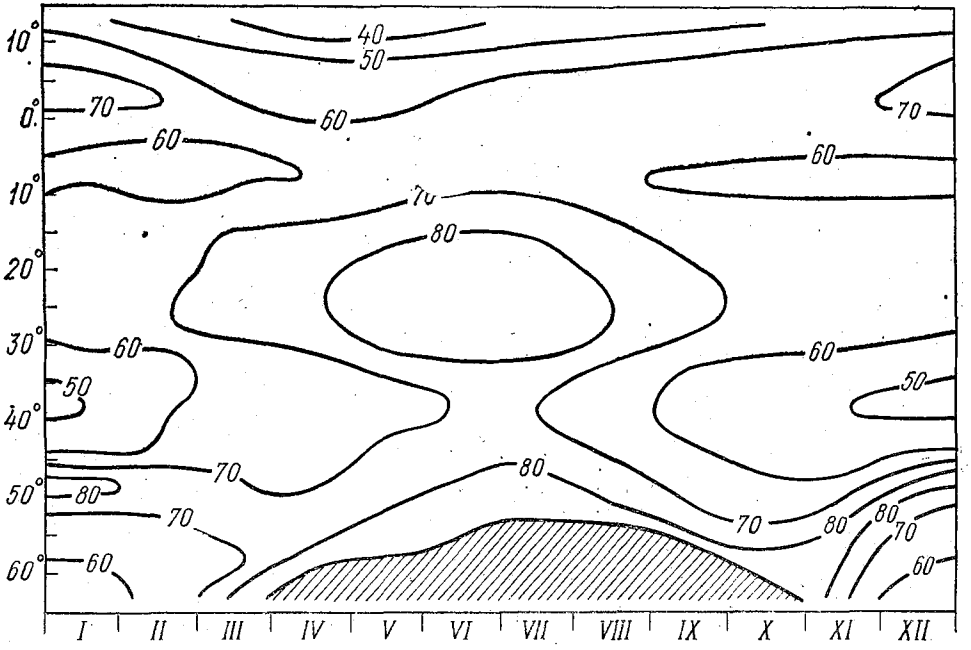


Рис. 1. Широтно-временное распределение средней зональной толщины (м) ВКС в Индийском океане.
Заштрихована область, где толщина ВКС равна глубине океана.

зональной температуры ВКС или, что то же, температуры поверхности океана (рис. 2) отмечаются два экстремума: минимум в конце зимы — начале весны и максимум в конце лета — начале осени соответствующего полушария. Обратим внимание на рост амплитуды сезонных колебаний температуры ВКС при увеличении широты от 0 до 15° N и от 0 до 30° S и ее примерное постоянство в зоне 30—45° S. Максимальное значение (2,5° C) этой характеристики отмечается на широте 30° S, минимальное (0,5° C) — на экваторе.

Приведенные результаты расчета сезонной эволюции характеристик ВКС качественно согласуются с имеющейся эмпирической информацией. Что касается количественного сопоставления с данными наблюдений, то оно вряд ли целесообразно до проведения расчетов по полной версии модели, учитывающей перенос тепла течениями. Учет течений может оказать сильное влияние не только на температуру, но и на толщину ВКС. Действительно, в ряде районов океана изменения толщины ВКС, обусловленные крупномасштабными вертикальными движениями, соизмеримы с ее локальными изменениями неадвективного происхождения. Последнее утверждение иллюстрируется приведенными на рис. 3 распределением вертикальной компоненты скорости w_η на горизонте $\eta = 175$ м в июне (фрагмент *а*) и декабре (фрагмент *б*), построенными по результатам работы [1]. Как видно, значения модуля w_η максимальны в зонах даунвеллинга, существующих у побережья Австралии, у южной оконечности Африки, у берегов Антарктиды в течение всего года и в Аравийском море летом, и в зонах апвеллинга, существующих у восточного побережья Африки в течение всего года и у западного побережья п-ва Индостан летом. Обусловленное такими вертикальными скоростями годовое изменение толщины h ВКС при отсутствии других факторов составило бы несколько сотен метров, что заметно больше ее сезонных вариаций, вызванных локальными атмосферными воздействиями (рис. 1).

Попутно отметим ряд других интересных особенностей, представленных на рис. 3, полей w_η: изменение как величины, так и направления w_η при переходе от лета к зиме в тропической зоне Индийского океана, вызванное воздействием муссонов; существование в течение всего года обширной области апвеллинга в умеренных широтах южного полушария, совпадающей с областью субтропического круговорота; практическое отсутствие сезонных изменений w_η в области Антарктического кругового течения, где определяющую роль в формировании поля вертикальной компоненты скорости играет рельеф дна. Сравнение приведенного поля w_η с результатами других расчетов этой характеристики [8, 9] свидетельствует об их качественном подобии. Исключением является зона сильного апвеллинга у южной оконечности Африки (рис. 3), отсутствующая в [8, 9]. Возможно, что ее существование обусловлено сильной идеализацией береговой линии.

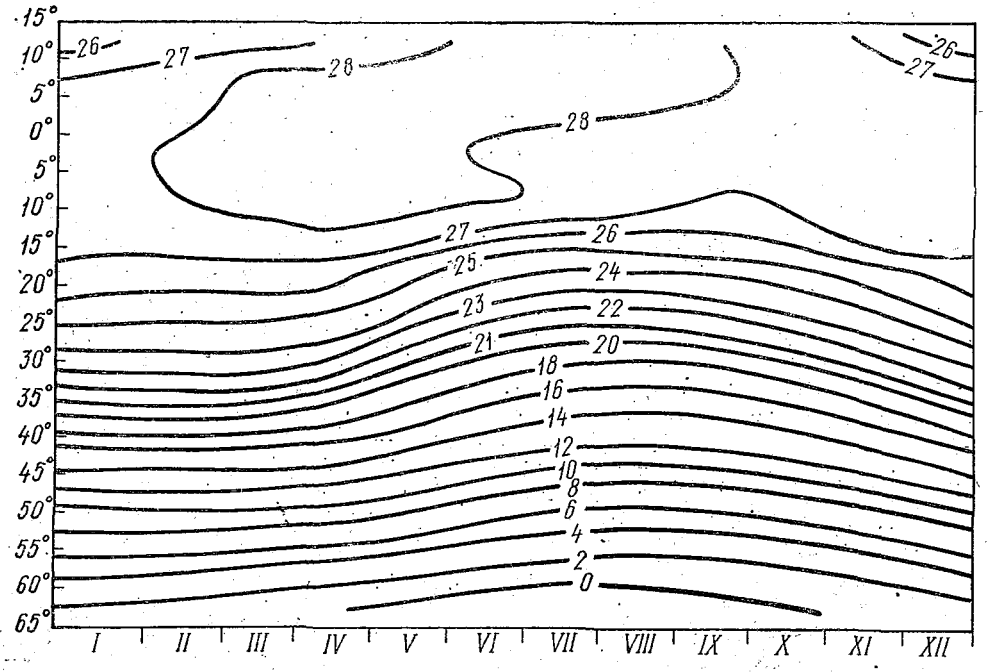


Рис. 2. Широтно-временное распределение средней зональной температуры (°С) ВКС в Индийском океане.

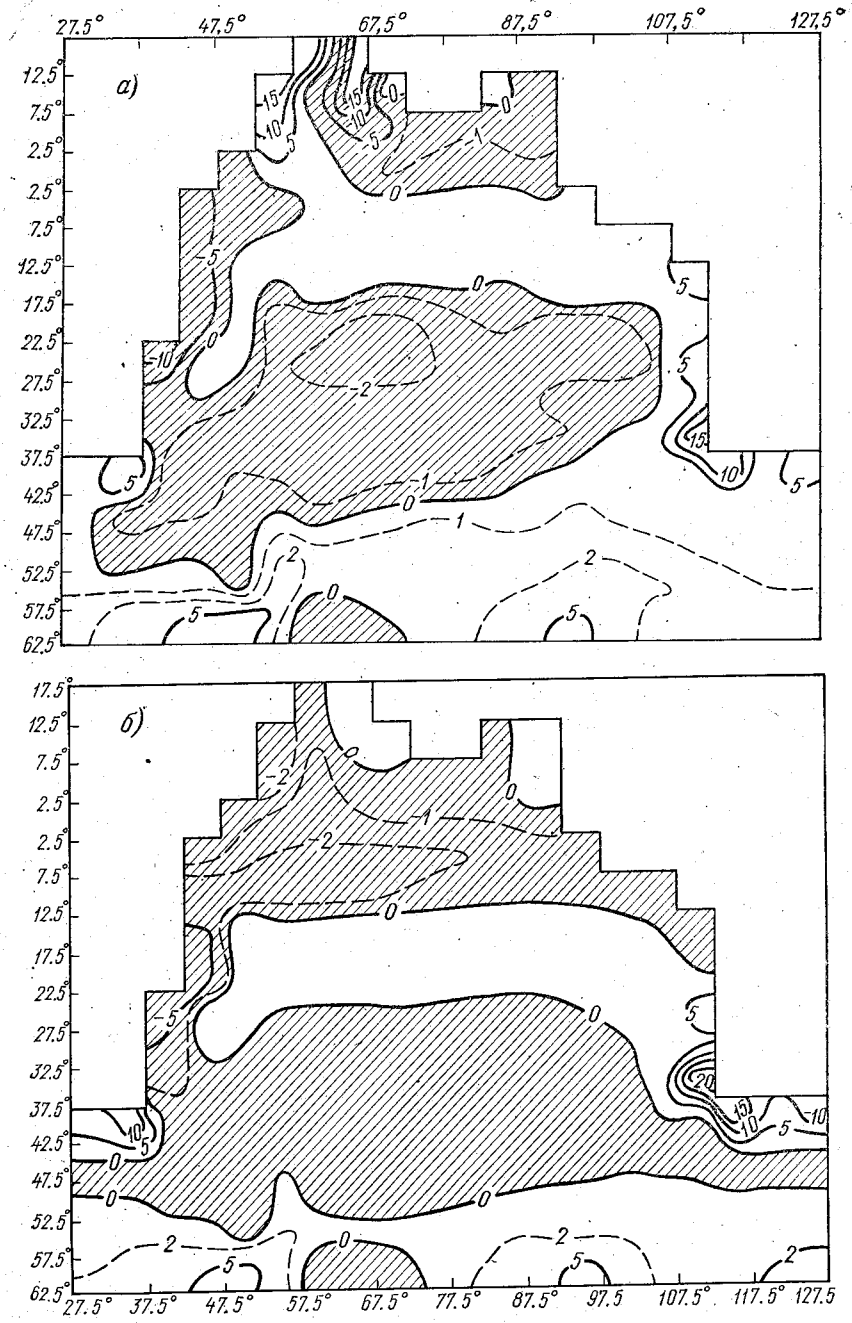


Рис. 3. Вертикальная компонента скорости (10^{-6} м·с$^{-1}$) на горизонте 175 м в июне (*а*) и декабре (*б*) по [1]. Заштрихованные области — зоны апвеллинга.

Итак, предложенная схема параметризации деятельного слоя океана оказалась вполне надежной, т. е. обеспечивающей получение качественно правильных результатов при разнообразном наборе внешних параметров. Это свидетельствует о возможности ее использования в трехмерных моделях циркуляции океана. Вместе с тем сравнение представленных результатов численного эксперимента с предполагаемым расчетом по полной версии модели позволит выявить области океана, в которых перенос тепла течениями не оказывает заметного влияния на характеристики деятельного слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Горчаков В. А., Рябченко В. А.* Воспроизведение сезонной изменчивости циркуляции Индийского океана на основе трехмерной квазигеострофической модели. — Морской гидрофизический журнал, 1988, № 5, с. 51—58.

2. *Зилитинкевич С. С., Монин А. С., Чаликов Д. В.* Взаимодействие океана и атмосферы. — В кн.: Океанология. Физика океана, Т. I. Гидрофизика океана. — М.: Наука, 1978, с 208—339.

3. *Зюндерман Ю. и др.* Математическое моделирование сезонной изменчивости общей циркуляции Мирового океана с учетом поверхностного турбулентного слоя: Препринт № 381 / ВЦ СО АН СССР. Новосибирск, 1982. — 22 с.

4. *Каган Б. А., Рябченко В. А., Чаликов Д. В.* Параметризация деятельного слоя в модели крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы. — Метеорология и гидрология, 1979, № 12, с. 67—75.

5. *Климок В. И. и др.* Численное моделирование термогидродинамики Мирового океана и экваториальной Атлантики: Препринт № 605 / ВЦ СО АН СССР. Новосибирск, 1985. — 32 с.

6. Моделирование и прогноз верхних слоев океана / Под ред. Э. Б. Крауса. — Л.: Гидрометеоиздат, 1979. — 367 с.

7. *Kim J.-H., Gates W. C.* The annual variability of sea surface temperature: observation and simulation. — GARP Publication Series. — 1979, № 22, Pt. 2, p. 688—714.

8. *Takano K.* A numerical simulation of the World Ocean Circulation: preliminary results. — In: Numerical models of ocean circulation. — Washington, National Academy of Sciences, 1975, p. 121—129.

9. *Washington W. M. et al.* A general circulation experiment with a coupled atmosphere, ocean and sea ice model. — J. Phys. Oceanogr, 1980, v. 10, № 12, p. 1887—1908.

УДК 551.465

В. В. ИВАНОВ, Л. Н. КУЗНЕЦОВА (ЛГМИ)

ИНТЕГРАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ АНТАРКТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРНОЙ ФРОНТАЛЬНОЙ ЗОНЫ

Антарктическая полярная фронтальная зона (АПФЗ) представляет важную особенность термохалинной и динамической структуры Южного океана. В соответствии с международной класси-

фикацией она является физико-географической границей Антарктики [1, 2]. Принимая во внимание исключительную роль АПФЗ в формировании климата Южного океана и Антарктического континента [3], весьма важным является выяснение факторов, определяющих ее структуру и динамику. В связи со значительной трудоемкостью экспериментальных исследований в этом районе Мирового океана обеспеченность его океанографической информацией не позволяет осуществить строгую статистическую обработку данных в климатическом масштабе. Поэтому для решения поставленной задачи предпочтительнее выбрать альтернативный путь, основанный на использовании характерных особенностей АПФЗ с привлечением аппарата математического моделирования.

Физическое обоснование модели. Имеющиеся в литературе сведения позволяют выделить специфические черты, присущие АПФЗ, многие из которых, однако, являются спорными. Для построения модели достаточно ограничиться тремя, разделяемыми сегодня большинством исследователей [1, 3, 4, 5, 6, 7, 8]:

— квазизональность пространственного положения;

— стационарность в масштабе климата;

— соответствие границ АПФЗ линиям тока геострофического течения («геострофичность»).

Если записать в общем виде уравнение, описывающее изменение горизонтального градиента некоторой скалярной характеристики C,

$$\frac{\partial |\nabla C|}{\partial t} = \frac{\partial F}{\partial n} - \frac{\partial}{\partial n}(v_n |\nabla C|) - \frac{\partial}{\partial n}\left(w \frac{\partial C}{\partial z}\right) \qquad (1)$$

и предположить неизменность в некотором временном масштабе $|\nabla C|$, то уравнение (1) опишет локальную динамику фронтальной зоны [9, 10]. Первый член в правой части отражает внешнее воздействие. В предложенной форме уравнение (1) может служить основой для моделирования стационарных состояний фронтальной зоны [9] при соответствующим образом заданных внешних факторах. Учитывая, что в рассматриваемом районе океана распределение внешних факторов носит существенно зональный характер, можно предположить, что полученное в этой постановке задачи пространственное положение АПФЗ также будет очень близко к зональному. Однако известно, что наблюдаются значительные отклонения от зональности в некоторых секторах Южного океана (квазизональность), традиционно связываемые с влиянием рельефа дна, конфигурацией берегов Антарктиды и наличием незональной глубинной циркуляции [3, 7]. Сопоставляя границы АПФЗ линиям тока геострофического течения, можно количественно оценить вклад неоднородностей рельефа в незональность и получить стационарные конфигурации как функции поля скорости и рельефа дна.

Постановка задачи. В качестве первого этапа рассмотрим систему уравнений для баротропной, невязкой, несжимаемой жидкости:

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}-fv=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial x},$$
$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+fu=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial y},$$
$$\frac{\partial p}{\partial z}=\rho g,$$
$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0, \qquad (2)$$

с граничными условиями

$$z=0:\ w=0;$$
$$z=H(x,\ y):\ w=\frac{dH}{dt}. \qquad (3)$$

Произведя перекрестное дифференцирование первых двух уравнений системы, после несложных преобразований имеем

$$\frac{d}{dt}(\omega+f)-\frac{\partial w}{\partial z}(\omega+f)=0.$$

Вводя осреднение по вертикальной координате

$$\langle\varphi\rangle=\frac{1}{H}\int_0^H\varphi\,dz,$$

получаем условие сохранения потенциального вихря в интегральной форме [11]:

$$\frac{D}{Dt}\left(\frac{\langle\omega+f\rangle}{H}\right)=0,\quad \frac{D}{Dt}=\langle u\rangle\frac{\partial}{\partial x}+\langle v\rangle\frac{\partial}{\partial y}, \qquad (4)$$

где $\langle\omega\rangle=\mathrm{rot}_z\langle\mathbf{v}\rangle$ — вертикальная компонента осредненного по глубине относительного вихря (завихренность). Соотношение $\frac{\langle\omega+f\rangle}{H}=\Pi$ представляет уравнение линии тока, осредненной по глубине циркуляции.

Из свойства «геострофичности» следует, что на любом горизонте границы фронтальной зоны будут соответствовать линиям тока геострофического течения на этом горизонте. Пространственная ориентация границ меняется с глубиной в силу наклона фронтального раздела. Соответственно будет меняться и положение оси вдольфронтового течения. При этом естественно предположить, что среднее по глубине положение фронтального раздела (границы АПФЗ) должно соответствовать линии тока П, осредненного по глубине течения. Для определения численного значения П, оче-

видно, требуется информация о фактическом положении фронтального раздела на любом меридиональном разрезе в пределах исследуемой акватории.

Завихренность параметризуется через кривизну линий тока. Если ввести ортогональные координаты s, n и принять s постоянной на линии тока, то можно записать

$$\langle\omega\rangle = cU - \theta, \tag{5}$$

где $U = \langle|\mathbf{v}|\rangle$ — модуль средней по вертикали скорости; $\theta = \frac{\partial U}{\partial n}$ — сдвиг средней по вертикали скорости.

Подставляя (5) в уравнение линии тока, имеем

$$cU - \theta + f = H\Pi. \tag{6}$$

Выражая кривизну линий тока известным соотношением для явных кривых [13]:

$$c = \frac{d^2y}{dx^2}\left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right]^{-3/2},$$

получаем окончательный вид уравнения:

$$\frac{d^2y}{dx^2}\left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right]^{-3/2} = \frac{H\Pi - f + \theta}{U}. \tag{7}$$

Уравнение (7) удобно переписать в виде следующей системы:

$$\begin{aligned} F(x, y) &= \frac{H\Pi - f + \theta}{U}, \\ \frac{d^2y}{dx^2}\left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right]^{-3/2} &= F(x, y). \end{aligned} \tag{8}$$

Первое уравнение системы (8) определяет поле функции $F(x, y)$ через интегральную потенциальную завихренность, осредненную по глубине скорость течения и рельеф дна. Второе уравнение позволяет вычислить конфигурацию границ фронтальной зоны.

В связи с тем, что интегрирование второго уравнения системы (8) в общем случае не представляется возможным в силу нелинейности и сложного вида функции F, для его решения необходимо либо вводить некоторые упрощения, как это сделано в [14], либо использовать численные методы. После замены $dy/dx = \operatorname{tg}\alpha$ второе уравнение системы (8) сводится к системе двух уравнений первого порядка:

$$\begin{aligned} \frac{dy}{dx} &= \operatorname{tg}\alpha, \\ \cos\alpha\,\frac{d\alpha}{dx} &= F(x, y) \end{aligned} \tag{9}$$

с граничными условиями

$$\alpha(0) = \alpha_0, \quad y(0) = y_0. \tag{10}$$

Окончательный вид решения можно записать через следующие соотношения:

$$\sin\alpha = \sin\alpha_0 + \int_0^x F(\xi, y)\,d\xi, \quad \frac{dy}{dx} = \frac{\sin\alpha}{\sqrt{1-\sin^2\alpha}}. \tag{11}$$

Алгоритм расчета. Численное решение системы (11) выполнялось по следующей схеме:

$$\sin\alpha_{k+1} = \sin\alpha_k + F(x_k, y_k)\,\delta x, \tag{12}$$

$$y_{k+1} = \frac{\sin\alpha_{k+1}}{\sqrt{1-\sin^2\alpha_{k+1}}}\,\delta x + y_k. \tag{13}$$

Из (12) следует ограничение на пространственный шаг:

$$\delta x < \frac{1-|\sin\alpha_k|}{|F_k|}. \tag{14}$$

Используя первое уравнение системы (8) и учитывая характерную для АПФЗ оценку порядков величин [12]

$$|\langle\omega\rangle| \sim |\theta| \ll |f|, \tag{15}$$

неравенство (14) можно переписать в виде

$$(1-|\sin\alpha_k|)\,\widetilde{R}_0\,\frac{H_0}{h_k} > 1, \tag{16}$$

где $h_k = H(x_k, y_k) - H_0$ — возмущение рельефа в точке (x_k, y_k); $\widetilde{R}_0 = \frac{U_k}{\delta x f}$ — локальное число Россби.

При знакопостоянстве функции F может иметь место случай, когда $|\sin\alpha_{k+1}|$ превысит единицу. При этом, очевидно, уравнение (13) не будет иметь вещественных корней. Преодолеть эту трудность можно либо введением переменного пространственного шага, определяемого из критерия (16), либо путем использования процедуры сдвига и поворота координатных осей через определенное число шагов p таким образом, чтобы $y_p=0$, $\alpha_p=0$. Издержкой подобного усовершенствования схемы расчета является необходимость интерполяции значений функции $F(x, y)$ в промежуточные узлы сеточной области.

Исходные данные. В качестве исходных данных были использованы материалы экспедиции ПОЛЭКС-ЮГ-79 в Атлантическом секторе Южного океана. Скорости течений рассчитывались на основании диагностической модели Д1 [16]. Схема осредненной по глубине циркуляции представлена на рис. 1.

Обсуждение результатов. Для сопоставления полученных результатов с натурными данными было определено пространствен-

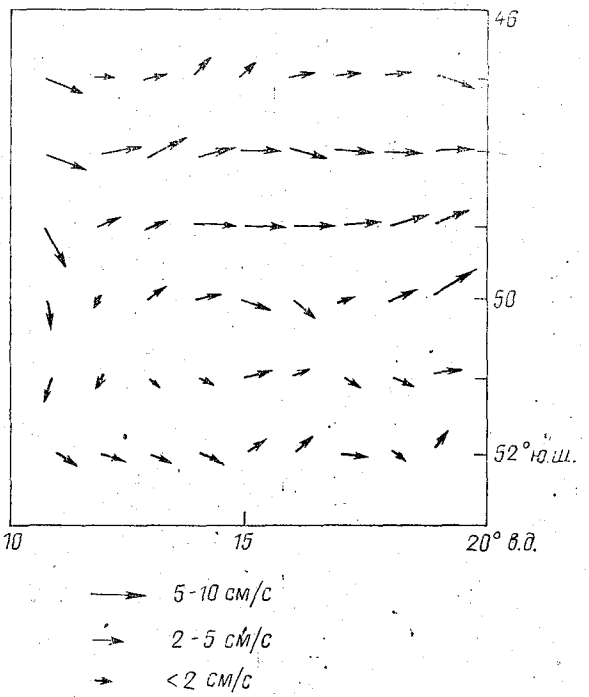


Рис. 1. Осредненные скорости течения (см/с).

ное положение северной границы фронтальной зоны по исходным полям температуры и солености на основе *TS*-типизации [17, 18]. На рис. 2 представлены: конфигурация поверхности $F(x, y)$, фактическая и расчетная, северные границы АПФЗ. Линия северной границы фронтальной зоны, полученная на основании расчета близка к фактической и повторяет ее характерные возмущения, что свидетельствует об адекватности построенной модели наблюдаемому в природе явлению.

С целью выяснения роли неоднородностей рельефа в формировании меандров вновь обратимся к системе (12)—(13). Характер

меандрирования фронтального раздела определяется знаком функции F. Если $F_k > 0$, то будет наблюдаться отклонение фронтального раздела вправо (к югу для восточного течения), в противоположном случае — влево. Точки пересечения кривой $y = y(x)$ с изолиниями $F = 0$ являются точками перегиба. Знак F_k определяется только характером неоднородности рельефа (поднятие, впадина). На противоположных формах рельефа будут наблюдаться соответствующие отклонения фронтального раздела от зонального положения. При этом в случае восточного течения подводный холм

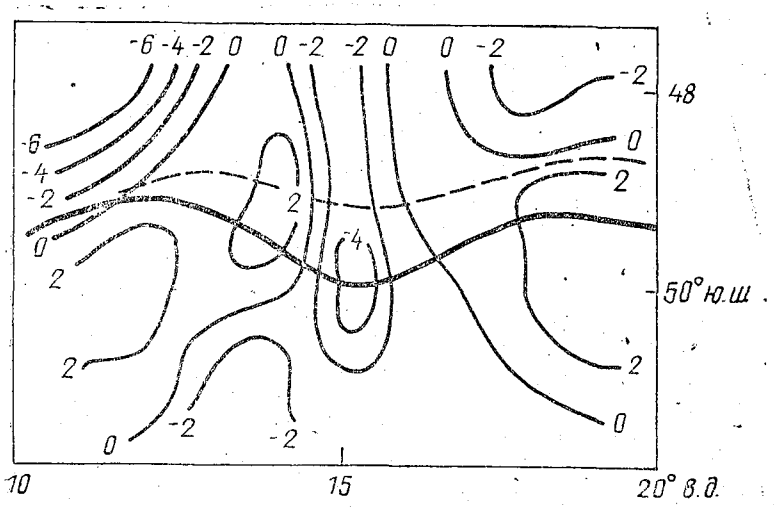


Рис. 2. Конфигурация поверхности $F(x, y)$ (км $^{-1}$) и положение северной границы АПФЗ: фактическое (сплошная линия), расчетное (пунктирная линия).

будет располагаться к югу от границы фронтальной зоны, а впадина — к северу. Чередование форм рельефа приведет к возникновению системы топографических меандров. Амплитуда меандров будет зависеть от вертикального масштаба неоднородностей рельефа и скорости потока.

Возвращаясь к рис. 2, можно заключить, что ориентация расчетной границы фронтальной зоны неплохо согласуется с предложенной интерпретацией роли рельефа. Точки пересечения границы фронтальной зоны с изолиниями $F = 0$ являются точками перегиба. В областях с различным знаком F наблюдаются отклонения границы фронтальной зоны в противоположные стороны. Вследствие однородности рельефа дна исследуемого района вполне закономерно, что амплитуда полученных топографических меандров невелика.

Выводы

На основании гипотезы о стационарности, квазизональности и «геострофичности» АПФЗ построена интегральная модель, позволяющая рассчитать конфигурацию границ фронтальной зоны в зависимости от скорости осредненного по глубине течения и возмущений рельефа дна. Проведен анализ влияния характерных особенностей рельефа (холм, впадина) на ориентацию границ фронтальной зоны. В условиях восточного переноса наличие подводного холма вызовет отклонение границы фронтальной зоны к северу, а впадины — к югу. Модель апробирована на конкретном географическом районе. Результаты расчета согласуются с данными наблюдений. Модель может быть применена к расчету конфигурации границ геострофических фронтальных зон.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Буйницкий В. Х.* Морские льды и айсберги Антарктики. Л., изд. ЛГУ, 1973. — 254 с.

2. *Корт В. Г.* Границы Южного океана. — Инф. бюллетень САЭ, 1964, № 50, с. 5—7.

3. *Саруханян Э. И., Смирнов Н. П.* Водные массы и циркуляция вод Южного океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 272 с.

4. *Грузинов В. М.* Гидрология фронтальных зон Мирового океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 272 с.

5. *Ботников В. Н.* Географическое положение зоны Антарктической конвергенции в Южном океане. — Инф. бюллетень САЭ, 1963, № 41, с. 19—24.

6. *Taylor H., Gordon A., Mollinelli.* Climatic characteristics of the Antarctic polar frontal zone. — Journal of Geoph. Res., 1978, v. 83, № C9, p. 4572—4578.

7. *Deacon.* The hydrologu of Southern ocean Discovery reports. 1937, v. 15, p. 1—123.

8. *Mackintosh N.* The Antarctic sonvergence and the distribution of the surface temperature in Antarctic waters. — Discovery reports, 1946, v. 23, p. 177—212.

9. *Федоров К. Н.* Физическая природа и структура океанических фронтов. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983. — 296 с.

10. *Roden G.* The rmochaline structure, fronts and sea-air energy exchange of the trade wind region east of Hawaii. — Journal of Phys. Ocean, 1974, v. 4, p. 168—182.

11. *Педлоски Дж.* Геофизическая гидродинамика. Т. 1. — М.: Мир, 1984. — 400 с.

12. *Саруханян Э. И.* Структура и изменчивость Антарктического циркумполярного течения. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — 177 с.

13. *Кочин Н. Е.* Векторное исчисление и начала тензорного исчисления. М., ОНТИ, 1937. — 456 с.

14. *Зырянов В. Н.* Топографическое меандрирование и области неустойчивости зоны взаимодействия вод моря Уэдделла и Антарктического циркумполярного течения. — В сб.: Антарктика. М., Наука, 1979, с. 39—48.

15. *Калиткин Н. И.* Численные методы. — М.: Наука, 1978. — 741 с.

16. *Саркисян А. С., Демин Ю. Л. и др.* Методы и результаты расчета циркуляции вод Мирового океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 152 с.

17. *Афанасьев Б. В., Алексеев Г. В., Смирнов Н. П.* Антарктический полярный фронт в проливе Дрейка. — Тр. ААНИИ, 1978, т. 345, с. 56—70.

18. *Gordon, Georgi, Taylor.* Antarctic Polar Frontal zone in the western Scotia sea summer 1975. — Journal of Phys. Ocean, 1977, v. 7, p. 309—328.

УДК 551.465

Н. В. БАГРЯНЦЕВ (ААНИИ)

КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ЧЕРТЫ ФОРМИРОВАНИЯ ЛЕДЯНОГО ПОКРОВА В ОБЛАСТИ КРУГОВОРОТА УЭДДЕЛЛА

Окружающий Антарктиду ледяной покров подвержен большим сезонным изменениям в своем пространственном распространении. Об этом убедительно свидетельствуют как архивные данные наблюдений, так и современные спутниковые наблюдения. Авторы работы [21], исследуя распространение антарктического ледяного покрова по спутниковым данным за 1973—1976 гг. показали, что максимальное развитие ледяного покрова наступает в сентябре и октябре, достигая величины около 20×10^6 км^2, при этом минимальная величина наблюдается в феврале — порядка 3×10^6 км^2 (рис. 1). Таким образом, сезонная изменчивость площади антарктического ледяного покрова характеризуется величиной порядка 17×10^6 км^2.

Определение средних величин концентраций показывает (рис. 1), что около двух третей ледяного покрова имеет концентрацию от 15 % до 85 %.* Если ледяной покров привести к 100%-ной концентрации, то область, занятая им, составит 75 % от реальной области при наличии разводий [14]. Отмечается также, что интенсивность разрушения и нарастания антарктического льда различна, о чем свидетельствует несимметричность кривых 15 %- и 85 %-ных концентраций относительно максимума на рис. 1. Разрушение ледяного покрова происходит значительно быстрее, чем нарастание. Большая часть льда разрушается с середины ноября до середины января, т. е. всего в течение двух месяцев. За это время площадь ледяного покрова уменьшается с $17{,}5\times10^6$ км^2 до $6{,}5\times10^6$ км^2. Разрушение ледяного покрова концентрацией более 85 % происходит раньше, с середины октября до середины ноября, уменьшаясь с $9{,}5\times10^6$ км^2 до $2{,}5\times10^6$ км^2 в течение одного месяца.

Интересно отметить, что в Арктике, напротив, как показано в работе [20], интенсивность нарастания ледяного покрова выше, чем интенсивность разрушения.

Отмеченные выше общие свойства были выявлены с поступлением качественно нового вида информации, получаемой со спутников, позволяющей описать крупномасштабные особенности распределения ледяного покрова во времени. Дальнейший прогресс в понимании закономерностей формирования антарктического ледяного покрова следует поставить в зависимость от успешного сочетания крупномасштабного мониторинга с изучением областей со специфическими свойствами с помощью прямых измерений.

---

* Концентрация ледяного покрова — характеристика аналогичная сплоченности, используемая при обработке спутниковой информации с помощью ЭВМ.

В этой связи представляет интерес рассмотрение ледяного покрова круговорота Уэдделла (КУ). Область КУ характеризуется еще более заметной сезонной изменчивостью ледового режима даже на фоне выше приведенных крупномасштабных свойств ледяного покрова Антарктики. В работе [9] отмечалось, что в 1972—

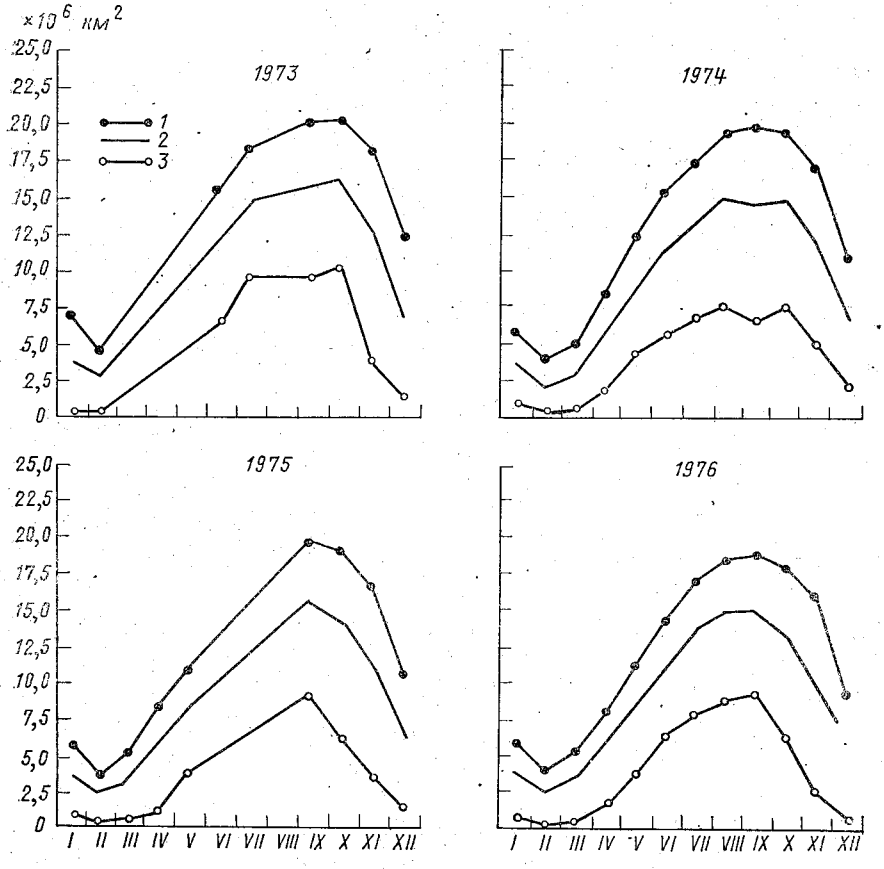


Рис. 1. Годовой цикл образования ледяного покрова в Южном океане. Показано изменение площади, покрытой льдом с концентрацией (аналог сплоченности) 15 % (*1*), 85 % (*3*) и реальной площади льда (*2*). По данным [21].

1973 гг. ледовитость в атлантическом секторе Южного океана была значительно меньше средней многолетней. Открытая вода проникала вдоль западного побережья Земли Королевы Мод до ледника Фильхнера (35° з. д.). В ноябре в пределах массива сплоченных ледяных полей была обнаружена зона разреженности, в которой сплоченность льда была на 2—3 балла меньше окружающей. Она располагалась южнее 65° в. д. Это, видимо, первое упоминание

в научной литературе об особенности ледяного покрова, развивающейся в районе поднятия Мод (65° ю. ш., 2° в. д.) в зимнее время. Через год была открыта полынья Уэдделла [21], с которой связаны наибольшие, известные из наблюдений, сезонные колебания ледяного покрова круговорота Уэдделла. Как известно, полынья просуществовала зимы 1974, 1975 и 1976 годов.

О характере этого явления можно получить представление по рис. 2, а, б, в, на котором трехлетний цикл полыньи Уэдделла демонстрируется картами, построенными по спутниковым данным в микроволновом диапазоне для октября каждого года. Видно, что полынья развита в сплошном ледяном покрове (от берега ее отделяют 200—500 км сплоченного льда), в отличие от хорошо известных заприпайных (прибрежных) полыней Арктики и Антарктики [8]. В связи с этим полынью Уэдделла следует отнести к некоторому иному типу, который можно определить как тип полыньи открытого океана. В момент наибольшего развития ее площадь достигала $0{,}5 \times 10^6$ км^2 (соизмерима с площадью Черного моря).

Обращает на себя внимание тот факт, что полынья в своем цикле локализована в некоторой ограниченной области, хотя можно отметить небольшое западное смещение полыньи от года к году. Этот факт позволил авторам работы [16] развить гипотезу «западного дрейфа» полыньи Уэдделла, в соответствии с которой образование полыньи связано с западным смещением некоторой подготовленной области (образующейся сколь угодно далеко на востоке), в пределах которой существует набор условий, способствующих развитию полыньи.

Однако анализ имеющихся данных о годовом цикле ледяного покрова в круговороте показывает, что даже в те годы, когда полынья не развивается, характер нарастания и таяния льда в восточной части круговорота Уэдделла отличается от смежных районов. Эта особенность хорошо видна на рис. 3, где представлен годовой цикл ледяного покрова, охватывающий период с марта 1983 по март 1984 года. Карты построены по декадным сводкам АМЦ Молодежная, составляемым по спутниковым данным в видимом диапазоне. Действительно, сектор приблизительно 15° з. д. — 15° в. д. отличается тем, что в его пределах ледяной покров позже устанавливается и раньше разрушается. Нарастание льда происходит таким образом, что в мае и июне кромка льда на 20° восточной и западной долготы расположена на 61—62° ю. ш., тогда как в области с осью ориентированной по 0° меридиану, она находится еще на 68—69° ю. ш. До конца июня область свободна ото льда. Затем в течение июля полностью покрывается льдом. Судя по среднеклиматическим ледовым картам [22], область может закрываться с середины июня до середины июля. В обоих случаях это занимает около 30 суток. В августе кромка 8—10-балльных льдов достигает 60° ю. ш., в то же время к югу от нее до начала ноября сохраняется область с концентрацией не более 5—8 баллов.

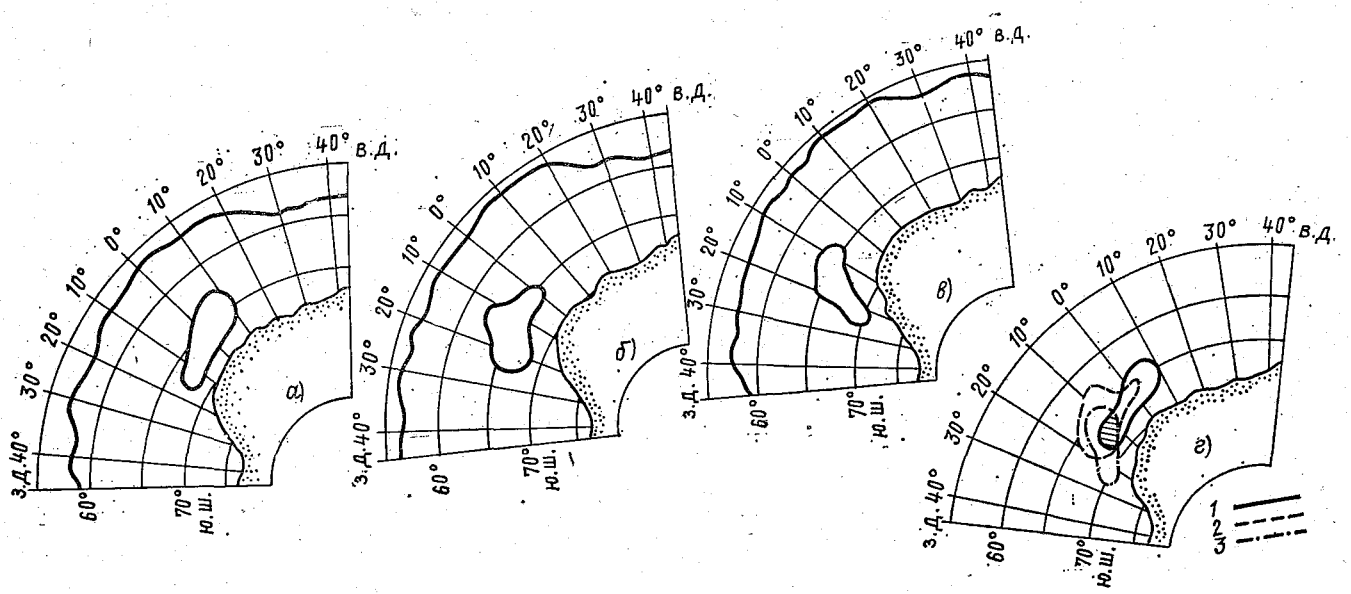


Рис. 2. Кромка льда и положение полыньи Уэдделла в октябре 1974 (*а*), 1975 (*б*), 1976 (*в*) годов. Среднее положение полыньи в трехлетнем цикле (*г*): *1* — 1974, *2* — 1975, *3* — 1976 гг. По данным [21]. Заштрихована общая для трех лет область открытой воды.

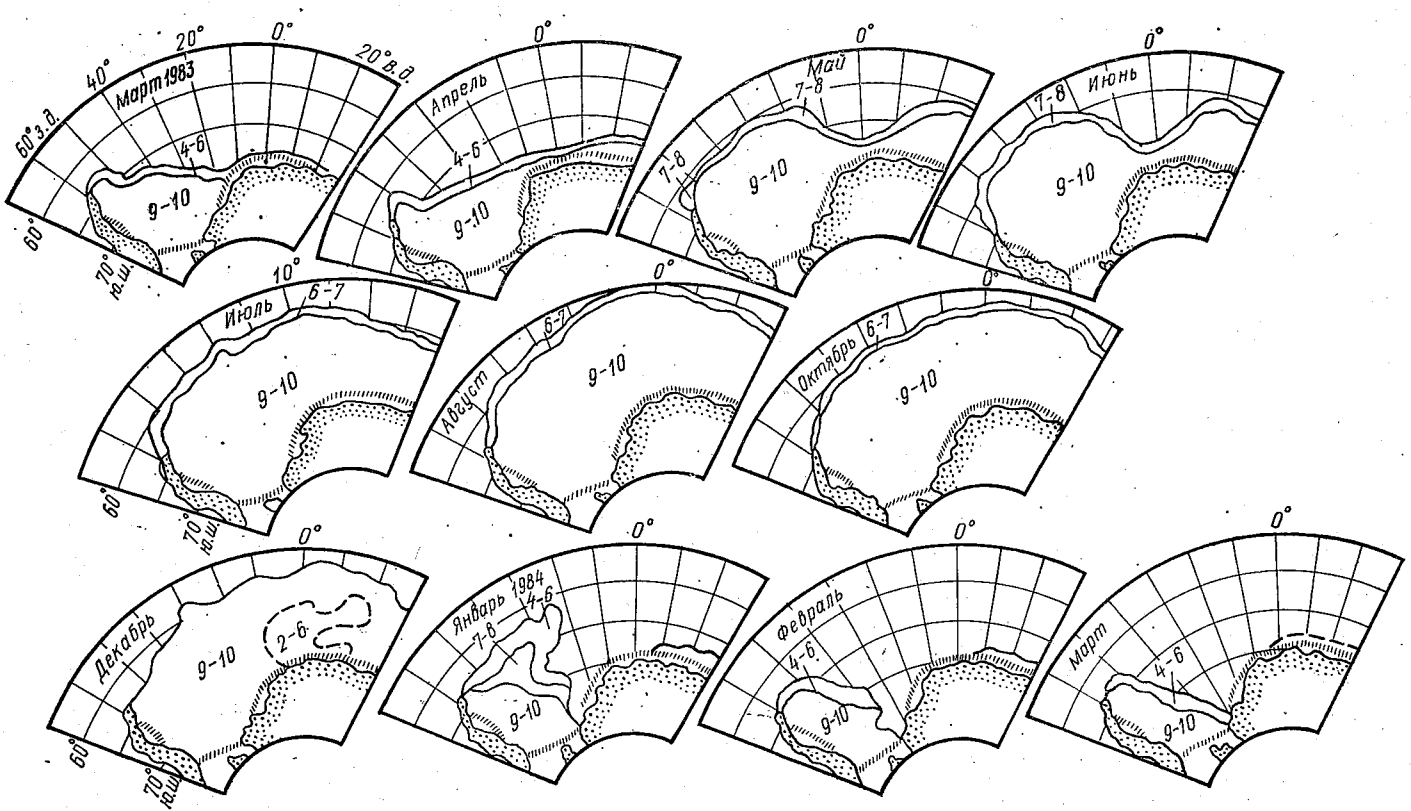


Рис. 3. Годовой цикл ледяного покрова в области круговорота Уэдделла с марта 1983 по март 1984 г. (по данным станции Беллинсгаузен и АМЦ Молодежная).

Развитие процесса таяния подтверждает наличие особых условий в этой области. Так, в первой декаде декабря 1983 г. (рис. 4) кромка сплоченных дрейфующих льдов находилась на 58—59° ю. ш., тогда как внутри ледового массива наблюдалась зона со сплоченностью, не превышающей 6 баллов. Во второй декаде декабря в районе 15° в. д. вскрылся и образовался язык чистой воды, с осью ориентированной на юго-запад. В конце декабря практически весь сектор 15° в. д. — 15° з. д. очистился ото льда, а зона со сплоченностью льда 1—3 балла достигла 30° з. д., в то время как к северу более сплоченный дрейфующий лед находился еще не западнее 15° з. д.

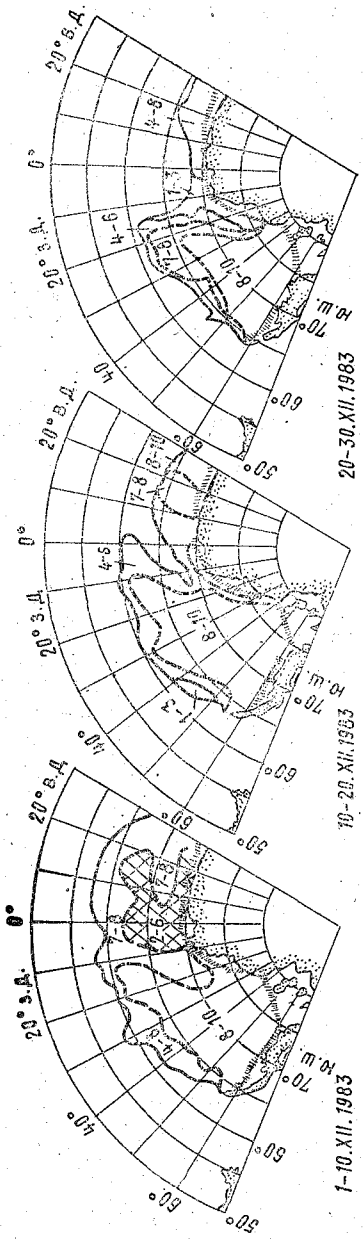


Рис 4. Разрушение ледяного покрова в круговороте Уэдделла в декабре 1983 г. (Построены по декадным сводкам АМЦ Молодежная). Заштрихована зона пониженной концентрации льда.

При этом можно отметить, что в пределах сектора разрушением охвачены сразу большие массивы льда, тогда как вне его таяние происходит как «отступление кромки».

Рассмотренные материалы [1, 9, 11, 13, 21, 22] свидетельствуют о том, что в данном секторе существуют условия, приводящие к постоянному ослаблению здесь ледяного покрова. Анализ трехлетнего цикла полыньи [21] убеждает в том, что в 1974—1976 гг. развитие ледовых условий происходило аналогично среднеклиматической картине, но ослабление в эти годы достигло такой степени, что лед в некоторой ограниченной области сектора не образовался совсем. Возвращаясь к рис. 2, отметим, что несмотря на то что конфигурация полыньи и ее локализация год от года изменяются, общая для всех трех лет область оказывается в пределах того же сектора (рис. 2, *г*).

Отсюда следует вывод, что причины образования, локализации и периодичности появления полыньи Уэдделла (вопросы, по-

ставленные в работе [16]) обусловлены гидрофизическими процессами в самом круговороте Уэдделла [2]. Этот вывод мог бы показаться тривиальным, если бы не сформулированная ранее гипотеза «западного дрейфа полыньи» [16].

В последние несколько лет интенсивно изучается океанографический режим круговорота Уэдделла [5, 12]. Важную роль в транспорте тепла и соли из области АЦТ в высокие широты играет теплое противотечение Уэдделла (ТПУ) [3]. Установлено, что это течение, отделяясь от южной периферии АЦТ примерно на 25° в. д., следует в юго-западном направлении и в конце 1200 км пути достигает поднятия Мод (рис. 1, *а*, *б*, *в* [3]). Между ТПУ и собственной циркуляцией круговорота возникает хорошо выраженный фронт, на котором образуются вихри (горизонтальный размер 50—70 км) с ядром циркумполярной глубинной воды (ЦГВ), перемещающиеся во внутреннюю область круговорота [3, 4]. Между 5° в. д. и нулевым меридианом ТПУ сильно взаимодействует с донной топографией (поднятие Мод). Этот район является интенсивным источником вихреобразования. За поднятием образуются топовихри (горизонтальный размер порядка 100 км), ядро которых также составляет ЦГВ (рис. 2, *в* [3]). Наблюдения показывают, что теплые топовихри после отрыва от поднятия переносятся на запад по крайней мере до 22° з. д. (см. рис. 13 в [6]).

Часть потока ТПУ обтекает поднятие с севера и юга в виде интенсивных узких струй, горизонтальный размер которых несколько десятков километров. В струе к югу от поднятия, по данным экспедиции «ПОЛЭКС-ЮГ-84» [5], геострофическая скорость достигала более 20 см·с$^{-1}$ [3]. ЦГВ распространяется вдоль склона весьма далеко на запад. По климатическим данным теплый соленый сигнал, обусловленный затоком ЦГВ обнаруживается до 35°—40° з. д. (рис. 1, *б* в [3]).

Задачей данного исследования является попытка оценить потоки тепла, необходимые для формирования наблюдающейся в восточной части круговорота Уэдделла особенности ледяного покрова. На рис. 5, *а* показана область, конфигурация которой аппроксимирует распределение ледяного покрова в конце декабря 1983 г., хорошо согласующееся с многолетними данными. Поскольку распределение характеристик атмосферы почти зонально [1], предполагается, что рассматриваемая зональность в распределении ледяного покрова обусловлена океанским источником.

ТПУ — глубинное течение, развитое под пикноклином. Переносимая им ЦГВ доставляется, как говорилось выше, до поднятия Мод (65° ю. ш., 5° в. д.), затем в виде вихрей и узких струй ЦГВ поступает к западу и северу от него. Под верхним квазиоднородным слоем в данной области постоянно формируется более теплая соленая по сравнению со смежными районами прослойка. Условно область на рис. 5, *а* называется «теплой областью» (ТО). Ра-

зумно предположить, что тепло (и соль) глубинного слоя должно быть передано через пикноклин в верхний слой для того, чтобы оказывать влияние на формирование ледяного покрова.

Известными механизмами вертикального обмена являются вовлечение и глубокая конвекция открытого океана. Механизм вовлечения действует всегда, когда имеются два слоя жидкости с различными термохалинными свойствами. На наш взгляд, вовлечение играет более важную роль к востоку от поднятия — в области хорошо выраженного течения, когда «теплый след» ТПУ в верхнем слое прослеживается вдоль всего пути от южной периферии АЦТ. Условия для работы механизма глубокой конвекции наиболее благоприятны к западу от поднятия, где тонкая прослойка «дискретна» (рис. 13 в [6]) и представлена в виде теплых типовихрей с куполообразной границей раздела [2]. Поскольку ледяной покров в данной области нарастает и стаивает в течение года, предполагается, что позднее установление и раннее таяние в ТО обусловлено передачей тепла ЦГВ в верхний слой. Иными словами, если лед

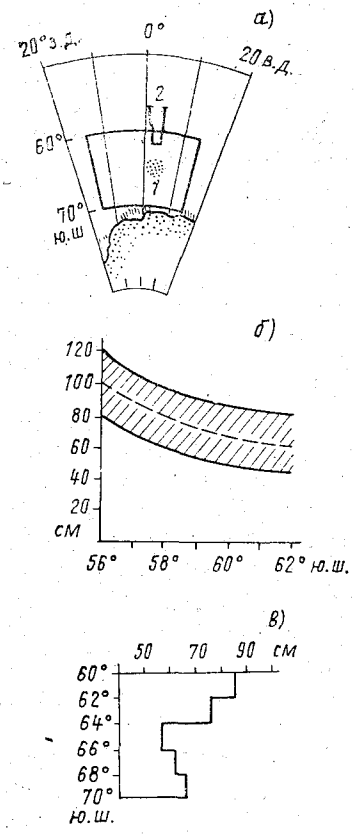


Рис. 5. Схематическое представление области чистой воды, образовавшейся в течение декабря 1983 г., (*а*): *1* — поднятие Мод, *2* — разрезы НЭС «Михаил Сомов» в экспедиции «Уэдделл-Полэкс-81». Площадь ТО $=15{,}7\times10^{11}$ м^2.
Изменение толщины льда с широтой по данным разрезов НЭС «Михаил Сомов» по данным [5] (*б*): пунктир — средняя толщина льда; заштрихован интервал определения толщины льда.
Изменение с широтой толщины льда, используемое в расчетах для области рис. 5, *а* (*в*).

в ТО образовался позже на 60 суток (рис. 3), то в среднем он должен быть тоньше на величину, пропорциональную этому запаздыванию, поскольку в ноябре весь антарктический морской ледяной покров начнет интенсивно таять (рис. 1).

Данные экспедиции «Уэдделл-Полэкс-81», проводившейся на НЭС «Михаил Сомов» в октябре — ноябре 1981 г. [12], полученные в пределах ледяного покрова круговорота (рис. 5, *а*), подтверж-

дают это предположение. Так, при входе в ледяной массив, средние толщины льда достигали величин порядка 100 см. При дальнейшем продвижении на юг они уменьшались и в южной точке разреза, на широте 62° 30′ ю. ш., достигали 40—60 см (рис. 5, *б*) [13]. Спутниковые снимки от 4—6 декабря 1981 г. показали, что в районе поднятия Мод концентрация льда не превышала 15—35 %, тогда как к северу от него все еще находились более тяжелые льды.

Наблюдаемая особенность ледяного покрова в восточной части круговорота тесно связана с крупномасштабной циркуляцией в Южном океане (взаимодействие АЦТ и ТПУ). В Антарктической зоне (к югу от Полярной фронтальной зоны) в океане должен существовать средний перенос тепла на юг [3, 7]. В этой связи оценка потока тепла, необходимого для формирования особенности ледяного покрова в ТО, непосредственно связана с его величиной.

Для получения оценки прежде всего необходимо получить распределение толщин льда в ТО (рис. 5, *а*). Для этого разобьем ее по широте на двухградусные пояса (рис. 5, *б*, *в*), в пределах которых толщина льда считается постоянной. Приведенный на рисунке график изменения толщин льда с широтой получен на основании прямых и визуальных измерений толщин льда, выполненных в экспедиции «Уэдделл-Полэкс-81».

Наиболее мощный лед был встречен при пересечении кромки дрейфующих льдов в конце октября, характеризующийся интервалом толщин льда 80—120 см [13].

Для пояса 60—62° ю. ш. принято среднее значение толщины льда 85 см. Эта величина больше средней величины по данным НЭС «Михаил Сомов» для соответствующего интервала широт (рис. 5, *б*) на 20 %, что должно отражать возможное увеличение толщин льда к западу и востоку от Гринвичского меридиана. Предполагается далее, что толщина льда изменяется с увеличением широты так, как это показано на рис. 5, *в*. Минимум на графике, с одной стороны, соответствует экстраполяции кривой распределения толщин льда на рис. 5, *б* до более высоких широт, с другой, согласуется с наблюдениями в том, что в интервале широт 64—66° ю. ш. ледяной покров наиболее ослаблен. К югу от 66° ю. ш. предполагается монотонное увеличение средних толщин льда, что соответствует спутниковым данным, показывающим некоторое увеличение концентрации льда при приближении к берегу Антарктиды (рис. 3, 4). Считая распределение средних толщин льда, приведенное на рис. 5, *в*, репрезентативным для ТО (рис. 5, *а*), были выполнены простые расчеты, результаты которых приведены в таблице.

Оценки потоков тепла, характеризующие особенность ледяного покрова в области, показанной на рис. 5, *а*

Широтный пояс, °	Δh_i м	$\rho_i L_i \Delta h_i$ (Дж·м$^{-2}$) 10^7	Потоки тепла, Вт·м$^{-2}$	
1	2	3	4	5
60—62	0,40	10,8	8	14
62—64	0,50	13,5	10	17
64—66	0,70	18,9	14	24
66—68	0,65	17,5	13	22
68—70	0,60	16,2	12	21
Средние для области			11	20

Примечание: Для расчетов использованы следующие значения величин: L_i — скрытая теплота плавления льда (при $T=-1{,}9$ °С; $S=5$ ‰), равная 70 кал·г$^{-1}$ или $293\cdot10^3$ Дж·кг$^{-1}$; ρ_i — средняя плотность льда, принимаемая равной 920 кг·м$^{-3}$; $\Delta h_i = h_{ср} - h_i$, где h_i — значения толщин льда, постоянные в двухградусных широтных поясах, принятые на основании измерений экспедиции «Уэдделл-Полэкс»; $h_{ср}$ — средняя толщина льда в Южном океане, принятая равной 1,25 м аналогично [14]. В графе 4 приведены значения потоков тепла за пять месяцев с июня по ноябрь; в графе 5 — за три (май, июнь, декабрь).

В таблице приведены оценки потоков тепла, характеризующие особенность ледяного покрова восточной части круговорота Уэдделла. Для удобства сравнения оценок средняя характерная толщина антарктического льда принята равной 1,25 м, аналогично работе [14].

Используя эту величину и распределение толщин льда (рис. 5, *в*), получим аномальное распределение толщин льда в рассматриваемой области. Основываясь на этом распределении, можно оценить поток тепла, необходимый для того, чтобы создать такую аномалию. Как уже говорилось выше, этот поток будет характеризовать тепло, передаваемое от глубинных вод в верхний слой в годовом цикле образования ледяного покрова. В графе 2 таблицы приведены аномалии толщин льда по широтным поясам. При анализе годового цикла формирования ледяного покрова (рис. 3), было отмечено, что в период нарастания льда область сохраняется свободной ото льда в течение двух месяцев (май, июнь), затем в течение месяца покрывается льдом. При таянии она освобождается ото льда в течение декабря. Установление ледяного покрова свидетельствует о том, что система достигает определенного равновесия, когда интенсивность процессов вертикального обмена замедляется. Поэтому можно предположить, что основная часть тепла передается в верхний слой ТО в течение двух осенних и одного летнего месяца.

Соответствующие значения потоков тепла приведены в графе 5 таблицы. Естественно, что изменение величин потоков тепла с широтой определяется тем распределением толщин льда, которое мы

приняли для области. Как видно, средняя для области оценка потока тепла в этом случае равна 20 Вт·м$^{-2}$. Это довольно большая величина для аномалии, поскольку она сравнима со средними величинами потока тепла, использовавшимися в моделях ледяного покрова Южного океана [18, 19].

В работе [18], после нескольких тестовых модельных экспериментов, была выбрана величина потока тепла, равная 25 Вт·м$^{-2}$. Однако эксперименты с модификацией этой модели показали [19], что поток тепла порядка 20 Вт·м$^{-2}$ характерен для времени года, когда имеет место конвекция (т. е. осенне-зимний период), а в остальное время года поток тепла должен быть много меньше. В цитируемых работах моделировался ледяной покров Южного океана, когда главной целью экспериментов было воспроизведение крупномасштабных свойств в годовом цикле (рис. 1). Поэтому полученная оценка аномалии потока тепла 20 Вт·м$^{-2}$ представляет интерес для изучения особенностей антарктического ледяного покрова, имеющих место в ограниченных областях, таких, как восточная часть круговорота Уэдделла. Для области рис. 5, *а*, при такой оценке аномалии потока тепла, в верхний слой будет передаваться количество тепла, равное

$$20\ \text{Вт}\cdot\text{м}^{-2}\cdot 15{,}7\cdot 10^{11}\ \text{м}^2 = 3{,}1\cdot 10^{13}\ \text{Вт}.$$

В годы существования полыньи потери тепла океаном характеризуются величиной потока тепла на порядок большей $2\cdot 10^2$ Вт·м$^{-2}$ [2, 14]. Таким образом, значения вертикального потока тепла в области образования морского антарктического ледяного покрова могут изменяться в весьма широких пределах. Это необходимо учитывать при построении соответствующих моделей, поскольку обычно используемое задание постоянного потока тепла существенно сглаживает реальное распределение.

Выводы

Имеющиеся многочисленные данные об образовании и таянии антарктического морского ледяного покрова убеждают в том, что в восточной части круговорота Уэдделла каждый год наблюдается зона ослабленного ледяного покрова. Ледяной покров здесь позже устанавливается и раньше разрушается. С началом весеннего таяния своеобразным «центром» таяния становится район поднятия Мод. Обычно к середине декабря у 20° в. д. вскрывается кромка и область чистой воды узким языком простирается на юго-запад, проходит через район поднятия Мод и развивается далее вдоль берега Антарктиды. Интенсивность развития области открытой воды год от года неодинакова, но характер таяния сохраняется. Ледяной покров «следит» за циркумполярной глубинной водой: наиболее интенсивное таяние происходит над ТПУ, в ТО и далее вдоль южной периферии круговорота Уэдделла. Важным результатом исследований явилось обнаружение того факта, что годы полыньи (1974, 1975, 1976) [21] отличаются лишь тем, что все про-

исходит гораздо более интенсивно. Используя терминологию рис. 5, *а*, в эти годы «теплая область» как бы расширяется на запад до 30° з. д., а в зимние месяцы часть ТО так и остается свободной ото льда. Один из возможных механизмов поддержания полыньи описан в работе [2]. Режим глубокой конвекции обеспечивает наибольшие величины потоков тепла наверх. Топовихри (теплые циклоны), генерируемые на поднятии Мод, сносимые затем средним потоком к западу, подготавливают благоприятные условия для этого вида конвекции, имея куполообразную границу раздела [17]. Зимой 1974 г. полынья в своем положении достигала 10° в. д. (рис. 2, *а*). В этом случае тепло в верхний слой передается от ТПУ (ось полыньи и ось ТПУ совпадают), которое «чувствует» поднятие довольно далеко «вверх по потоку». Перепад глубин у восточной стенки поднятия составляет 2000 м на 100 км. Фактически ТПУ встречает на своем пути «стенку». Это неизбежно должно приводить к увеличению вертикальных движений. На станции № 77 (19 рейс НПС «Академик Книпович»), расположенной с восточной стороны поднятия ($\varphi=65°54'$ ю. ш., $\lambda=005°00'$ в. д.), наблюдался «вырожденный» слой температурного минимума ($T_{мин}=0{,}26$ °С). Средний интервал региональных значений $T_{мин}$ лежит в пределах —1,5...—1,8 °С, так что верхний слой на 5° в. д. теплее почти на 2 °С. В 1975 и 1976 гг. полынья находилась западнее поднятия. Объяснить это можно тем, что несмотря на то что к востоку от поднятия в области развитого потока ТПУ тепла в глубинном слое больше, но к западу, где теплая прослойка представлена в виде вихрей, тепло (и соль) более доступны для передачи в верхний слой за счет благоприятных условий для развития глубокой конвекции [17]. Важно также, что в этих широтах океан испытывает более сильное охлаждающее воздействие атмосферы, генерирующее поток плавучести сверху, необходимый для начальной пробивки пикноклина. В дальнейшем проникновении конвекции в нижележащие слои важную роль может играть соль, как это описано в [16]; кроме того, источником соли в процессе конвекции будет являться ЦГВ, что также будет уменьшать устойчивость верхнего слоя [15]. В годы, когда полынья не развивается, как говорилось выше, должен работать механизм вовлечения. Он должен действовать в течение всего периода времени, когда развит ледяной покров (с июня по октябрь). Если считать, что особенность распределения ледяного покрова в ТО формируется за счет тепла, передаваемого в верхний слой за этот период, то средняя для области оценка будет равна 11 Вт·м$^{-2}$ (таблица, графа 4).

Крупномасштабный апвеллинг, с которым также может быть связано поступление глубинных вод в верхний слой, судя по имеющимся данным, не столь важен для создания наблюдаемого распределения ледяного покрова. Ось максимального апвеллинга расположена к северу от ТО и уэдделлские глубинные воды значительно холоднее и преснее, чем ЦГВ. Это отмечалось еще в работе [16]. Трудно оценить роль дивергенции в верхнем слое. В прин-

ципе после установления ледяного покрова в ТО образовавшийся здесь более тонкий лед может быть вынесен из области, и, таким образом, неоднородность должна сглаживаться. Пока этот вопрос остается открытым. Но данные НЭС «Михаил Сомов», на основании которых нами получены оценки потоков тепла, показали существенное уменьшение толщин льда от кромки к поднятию Мод (от 100—120 см до 40—60 см, рис. 5, *б*).

Наблюдавшийся пока однажды цикл полыньи (1974—1976 гг.) является наиболее драматическим проявлением процессов, которые приводят к постоянному ослаблению ледяного покрова в восточной части КУ. Чем определяется цикличность образования полыньи? Проведенное исследование показывает, что причины носят нелокальный характер ([16]). Корни явления следует искать в особенностях крупномасштабной циркуляции Южного океана и атмосферы над ним, во взаимодействии АЦТ с циркуляцией Антарктической зоны [2, 3]. В конечном итоге ледовые условия конкретного года зависят от интенсивности АЦТ, определяемой глобальными факторами (например, величиной импульса, поступающего из атмосферы в циркумполярном поясе). Чем больше интенсивность АЦТ, тем больше циркумполярной глубинной воды поступит в круговорот с ТПУ, тем больше образуется теплых вихрей на фронте открытой границы и поднятии Мод. В настоящее время изучается возможность непосредственного вторжения ЦГВ через северную границу в ТО к востоку от Южных Сандвичевых о-вов, где наблюдения показывают крупномасштабный меандр южной ветви АЦТ. Чем интенсивнее поступает ЦГВ на юг, тем больше тепла будет находиться под пикноклином в ТО, которая будет расширяться на запад. В среднем в верхний слой будет поступать больше тепла и соли (в течение всего года), что будет уменьшать его устойчивость в годовом цикле и, таким образом, поддерживать тенденцию, благоприятствующую для развития конвекции. Теперь, чтобы «освободить» тепло и сделать его доступным для верхнего слоя в достаточном количестве (для средних условий в ТО порядка 10—20 $Вт \cdot м^{-2}$, для полыньи порядка 200 $Вт \cdot м^{-2}$ [2]), необходимо воздействие из атмосферы. Чем быстрее будет разрушена летняя стратификация, тем вероятнее наступление конвективного режима. Для этого зима должна быть достаточно суровой с резким наступлением холодов. В свою очередь, аномальное состояние ледяного покрова должно определенным образом оказывать влияние на состояние атмосферы [10].

Дальнейшие исследования циклонических круговоротов позволят существенно улучшить представление о структуре меридионального переноса в Южном океане потоков тепла и соли в Антарктической зоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас Антарктики, т. 1, М.—Л., ГУКГ, 1966.

2. *Багрянцев Н. В., Саруханян Э. И.* Полынья Уэдделла как следствие гидрофизических процессов в круговороте Уэдделла. — Докл. АН СССР, 1984, т. 276, № 5, с. 1238—1242.

3. *Багрянцев Н. В., Гурецкий В. В.* О переносе тепла в антарктической зоне Южного океана. — Метеорология и гидрология, 1986, № 1, с. 62—69.
4. *Багрянцев Н. В., Саруханян Э. И.* Особенности термохалинной стратификации вод Южного океана при наличии ледяного покрова по данным экспедиции «Уэдделл-ПОЛЭКС-81». — Инф. бюлл. Сов. антаркт. Экспед., 1986, № 108, с. 23—29.
5. *Багрянцев Н. В.* Экспедиция «ПОЛЭКС-ЮГ-84». — Инф. бюлл. Сов. антаркт. экспед., 1986, № 108, с. 47—48.
6. *Богданов М. А. и др.* Структура гидрофизических полей атлантического сектора Южного океана и их влияние на планктонные сообщества. Препринт ВНИРО, 1986, с. 63.
7. *Гурецкий В. В., Данилов А. И., Ивченко В. О., Клепиков А. В.* Моделирование циркуляции Южного океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987. — 197 с.
8. *Купецкий В. Н.* Стационарные полыньи в замерзающих морях. — Вестник ЛГУ, 1958, № 12.
9. *Луценко Э. И.* Ледовая обстановка в Антарктике в навигацию 1972—1973 гг. (по спутниковым данным). — Тр. Сов. антаркт. экспед., т. 65, с. 127—132.
10. *Лысаков Э. П., Свешников А. М.* О влиянии атмосферной циркуляции на формирование полыньи Уэдделла. — Бюлл. Сов. антаркт. экспед, 1986, № 108, с. 52—56.
11. *Романов А. А.* Льды Южного океана и условия судоходства. — Л.: Гидрометеоиздат, 1984. — 150 с.
12. *Саруханян Э. И.* Советско-американский натурный эксперимент «Уэдделл-ПОЛЭКС-81» — Информ. бюлл. Сов. антаркт. экспед., 1986, № 108, с. 16.
13. *Чугуй И. В.* Ледовые условия в районе проведения экспедиции «Уэдделл-ПОЛЭКС-81». — Информ. бюлл. Сов. антаркт. экспед., 1986, № 108, с. 37—43.
14. *Gordon A. L.* Seasonality of Southern Ocean Sea Ise. — Journal of Geophys. Res., 1981, vol. 86, № C5, p. 4193—4197.
15. *Gordon A. L., Huber B. A.* Thermochaline stratification below the Southern Ocean Sea Ise. — Journal of Geophys. Res., vol. 89, № S1, p. 641—648, 1984.
16. *Martinson D. G. et al.* A convective model for the Weddell Polynya. — Journal of Phys. Oceanogr., vol. 11, № 4, p. 466—488, 1981.
17. *Killworth P. D.* Deep convection in the world ocean. — Rev. Geoph. and Space Pcys., vol. 21, № 1, p. 1—26, 1983.
18. *Tool J. M.* Wintertime convection and frontal interliving in The Southern Ocean. Doctoral Dissertation Thesis, MIT, WHOI, p. 325, 1980.
19. *Parkinson C., Washington W. M.* A large — scale numerical model of sea ice. — Journal of Geophys. Res., vol. 84, p. 311—337, 1979.
20. *Walsh J. E., Jhonson C. M.* An analisis of Arctic sea ice fluctuations, 1953—1977. — Journal of Phys. Oceanogr., vol. 9, № 3, p. 580—591, 1979.
21. *Zwally H. I. et al.* Antarctic sea ice 1973/1976: Satellite passive microvawe observations, NASA, Sci. and Tech. branch, 1983.
22. SEA ICE CLIMATIC ATLAS: vol. 1 ANTARCTICA, May 1985, preppared by Naval Oceanogr. Command Detachment, NCDC, ASHEVILLE.

УДК 551.567

Н. П. СМИРНОВ (ИБВМ АН СССР), И. А. БАРМИН, П. А. ВАЙНОВСКИЙ, Е. М. ОВЧИННИКОВ (ЛГМИ)

ИЗМЕНЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ ЛЕДОВОЙ КРОМКИ В ТИХООКЕАНСКОМ СЕКТОРЕ ЮЖНОГО ОКЕАНА

Характеристики состояния и изменчивости ледового покрова полярных областей Земли являются важными интегральными показателями климатических колебаний в атмосфере и гидросфере [1, 2]. Южная полярная область, будучи наиболее динамичным ре-

гионом, представляет собой интерес для исследований. Поэтому в рамках Всемирной климатической программы намечено решить ряд вопросов по изучению механизма взаимосвязи ледовых, океанических и атмосферных процессов в Южной полярной области [1].

Изучение ледовитости Южного океана приобретает в последние годы особое значение и в связи с повышением интенсивности морских операций в приантарктическом районе Мирового океана [5]. Состояние ледяного покрова, особенно положение кромки сплоченных льдов, представляется в данном аспекте весьма информативной характеристикой. Кроме того, глобальное положение кромки льдов является неотъемлемым показателем климатической системы. Однако длительных и полных материалов подобного рода по району Антарктики не имелось. Лишь в последние десятилетия с развитием космической техники и в связи с повышением практической заинтересованности стала регулярно накапливаться и систематизироваться информация о ледовых условиях в Южной полярной области.

Объектом анализа в данной работе выбран тихоокеанский сектор Южного океана как наименее изученная часть региона, где наблюдения ледовых условий ограничиваются практически только материалами, полученными с искусственных спутников Земли. Кроме того, исследование гидрометеорологических условий в Тихом океане приобретает особое значение в связи с проблемой Эль-Ниньо [6]. Поэтому в работе преследовались две цели: выполнить количественную оценку изменчивости положения кромки сплоченных льдов тихоокеанского сектора Южного океана и выявить связь положения кромки льдов с показателями интенсивности атмосферной циркуляции над Тихим океаном.

Освещение южной полярной области спутниковыми наблюдениями за ледовым покровом началось с середины 60-х годов, причем переход от эпизодических наблюдений к регулярным произошел примерно в 1970 году. При отсутствии судовых и прибрежных наблюдений эта особенность определила длину исходных рядов в полтора десятилетия. Данные о положении кромки льда на каждом меридиане кратном 10° в секторе 60° з. д. — 170° в. д. формировались на основе ежедекадных карт из фондов ААНИИ. По ежедекадным значениям вычислялись среднемесячные характеристики положения ледовой кромки, которые и использовались для статистического анализа. Полученный архив, к сожалению, содержит весьма ограниченное количество данных в осенне-зимние периоды (для южного полушария), что затрудняет получение надежных оценок внутригодовой изменчивости ледовых условий.

В качестве метеорологической информации были использованы ряды месячных значений повторяемости в южном полушарии характерных форм атмосферной циркуляции за период 1973—1983 гг. [4].

Методика статистической обработки имеющихся архивов строилась на основе применения классических методов корреляционного

анализа [3]. Рассчитывались и анализировались парные коэффициенты корреляции, авто- и взаимокорреляционные функции исследуемых временных рядов. Проверка достоверности выделенных пространственно-временных связей осуществлялась при 10%-ном уровне значимости.

Проведенные расчеты показывают, что наблюдается существенное различие в процессах изменения положения кромки льда при нарастании и таянии. В период нарастания льда в тихоокеанском секторе выделяется центральная зона между меридианами 100° и 180° з. д., которая существенно обособлена в пространственной корреляционной матрице (таблица). Очевидно, что в период осеннего

Матрица коэффициентов парной корреляции положения кромки льда на меридианах в марте (ниже диагонали) и в ноябре (выше диагонали)

Долготы	160 в. д.	180 з. д.	160 з. д.	140 з. д.	120 з. д.	100 з. д.	80 з. д.	60 з. д.
160 в. д.	1,0	0.2	−0,1	0,1	0.2	−0,4	−0,63	−0,6
180 з. д.	0,2	1,0	0,5	0,5	0,5	−0,2	0,1	−0,4
160 з. д.	0,0	0,1	1,0	0,8	0,4	0,1	0,3	−0,1
140 з. д.	0,2	−0,1	0,8	1,0	0,6	−0,3	0,1	−0,1
120 з. д.	0,4	−0,1	0,6	0,5	1,0	0,3	0,1	−0,4
100 з. д.	0,0	−0,4	0,7	0,8	0,4	1,0	0,6	0,3
80 з. д.	−0,6	−0,4	−0,4	−0,1	−0,6	0.3	1,0	0,5
60 з. д.	−0,3	0,0	−0,8	−0,3	−0,7	−0,5	0,5	1,0

нарастания льда изменение положения кромки в центральной части тихоокеанского сектора происходит практически синхронно по всем меридианам. Одновременно пограничные зоны тихоокеанского сектора, особенно восточная зона, характеризуются значимой отрицательной корреляцией с центральной зоной. Этот факт можно интерпретировать как проявление противофазности или оппозиции в межгодовой изменчивости положения ледовой кромки между центральной и окраинными зонами тихоокеанского сектора Южного океана.

Характерно, что отмеченная особенность не проявляется в период таяния льда. Для периода ледотаяния типична иная картина пространственной связности положения ледовой кромки. На основании проведенного корреляционного анализа тихоокеанский сектор в весенне-летний сезон может быть разделен на две несхожие по характеру ледотаяния области: восточную и западную, граница между которыми может быть условно проведена по меридиану 120° з. д.

Общей особенностью для периодов накопления и таяния льда следует признать противофазность тенденций ледовых процессов в западной части тихоокеанского сектора. Выявленный масштаб пространственных неоднородностей изменчивости ледовой кромки составляет величину порядка 2—3 тыс. км, что позволяет предпо-

ложить значимость роли выявленных неоднородностей в процессах планетарного масштаба.

Для оценки временной изменчивости положения кромки льда были рассчитаны автокорреляционные функции рядов с дискретностью в один год. На рис. 1 видно, что межгодовые колебания ледовой кромки в западной и восточной частях тихоокеанского сектора происходят с различными характерными периодами. На востоке сектора лучше выражена периодичность в 2—3 года, которая наиболее отчетливо прослеживается в период минимального развития ледового покрова (октябрь — декабрь). Для западной части тихоокеанского сектора присуща изменчивость с боль-

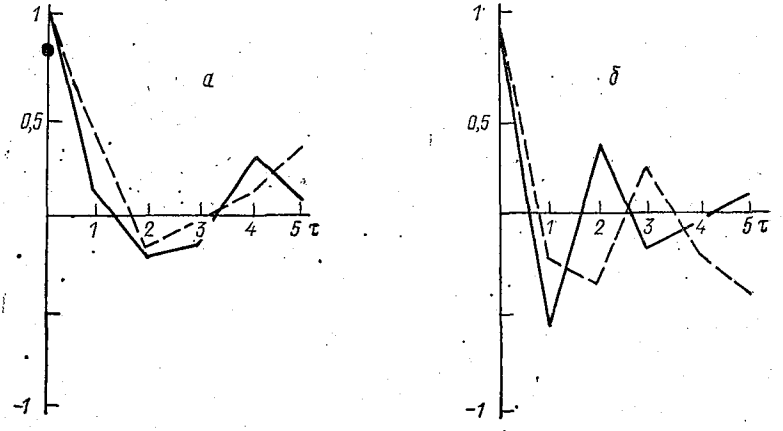


Рис. 1. Автокорреляционные функции рядов межгодовой изменчивости положения кромки льда в период нарастания (*а*) и таяния (*б*).

шими периодами, которые в условиях ограниченной длины исходных рядов можно оценить величиной порядка 4—6 лет. Очевидно, полученную кратность периодов гармонических колебаний следует считать одной из причин оппозиции в колебаниях положения ледовой кромки в восточной и западной частях сектора. Однако реальный механизм подобной цикличности, видимо, следует искать во взаимосвязи с крупномасштабными атмосферными процессами, которые признаны одним из ведущих факторов формирования аномалий положения ледовой кромки [4, 5].

Необходимо напомнить, что в ААНИИ на основе анализа обширного архива метеорологической информации выделено три характерных формы (типа) атмосферной циркуляции для южного полушария: зональная Z и две меридиональные M_A, M_B. Форма циркуляции Z характеризуется интенсивным западно-восточным переносом в тропосфере широтной зоны 40—55° ю. ш. Тогда как тип атмосферных процессов при форме M_A связывается с блокированием западного переноса в районах к югу от Австралии и

над восточной частью тихоокеанского сектора Антарктики. Для процессов формы M_B свойственно развитие весьма устойчивых высотных гребней над индийским сектором и над восточной зоной тихоокеанского сектора Южного океана.

Совместный анализ ледовитости и повторяемости различных форм атмосферной циркуляции выявляет локальную обособленность процессов взаимодействия океана и атмосферы в восточной и западной зонах тихоокеанского сектора. Так, выявлена устойчивая связь ледовитости и повторяемости формы циркуляции Z с периодом в 2—3 года. Эта взаимосвязь усиливается в начале периода ледотаяния и практически полностью исчезает в период ледонакопления. Подобная цикличность отчетливо прослеживается в западной зоне тихоокеанского сектора и практически отсутствует в восточной зоне.

Взаимосвязь положения ледовой кромки и повторяемости меридиональных форм циркуляции двойственна. По отношению к повторяемости формы циркуляции M_A систематического изменения ледовых условий в тихоокеанском секторе не выявлено. Однако форма циркуляции M_B оказывается связанной с ледовитостью, но только в летнее время при минимальном развитии ледового покрова. Полученный результат представляется особенно интересным, поскольку он позволяет предполагать, что по мере отступления ледовой кромки на юг ее положение оказывается зависимым не от интенсивности зональной циркуляции (характерный период 2—3 года), а от повторяемости меридиональности атмосферных процессов с характерным периодом 5—7 лет.

На основании полученных результатов можно проследить связность в появлении крупных аномалий теплового режима полярной и тропической широтных зон южного полушария, каковыми следует признать явление Эль-Ниньо — Южное колебание и случаи аномально сильного таяния льда в тихоокеанском секторе Южного океана. На рис. 2 представлен временной ход ледовитости тихоокеанского сектора в декабре за период 1983—1986 гг. Здесь же приведен временной ход индекса Южного колебания, заимствованный из работы [6]. Следует напомнить, что под индексом Южного колебания ($P_к$) традиционно понимается разность среднемесячного давления на уровне моря между пунктами Таити и Дарвин. Ослабление Южного колебания, как правило, связывается с наличием устойчивой в течение года отрицательной аномалии индекса $P_к$, что соответствует ослаблению западного переноса в атмосфере. А в океане подобная тенденция проявляется в аномальном прогреве вод поверхностного слоя тропической части Тихого океана, последующем заглублении термоклина у берегов Эквадора и Перу и появлении Эль-Ниньо [6]. Связь между индексом Южного колебания и проявлением Эль-Ниньо весьма устойчива и практически синхронна: если в течение конкретного года наблюдается преобладание отрицательных аномалий $P_к$, то к концу года, как правило, регистрируется развитие Эль-Ниньо. Так развивались

процессы, например, в 1972—1973, 1977—1978, 1982—1983 годах. Характерно, что отрицательные аномалии индекса $P_к$ не только указывают на наличие Эль-Ниньо, но и предопределяют его интенсивность; так, аномально низкое значение $P_к$ в 1982 г. предшествует аномально высокому потеплению вод у берегов Южной Америки.

Сравнивая временной ход ледовитости тихоокеанского сектора и индекса Южного колебания, нетрудно увидеть проявление в обоих рядах близкой периодичности отрицательных аномалий.

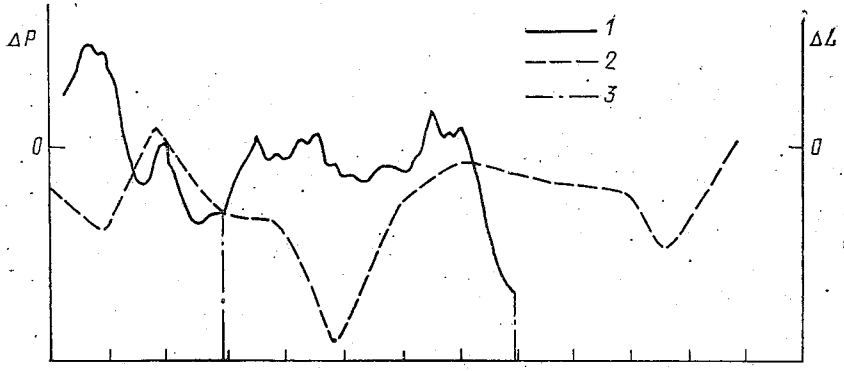


Рис. 2. Временной ход аномалий индекса Южного колебания (*1*) и аномалий ледовитости тихоокеанского сектора (*2*) в декабре; моменты (*3*) начала эпизодов Эль-Ниньо.

Причем отрицательные аномалии ледовитости, как правило, предшествуют отрицательным аномалиям $P_к$ на период около 2,5 года. Коррелированность рядов индекса Южного колебания и ледовитости при сдвиге в 2—3 года составляет величину $r=0{,}78$, что позволяет получить простейшую регрессионную зависимость. Выполненная авторами оценка уровня ледовитости тихоокеанского сектора Южного океана в декабре 1985 г. демонстрирует наличие значительной отрицательной аномалии ледовитости. Это позволило утверждать появление тенденции к снижению индекса Южного колебания в 1987 г. и ожидать возникновения Эль-Ниньо в конце 1987 — начале 1988 года.

Таким образом, проведенный анализ демонстрирует сложность процесса формирования ледового покрова тихоокеанского сектора Южного океана. Полученные результаты вскрывают неоднородность пространственной изменчивости положения ледовой кромки, причем в зависимости от сезона можно выделить две или три однородные зоны с горизонтальными размерами порядка 2—3 тыс. км. Наиболее отчетливо прослеживается обособленность восточной части тихоокеанского сектора, где положение ледовой кромки связано с меридиональной формой циркуляции атмосферы Южного

полушария и подвергается циклическим колебаниям с периодами 5—7 лет. Кроме того, выявляется наличие асинхронной связи между площадью антарктических льдов и проявлением Эль-Ниньо у берегов Южной Америки.

К сожалению, ограниченность объема исходной информации во многом не позволяет перейти к надежным методам анализа сложных систем, к разряду которых несомненно принадлежит Южный океан. Перспектива прогресса в данном направлении определится в дальнейшем эффективностью использования спутниковой информации о положении ледовой кромки в Южном океане.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Кондратьев К. Я.* Всемирная исследовательская климатическая программа: состояние, перспективы и роль космических средств наблюдений. — Итоги науки и техники. Метеорология, т. 8. М.: ВИНИТИ. 1982. — 274 с.
2. *Федоров К. Н., Островский А. Г.* Климатически значащие физические параметры океана. — Л.: Гидрометеоиздат. 1986. — 40 с.
3. *Григоркин Р. Г., Губер П. К., Фукс В. Р.* Прикладные методы корреляционного и спектрального анализа крупномасштабных океанологических процессов. Л., изд. ЛГУ. 1973. — 171 с.
4. *Дыдин Л. А., Рабуевич С. В., Рыжаков М. О., Савицкий Т. Б.* Формы атмосферной циркуляции в Южном полушарии. — Тр. ААНИИ, 1975, т. 330, с. 5—17.
5. *Романов А. А.* Южный океан и условия судоходства. — Л.: Гидрометеоиздат, 1984. — 87 с.
6. *Rasmysson E. M.* The major Pacific Warm Episode in 1982—1983. — Climate Analysis Center NMS (NWS) NOAA. Washington. 1983. — 49 p.

УДК 551.465

В. Н. ВОРОБЬЕВ, Е. Ю. КЛЮЙКОВ, П. П. ПРОВОТОРОВ (ЛГМИ)

ЭКСПЕДИЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СРЕДИЗЕМНОМОРСКИХ ВОД В СУБТРОПИЧЕСКОЙ И УМЕРЕННОЙ ЗОНАХ ВОСТОЧНОЙ АТЛАНТИКИ

В 7-м Атлантическом рейсе УЭС «Профессор Сергей Дорофеев» Ленинградского гидрометеорологического института, проходившем с 6 февраля по 15 мая 1987 г., проводились исследования в субтропической и умеренной зонах Восточной Атлантики. Основная задача экспедиции — изучение структуры и изменчивости аэрогидрофизических полей в различных пространственно-временных масштабах: синоптическом, мезо- и тонкой структуры. При этом особое внимание было уделено выявлению закономерностей распространения и эволюции средиземноморских вод (СМВ), в первую очередь их структурных образований в виде интрузионных линз. В течение рейса было выполнено пять рекогносцировочных разрезов (два из них повторные) и три мезомасштабных полигона (рис. 1), спланированных таким образом, чтобы обеспечить получение наиболее

полных сведений о вертикальной и горизонтальной структуре океана до глубин 2500 м и приводного слоя атмосферы. Всего было выполнено 243 гидрологические станции.

Комплекс океанографических наблюдений предусматривал измерения температуры и солености с помощью термохалинного «Гидрозонда» с разрешением по вертикали от 5 до 1 м; гидрохимические определения на стандартных и дополнительных горизонтах: содержание кислорода, pH, кремния, фосфатов, нитритов и других элементов; стандартные метеонаблюдения, актинометрию (составляющие радиационного бюджета приводного слоя), инструментальные измерения озона. Кроме того, проводились специальные виды работ, в частности, регистрация температуры поверхностного слоя океана с помощью буксируемого измерителя МГИ-4203, определение характеристик спектральной прозрачности атмосферы и др. Вычислительный комплекс состоял из ЭВМ «Электроника-60М» с периферийными устройствами для регистрации, оперативной обработки, хранения и выдачи информации.

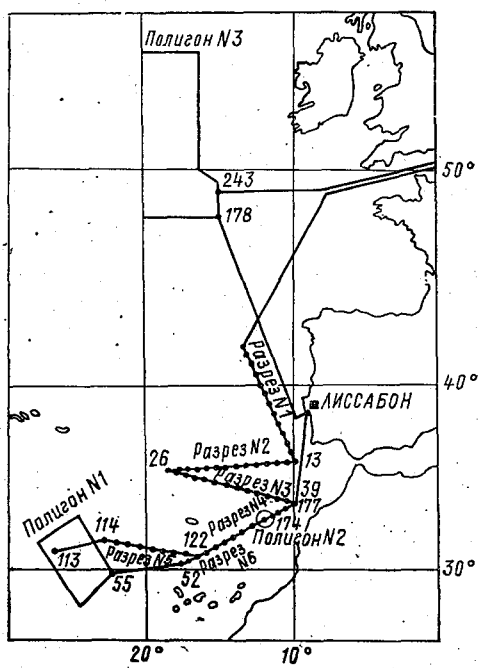


Рис. 1. Схема маршрута, расположения разрезов и полигонов в 7-м Атлантическом рейсе УЭС «Профессор Сергей Дорофеев».

Полученные в экспедиции материалы дают большие возможности для установления закономерностей гидрометеорологических процессов в исследуемых районах океана, выявления особенностей их развития в переходный (от зимы к весне) сезон. Экспресс-обработка T, S-профилей включала машинное построение графиков фонового (с дискретностью по вертикали 10 или 25 м) и тонкослойного (с разрешением через 5 или 1 м) распределения температуры T, солености S и диагностических характеристик стратификации: гидростатической устойчивости, плотностного соотношения, теплосодержания элементарных слоев. Для описания общих закономерностей изменчивости термохалинной структуры проводился совместный статистический анализ в объеме корреляционно-спектрального метода обработки T, S-профилей или же отдельных их участков с четко выраженным тонкослойным строением.

По данным съемок, на полигонах динамическим методом рассчитывалась геострофическая циркуляция для горизонтов 200, 500, 800 и 1200 м относительно поверхности 2000 м.

Фоновые поля температуры и солености по данным разрезов 1—5 были типичными для Канарского бассейна в переходный сезон. Вертикальная термохалинная структура слагалась из четырех основных слоев и соответствующих им водных масс (рис. 2, *а*): верхнего перемешанного слоя толщиной от 50 до 150 м, имеющего температуру 13,4—15,9 °С и соленость 35,7—36,2 ‰; промежуточ-

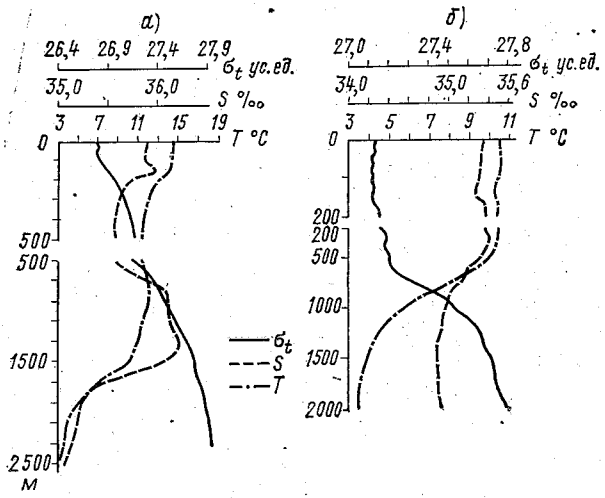


Рис. 2. Вертикальные профили температуры, солености и условной плотности воды на станциях № 5 Канарского полигона (*а*) и № 238 Ирландского полигона (*б*).

ного холодного слоя, подстилающего слабо выраженный сезонный термоклин с температурой 10—11 °С и соленостью 35,5—35,6 ‰; трансформированной средиземноморской воды в виде сплошного слоя или отдельных прослоек, температура которой составляла 11—12 °С, а соленость 36,0—36,3 ‰; относительно холодной распресненной глубинной водной массы с температурой 3—4 °С и соленостью 35,4—35,1‰. По мере удаления от Гибралтарского пролива начальная вертикальная расслоенность постепенно ослабляется, так что в западных частях зональных разрезов 2—4 «следы» средиземноморской воды практически исчезают.

В этом отношении показательны поля температуры и солености на горизонте 1200 м (рис. 3), являющимся осевым для слоя СМВ. Если на первом разрезе ареал ее распространения занимает значительную площадь, то с продвижением на юго-запад он постепенно сужается, а затем дробится на отдельные локальные образования. Однако характерная для большинства станций параллельность *T*, *S*-кривых и изопикн свидетельствует о преимущест-

венно изопикнической трансформации основных водных масс. Вертикальные профили условной плотности воды и других характеристик стратификации указывают на положительную в целом гидростатическую устойчивость слоев и, следовательно, взаимную скомпенсированность обратных по знаку вкладов градиентов температуры и солености в изменения плотности. Вследствие неодинакового поступления солнечной радиации, знакопеременной по пространству адвекции тепла и холода и других локальных эффектов, отмечалась резко выраженная горизонтальная неоднородность термохалинных полей, а также изрезанность вертикальных профилей температуры и солености. Так, на разрезе 1 перепады в поверхностном слое составили 3 °С и 0,6 ‰ (рис. 4).

Одним из важных результатов рекогносцировочной съемки стало обнаружение на разрезе 4 в слое 900—1600 м резкой инверсии температуры и солености, что является первым диагностическим признаком интрузионной линзы, вероятность обнаружения которой в данном районе не превышает 8 % [7]. Чаще всего транзит термохалинных неоднородностей средиземноморского происхождения в виде антициклонических вихрей [2, 4, 7] осуществляется через Азорско-Канарский район, где был выполнен гидрофизический полигон размером 5×5° (см. рис. 1). Он включал пять основных гидрологических разрезов, ориентированных с северо-запада на юго-восток. Общее число зондометрических станций здесь составило 61 с интервалом 20—30 миль и глубиной зондирования 2500 м. Анализ вертикальных T, S-профилей показал, что термохалинная структура в данном районе формируется в результате смешения вод различного происхождения и развития локальных процессов. Повсеместно во всей толще, и особенно в слое 800—1400 м, отмечается резко выраженная пятнистость полей температуры и солености, что является явным следствием разрушения интрузий инородной воды. Однако четко выраженных, оконтуренных по совокупности признаков линзообразных структур, обнаружить не удалось. Выделялись лишь отдельные очаги повышенной солености ($S \approx 35{,}6$ ‰), что весьма далеко от значений, свойственных собственно СМВ ($S \approx 36{,}6$ ‰) [1, 4].

Происхождение таких локальных неоднородностей было вызвано скорее всего фоновой циркуляцией, состоящей из отдельных вихревых систем. Причиной отсутствия линзообразных структур СМВ, как можно судить по карте динамической топографии на горизонте 1200 м (рис. 5, *а*), явился интенсивный (до 20 см/с) поток, идущий на северо-запад и проходящий через восточную периферию полигона. Климатические карты течений, как и результаты предшествующих работ в данном районе [1, 4, 5, 7], не отмечают столь интенсивного течения, способного блокировать традиционный путь распространения средиземноморской воды. Можно предположить, что блокирование началось давно, оказывая существенное влияние не только на траекторию движения, но и на разрушение (рассасывание) попадающих в поток изолированных линз.

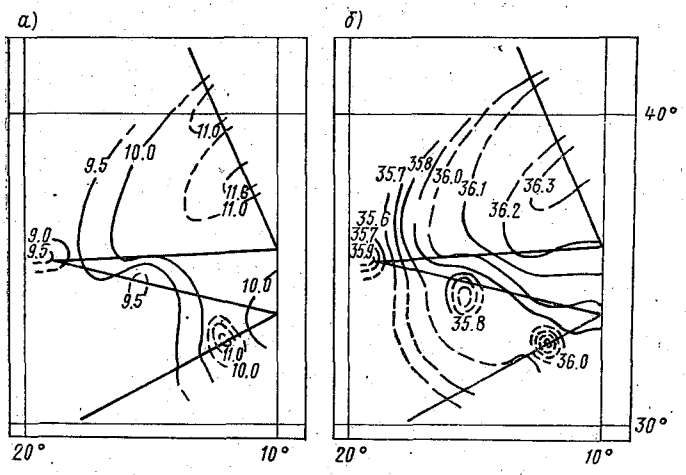


Рис. 3. Поле температуры (*а*) и солености (*б*) на горизонте 1200 м (по измерениям на разрезах 1—4).

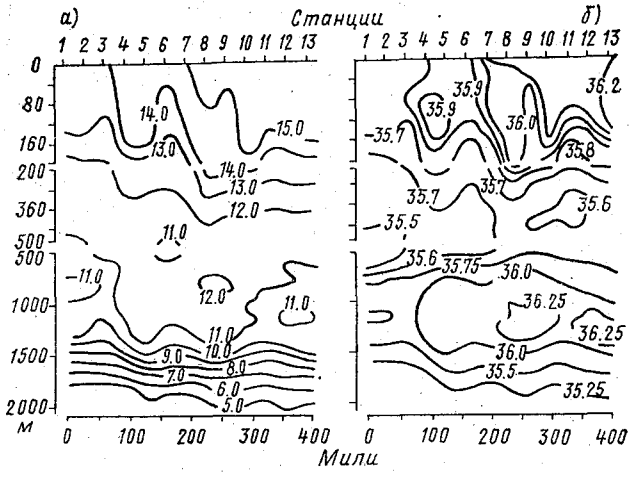


Рис. 4. Распределение температуры (*а*) и солености (*б*) на разрезе 1 (22—25.02.1987).

Дальнейший поиск линз СМВ вод был продолжен в районе ранее обнаруженной интрузии на четвертом разрезе. Она была зарегистрирована примерно в 300 км к северо-востоку от Канарских островов. Для изучения линзы был выполнен мезомасштабный полигон, включающий три пересекающихся разреза (24 дрейфовые станции с интервалом 12 миль) и 19 серий зондирований в центральной точке полигона — предполагаемом ядре линзы (32° 48′ с. ш., 12° 05′ з. д.). Центр практически однородного ядра линзы располагался в течение недели на одной и той же глубине — около 1250 м, температура в нем оставалась равной 12,3 °С, соле-

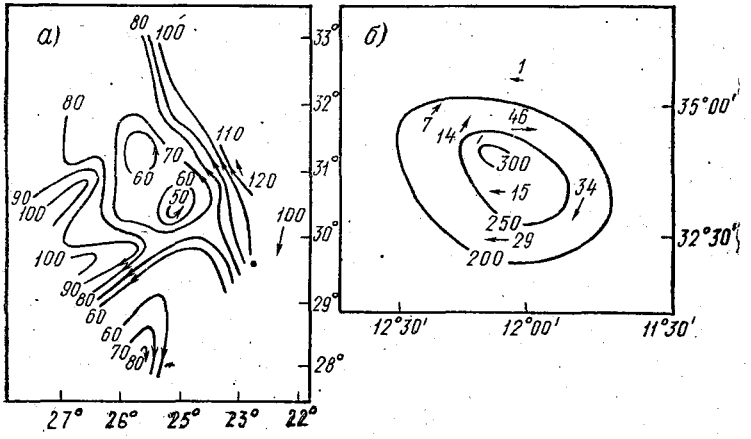


Рис. 5. Геострофическая циркуляция на горизонте 1200 м по данным наблюдений на Канарском (*а*) и «линзовом» (*б*) полигонах.

ность — 36,6 ‰, что соответственно на 2,5° и 0,6 ‰ выше, чем в окружающей воде на той же глубине (рис. 6). Продольный радиус линзы составлял около 25 миль. Она медленно смещалась на юго-запад со средней скоростью 1,2 мили/сутки. Вследствие эффектов двойной диффузии — по типу послойной конвекции на верхней (≈900 м) и солевых пальцев на нижней (≈1600 м) границах прослеживалось некоторое сужение ядра во времени.

Расчеты геострофической циркуляции подтвердили антициклонический характер движения воды в линзе со средней (суммарной) скоростью 20—30 см/с (рис. 5, *б*). По значениям коэффициента изопикничности и других характеристик стратификации можно считать, что весь «линзовый» слой был гидростатически устойчив, сама же линза в своих горизонтальных и вертикальных смещениях сохраняла свойство изопикничности. В поле гидрохимических характеристик линза отличалась от окружающих вод повышенным содержанием кислорода, дефицитом фосфатов и растворенного кремния.

В соответствии с классификацией [6] линзу можно рассматривать как изолированное вихревое образование синоптического типа, поскольку ее продольная протяженность $L \approx 100$ км, а радиус деформации Россби $L_R \approx 90$ км. Если, далее, предположить, что уменьшение ее мощности происходит вследствие диффузионно-конвективных процессов на ее верхней и нижней границах, то при

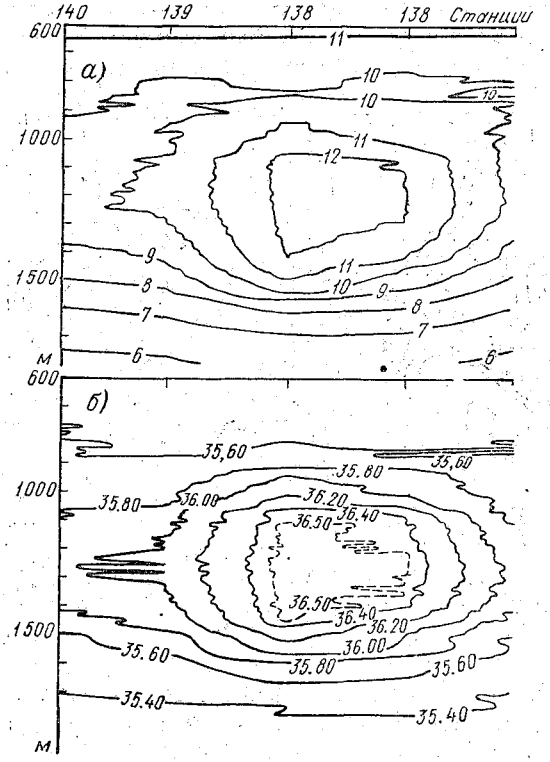


Рис. 6. Поле температуры (*а*) и солености (*б*) на разрезе, секущем линзу в направлении СЗ—ЮВ.

первоначальной толщине в 650 м время жизни линзы оценивается приблизительно в 60 суток. В действительности закрученные в антициклонические вихри линзообразные структуры могут «жить» 2—3 года [3, 6, 7]. По близости T, S-индексов ядра к характеристикам собственно средиземноморской воды по району расположения и другим косвенным признакам обнаруженная нами линза является сравнительно молодой и мощной из всех рассмотренных в литературе [2, 3, 5, 7].

На Ирландском полигоне (полигон № 3), состоящем из четырех меридиальных разрезов, было выполнено 66 зондометрических станций (рис. 1). Основные особенности гидрологических условий

здесь в весенний период (с 13 по 27 апреля): мощный, до 500—600 м, верхний гомогенный слой, обилие локальных фронтальных разделов и вихревых систем в верхнем слое. С глубины примерно 700 м устойчивость слоев повышается, фоновая стратификация становится благоприятной для развития ступенчатой структуры по типу солевых пальцев (рис. 2, *б*). Влияние средиземноморской воды обнаруживается по очень слабой инверсии *T* и *S* в слое 900—1100 м лишь на отдельных станциях. Однако на *T*, *S*-диаграммах выделить ее в самостоятельную водную массу затруднительно. В целом термохалинная и динамическая структура воды в районе западнее о. Ирландия была близкой к среднемноголетней для данного сезона. По совокупности косвенных признаков (гидрологических и гидрохимических) сделан предположительный вывод о перспективности района полигона в рыбопромысловом отношении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас Океанов. Атлантический и Индийский океаны. М., МО СССР. 1977. — 306 с.
2. *Белкин И. М., Емельянов М. В., Костяной А. Г., Федоров К. Н.* Термохалинная структура промежуточных вод океана и внутритермоклинные вихри. — В кн.: Внутритермоклинные вихри в океане. М., ИОАН СССР, 1986, с. 8—34.
3. *Егорихин В Д. и др.* Внутритермоклинная линза средиземноморской воды в тропической части Северной Атлантики. — Океанология, 1987, т. 27, вып. 2, с. 165—175.
4. *Емельянов М. В., Федоров К. Н.* Структура и трансформация промежуточных вод Средиземного моря и Атлантического океана. — Океанология, 1985, т. 25, вып. 2, с. 206—214.
5. *Зубин А. Б., Озмидов Р. В.* Линза средиземноморских вод в районе подводных гор Ампер и Жозефин. — Докл. АН СССР, 1987, т. 292, № 3, с. 716—719.
6. *Иванов Ю. А., Корт В. Г., Монин А. С.* О мелкомасштабных неоднородностях океана. — Докл. АН СССР. 1986, т. 289, № 3, с. 706—709.
7. *Armi L., Zenk W.* Large Lenses of higle saline Mediterrnean water. — J. of Phys. Oceanogr. 1984, vol. 14, № 10, p. 1560—1575.

УДК 551.465.45(261.1)

В. А. ПЛОТНИКОВ (ЛГМИ)

ЭКСТРЕМУМЫ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПРОМЕЖУТОЧНОМ СЛОЕ ТРОПИЧЕСКОЙ АТЛАНТИКИ

В исследованиях структуры вод океанов большое внимание уделяется изучению экстремумов термохалинных характеристик, так как в экстремумах в наиболее чистом виде сохраняется информация о первоначальных свойствах водных масс. Длительное существование экстремумов позволяет идентифицировать водные массы. Именно на этом свойстве термохалинных экстремумов и основана теория *T*, *S*-анализа.

До настоящего времени в структуре вод северной части тропической Атлантики выделяют только четыре халинных экстремума: поверхностный минимум, подповерхностный максимум, промежуточный минимум и глубинный максимум [2]. Изменение темпера-

туры с глубиной считают монотонно убывающим до дна. Такое представление о структуре вод сложилось под влиянием анализа батометрических наблюдений на стандартных горизонтах, которые выполнялись с шагом по вертикали десятки, а глубже 300 м — сотни метров.

Наблюдения последних 10 лет по программе «Разрезы» выполнялись с применением зондирующих комплексов типа «ИСТОК». Они показали, что в широтном поясе 0—20° с. ш. имеются два промежуточных экстремума температуры: минимум и максимум. Минимум залегает на глубинах 900—1100 м, максимум — на 1150—1300 м. Инверсии температуры между ними изменяются от 0,01 до 0,50 °С. Эти экстремумы не связаны с тонкой структурой океана, а являются квазистационарными элементами главного термоклина, обусловленными взаимодействием двух основных водных масс региона: промежуточной антарктической и верхней глубинной североатлантической.

Промежуточные экстремумы температуры достаточно подробно изучены в Южной Атлантике. Впервые они были выделены еще в экспедициях на НИС «Метеор» в 1925—1927 гг. [5], данные о промежуточном минимуме температуры приведены также в работах [1, 3, 4]. Однако сведений о промежуточных экстремумах температуры в северной части тропической Атлантики в литературе не имеется.

В настоящей работе поставлена цель выделить область распространения промежуточных экстремумов температуры в северной части тропической Атлантики, определить характеристики экстремумов, а также уточнить основные характерные черты вертикальной термохалинной структуры в промежуточной антарктической и в верхней глубинной североатлантической водных массах.

Процесс формирования промежуточного минимума температуры неразрывно связан с процессом формирования промежуточной антарктической водной массы. В 30-м рейсе НИС «Михаил Ломоносов» (1976 г., район работ: 28—46° ю. ш., 50—59° з. д.) был исследован один из очагов формирования этой водной массы на 40—46° ю. ш., 50—59° з. д. В работе [1], написанной по материалам этого рейса, процесс формирования промежуточной антарктической водной массы представлен следующим образом: распресненные (33,8—34,1‰) и сравнительно холодные (3,8—4,1 °С) воды Фолклендского течения смешиваются с более солеными (34,5 ‰) и холодными (2,5 °С) глубинными водами, которые поднимаются в подповерхностный слой океана с глубин 800—2000 м. В результате перемешивания образуются воды с промежуточными значениями солености (34,2 ‰) и температуры (3,2 °С), которые движутся далее на восток вдоль южного субполярного фронта, одновременно погружаясь под менее плотные поверхностные воды. Погрузившаяся вода отличается от окружающих вод меньшими значениями солености и температуры. Инверсии солености достигают 1‰, температуры — до 0,7 °С (на 46° ю. ш.). Соленость погрузив-

шейся воды стратифицирована по вертикали слабо, температурная стратификация выражена отчетливее: минимум температуры сдвинут к нижней границе слоя. Таким образом, делают вывод авторы [1], минимум солености образуется вследствие процессов перемешивания на границах первоначально однородной воды низкой солености, но температура погрузившейся воды изначально неоднородна по вертикали, так как за время нахождения у поверхности океана эта вода прогрелась в ее верхнем слое и сохранила низкую температуру в нижнем. Поэтому минимум температуры расположен глубже минимума солености. Вблизи района формирования (46° ю. ш.) минимум солености (34,2 ‰) был на глубине 440 м, минимум температуры (3,2 °С) — на 670 м. Материалы 30-го

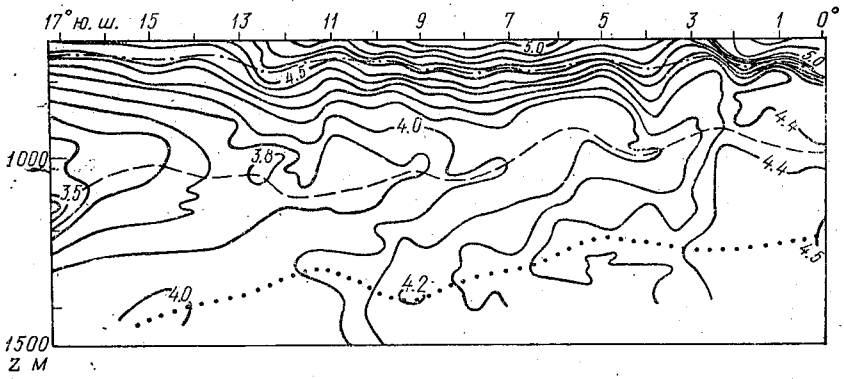


Рис. 1. Распределение температуры воды по меридиану 26° 30′ з. д. летом 1976 г. (30-й рейс НИС «Михаил Ломоносов») [1].

и последующего 32-го рейсов НИС «Михаил Ломоносов» (1977 г., район работ: 0—17° ю. ш., 25—31° з. д.) показали, что минимум температуры в Южной Атлантике сохраняется на всех широтах вплоть до экватора и залегает на 200—600 м ниже минимума солености. На рис. 1, заимствованном из [1], приведено распределение температуры на гидрологическом разрезе по 26° 30′ з. д. Минимум солености располагался в среднем на глубине 780 м, минимум температуры — на 1050 м, максимум температуры — на 1250 м. Толщина инверсионного по температуре слоя составляла 200—300 м, величина инверсий изменялась от 0,6 °С на 17° ю. ш. до 0,1 °С на экваторе.

Исследования в северной части тропической Атлантики по программе «Разрезы» показали, что все эти экстремумы сохраняются и севернее экватора.

Горизонтальные распределения температуры в промежуточном минимуме, инверсий температуры, глубины залегания этого минимума и толщины инверсионного по температуре слоя в северной части тропической Атлантики на участке 1° ю. ш. — 12° с. ш., 16—55° з. д. приведены на рис. 2, *а—г*. Использованы данные гидрологических съемок 1986—1987 гг.

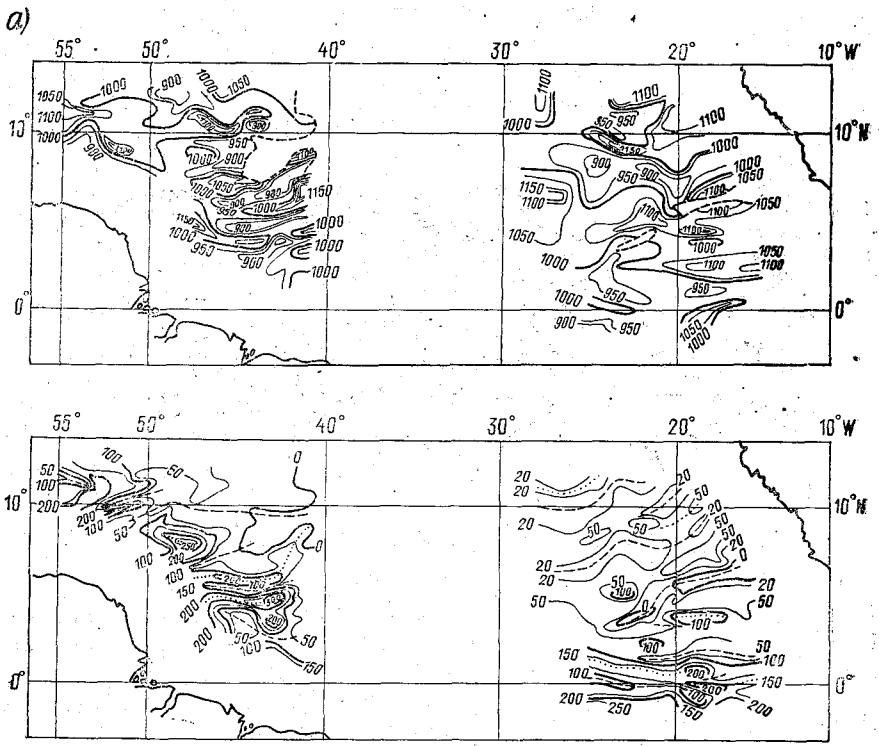
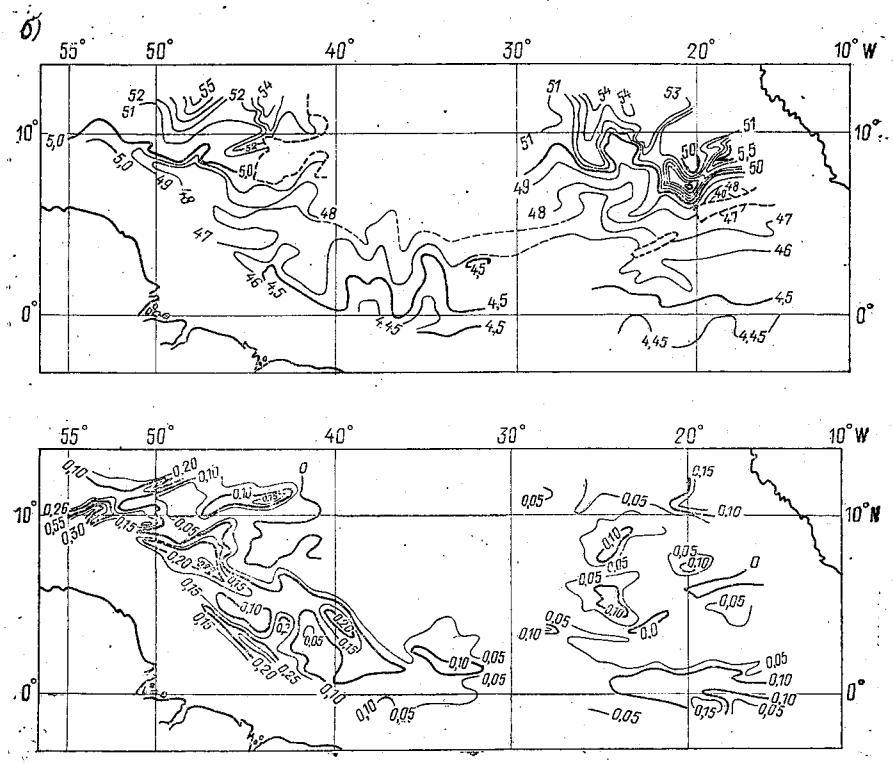


Рис. 2. Характеристики промежуточного минимума температуры: *а* — глу
период, м; *б* — температура воды (вверху) и величины температурных
и толщина инверсионного слоя (внизу) в летний период, м; *г* — темпе
период, °С.



бина залегания (вверху) и толщина инверсионного слоя (внизу) в зимний инверсий (внизу) в зимний период, °С; *в* — глубина залегания (вверху) ратура воды (вверху) и величины инверсий температуры (внизу) в летний

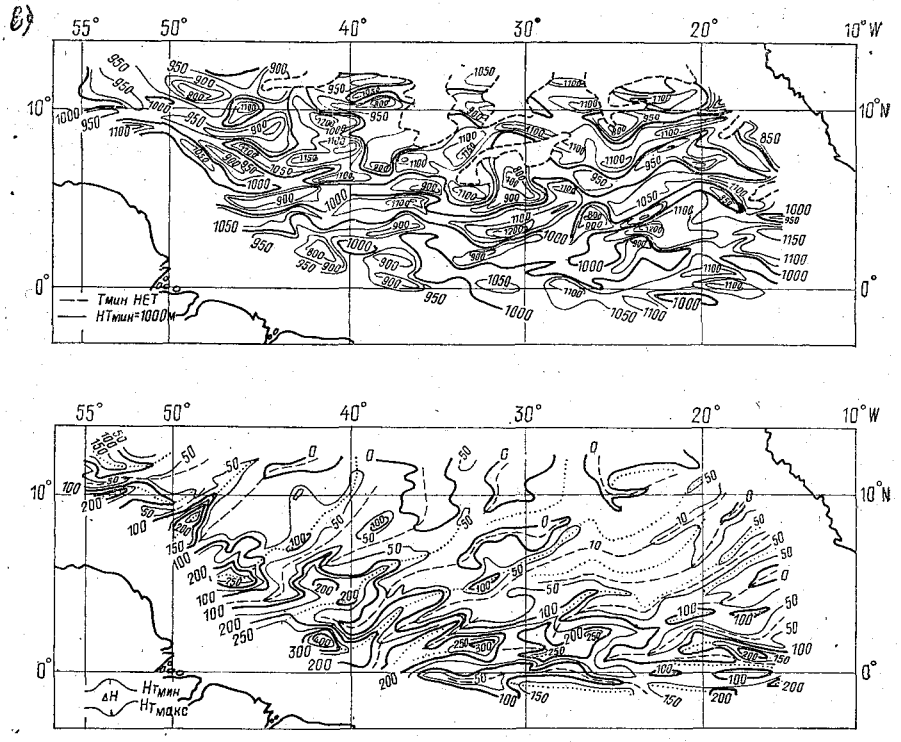


Рис. 2 (продолжение)

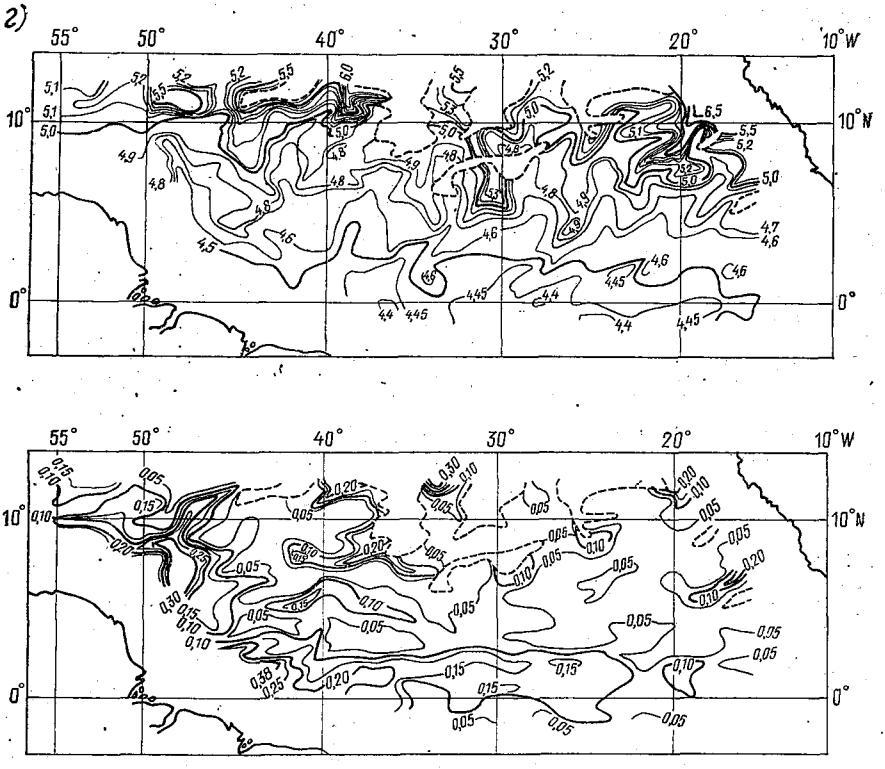


Рис. 2 (продолжение)

Инверсионный по температуре слой наблюдается практически на всей акватории океана, охваченной съемками, как в зимний, так и в летний сезоны года. Наибольшие величины инверсий — до 0,5 °С располагаются в районе экватора и в западной части полигона.

На рис. 3—4 приведены обобщенные результаты наблюдений экстремумов температуры и солености на участке 46° ю. ш. — 20° с. ш. На них видна преемственность экстремумов в Южной Атлантике и в тропической области Северной Атлантики. Промежуточные минимумы температуры и солености наиболее четко выражены в южном полушарии, в северное полушарие они попадают по мере распространения антарктической промежуточной водной массы. Минимум температуры трансформируется с той же интенсивностью, что и минимум солености: оба минимума прослеживаются до 20° с. ш., т. е. практически до северной границы распространения этой водной массы.

Таблица 1

Расслоение промежуточной антарктической водной массы на 10° ю. ш. [1]

Номер слоя	Интервал глубин, м	$\overline{\frac{\partial T}{\partial z}}$	$\overline{\frac{\partial S}{\partial z}}$	Влияние на плотность	
				T	S
1	500—700	<0	<0	Стабилизирующее	Дестабилизирующее
2	700—900	<0	≈ 0	Стабилизирующее	Нейтральное
3	900—1000	<0	>0	Стабилизирующее	Стабилизирующее
4	1000—1100	≈ 0	>0	Нейтральное	Стабилизирующее
5	1100—1500	>0	>0	Дестабилизирующее	Стабилизирующее

Наибольшее значение температуры в промежуточном максимуме температуры наблюдается в северном полушарии. В южное полушарие теплая вода, формирующая максимум, проникает по мере распространения верхней глубинной североатлантической водной массы, ядро которой выделяется по глубинному максимуму солености на глубинах 1400—3000 м. Оба максимума (температуры и солености) прослеживаются до 46° ю. ш., а по [5] и до 60° ю. ш. Опираясь на вышеизложенное, можно уточнить наиболее характерные черты термохалинной структуры антарктической промежуточной и верхней глубинной североатлантической водных масс.

Немонотонная вертикальная структура с минимумами солености и температуры в антарктической промежуточной и максимумами этих же характеристик в верхней глубинной североатлантической водных массах обусловливает расслоение вод на глубинах 250—4500 м. Причины расслоения промежуточной антарктической водной массы на 10° ю. ш. рассмотрены в [1]. Здесь на глубинах 500—1300 м выделены 5 слоев, в которых вертикальные градиенты температуры и солености оказывают разные влияния на плотностную стратификацию: стабилизирующее, нейтральное или дестабилизирующее (табл. 1).

Данные табл. 1 позволили авторам [1] сделать следующие вы-

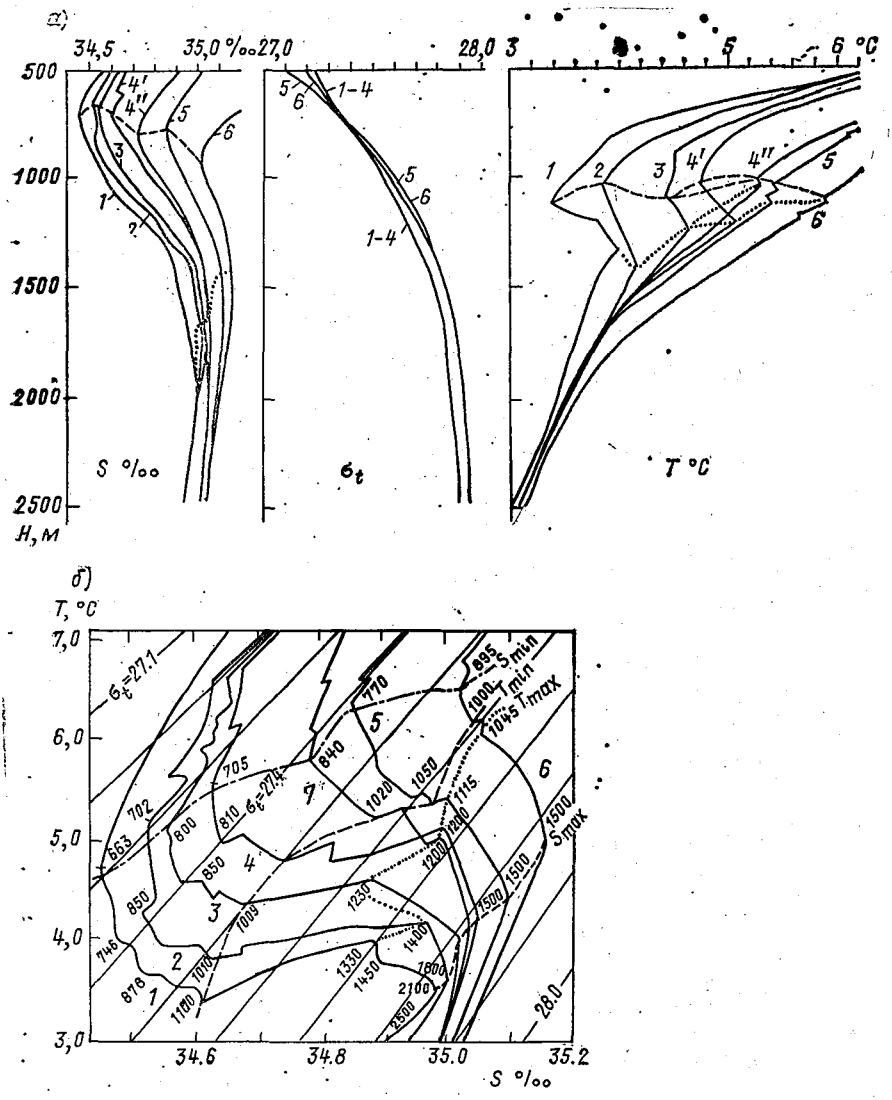


Рис. 3. Вертикальные распределения солености S, условной плотности σ_t, температуры T (*а*) и TS-кривые на разрезе 26° 30′ з. д. (*б*). *1* — 17° ю. ш.; *2* — 9° ю. ш.; *3* — экватор; *4* — 10° с. ш.; *5* — 15° с. ш.; *6* — 20° с. ш.; *7* — 10° с. ш., 49° з. д.

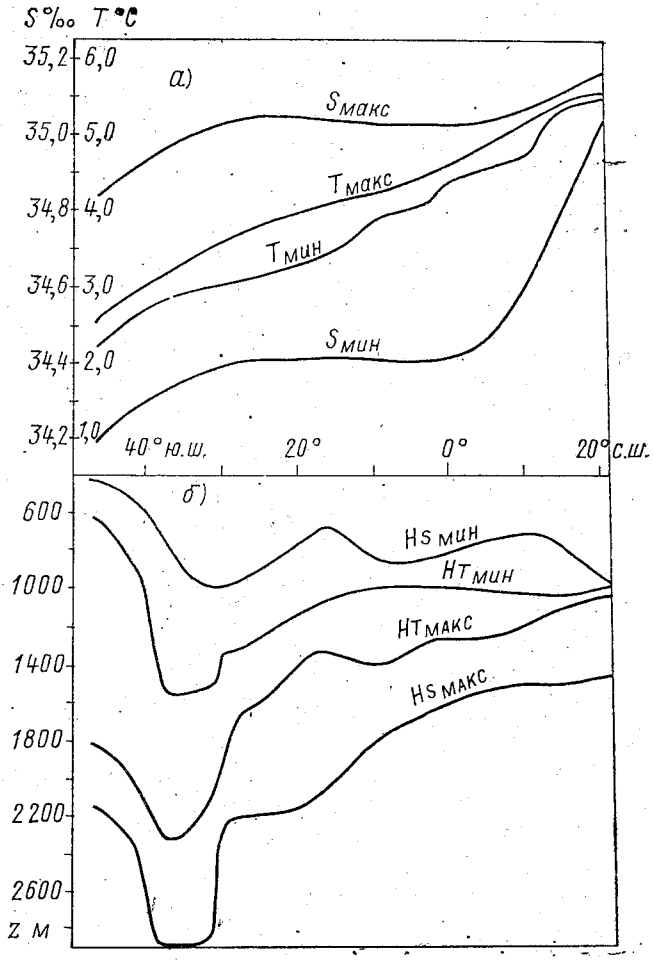


Рис. 4. Температура T и соленость S в промежуточных экстремумах (*а*) и глубины залегания экстремумов (*б*), м.

воды. Максимальная гидростатическая устойчивость должна наблюдаться в 3 слое, в 1 и 5 слоях вертикальные распределения температуры и солености оказывают противоположные влияния на плотностную стратификацию. Если на некоторых масштабах обмен теплом происходит быстрее, чем обмен солями, то в этих двух слоях могут развиваться процессы, обусловленные двойной диффузией, приводящей к слоистой структуре. Действительно, в 32-м рейсе НИС «Михаил Ломоносов» на глубинах 1100—1300 м наблюдалась система инверсионных слоев толщиной 6—30 м с горизонтальными размерами до 60 миль. Инверсии температуры в них были от 0,02 до 0,09 °С, солености — от 0,01 до 0,03 ‰. В 4 и 5 слоях, в отличие от других слоев, стабилизирующим фактором является не температура, а соленость.

Подобный анализ термохалинной структуры северной части тропической Атлантики на глубинах 250—4500 м позволяет выделить 9 слоев (табл. 2).

Таблица 2

Расслоение промежуточной антарктической и верхней глубинной североатлантической водных масс в северной части тропической Атлантики (0—12° с. ш.)

Номер слоя	Интервал глубин, м	$\frac{\partial \bar{t}}{\partial z}$	$\frac{\partial \bar{S}}{\partial z}$	Влияние на устойчивость		Примечание
				T	S	
1	250—700	<0	<0	Стабилизирующее	Дестабилизирующее	Верхний слой АП. Верхняя граница АП принята на глубине залегания изопикны 26,95 [1]
2	700—800	<0	≈ 0	Стабилизирующее	Нейтральное	Ядро АП
3	800—900	<0	>0	Стабилизирующее	Стабилизирующее	Нижний слой АП до минимума температуры
4	900—1100	≈ 0	>0	Нейтральное	Стабилизирующее	Минимум температуры
5	1100—1150	>0	>0	Дестабилизирующее	Стабилизирующее	Инверсионный слой
6	1150—1300	≈ 0	>0	Нейтральное	Стабилизирующее	Максимум температуры
7	1300—1500	<0	>0	Стабилизирующее	Стабилизирующее	Верхний слой ВГСА
8	1500—1700	<0	≈ 0	Стабилизирующее	Нейтральное	Ядро ВГСА
9	1700—4500	<0	<0	Стабилизирующее	Дестабилизирующее	Нижний слой ВГСА

Примечание. АП — антарктическая промежуточная; ВГСА — верхняя глубинная североатлантическая водные массы.

Данные табл. 2 позволяют расширить выводы работы [1]. Максимальная гидростатическая устойчивость должна наблюдаться в 3 и 7 слоях, т. е. непосредственно под ядром АП и над ядром ВГСА. По-видимому, эти слои служат своеобразными экранами, предохраняющими ядра водных масс от взаимной трансформации. Экстремумы температуры и солености разделены этими устойчивыми слоями. Третий слой способствует сохранению минимума температуры, отделяя его от более теплых вышележащих вод; седьмой слой способствует сохранению максимума температуры, отделяя его от холодных глубинных вод.

Вертикальные распределения температуры и солености оказывают противоположные влияния на устойчивость в 1, 5 и 9 слоях. Здесь возможно формирование тонкой структуры. В приэкваториальной области вследствие процессов опускания вод в экваториальной конвергенции в 1 слое создается устойчивая стратификация вод из-за высоких градиентов температуры. Здесь отсутствуют интрузионные слои, ядро АП распространяется как единое целое. На 5—10° с. ш. АП попадает в область северной тропической дивергенции, здесь происходит подъем промежуточной воды в подповерхностный слой, вертикальные градиенты температуры уменьшаются, стратификация становится слабоустойчивой, в 1 слое образуются интрузии. Далее, конвективный обмен охватывает и 2 слой, происходит «расщепление» ядра АП, вклинивание в него интрузий более соленой подповерхностной воды. В то же время в 3 слое интрузии не обнаружены.

Соленость является стабилизирующим фактором в 4, 5 и 6 слоях. Следовательно, температурные экстремумы в промежуточном слое океана могут существовать до тех пор, пока вертикальное распределение солености способствует устойчивой стратификации вод в этих слоях. Взаимная трансформация экстремумов температуры произойдет только после того, когда размоется минимум солености в ядре АП на севере или максимум солености в ядре ВГСА на юге Атлантики. Таким образом, в отличие от общепринятой точки зрения, здесь высказано предположение о том, что экстремумы солености в промежуточном и глубинном слоях трансформируются раньше, чем заключенные между ними экстремумы температуры.

В заключение можно отметить, что в северной части тропической Атлантики (до 20° с. ш.) существуют два экстремума температуры в промежуточном слое: минимум и максимум. Минимум формируется в антарктической промежуточной, а максимум — в верхней глубинной североатлантической водных массах. Длительное существование этих экстремумов обусловлено увеличением солености с глубиной между ядрами водных масс, способствующим устойчивой стратификации вод.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Латун В. С., Калашников П. А.* О субантарктической промежуточной водной массе Атлантического океана. — Морские гидрофизические исследования, 1978, № 4 (83), с. 163—173.

2. *Степанов В. Н.* Океаносфера. — М.: Мысль, 1983. — 225 с.

3. *Ханайченко Н. К.* Система экваториальных противотечений в океане. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — 158 с.

4. *Хлыстов Н. З.* Структура и динамика вод тропической Атлантики. — Киев: Наукова думка, 1976. — 164 с.

5. *Defant A.* Physical oceanography. Vol. 1 — Oxford: Pergamon Press, 1961. — 729 p.

УДК 551.465(268.45)

С. В. ЧВИЛЕВ (ЛГМИ)

ГИДРОЛОГИЧЕСКИЕ ФРОНТЫ ЮГО-ЗАПАДНОЙ ЧАСТИ БАРЕНЦЕВА МОРЯ И ИХ ВНУТРИГОДОВАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ

Для изучения гидрологических фронтов Баренцева моря необходимо исследование фронтов юго-западной части моря, так как происходящие здесь процессы во многом являются определяющими для всего моря: именно через эту область поступает наибольший объем теплых атлантических вод, переносимых Нордкапским течением.

Целью данной работы было решение двух задач.

1. Отработка методики выделения и анализ климатических фронтальных зон юго-западной части Баренцева моря на основании данных по температуре (T) и солености (S) за максимально возможный ряд лет.

В работе представлена количественная оценка относительного вклада S в формирование плотностных фронтов по сравнению с вкладом T, описаны климатические фронтальные зоны юго-западной части Баренцева моря.

2. Исследование внутригодовой изменчивости значений горизонтальных градиентов плотности (σ), температуры и солености во фронтальных зонах юго-западной части Баренцева моря. Проверке подвергалась гипотеза о том, что изменчивость градиентов во фронтальных зонах должна повторять внутригодовой ход поступления теплых атлантических вод через разрез м. Нордкап — о. Медвежий.

Для решения первой задачи использованы материалы батометрических съемок, выполненных в июне — июле 1975—1985 гг. на III, VI и XXIX разрезах (рис. 1).

Материалом для решения второй задачи послужили среднемесячные значения T и S на тех же разрезах (рис. 1), вычисленные по наблюдениям за 1958—1975 гг. Значения σ определялись по уравнению состояния с учетом гидростатического давления на горизонтах [4].

Положение фронта на вертикальной плоскости разреза определялось по методике, предложенной К. Н. Федоровым в работе [12]. В соответствии с ней участками фронта считаются те, на которых

$$\Gamma_{ф} \geqslant A\overline{\Gamma}, \qquad (1)$$

где $\Gamma_{ф}$ — градиент во фронтальной зоне; $\overline{\Gamma}$ — средний градиент в рассматриваемой области; A — произвольный численный критерий (>1).

Каких-либо рекомендаций по выбору значения A в настоящее время нет. Например, участники Всесоюзного семинара по океано-

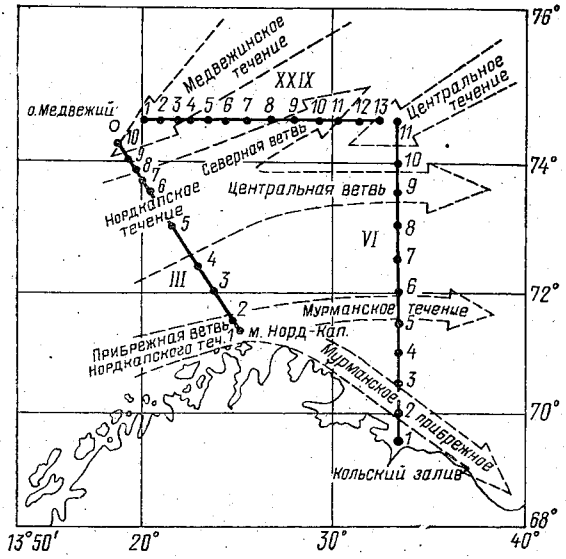


Рис. 1. Схема расположения гидрологических разрезов.

логическим фронтам [11] использовали в своих работах величины A от 2 до 10 даже для одних и тех же районов Мирового океана. Для наших исследований нам представилось удобным использовать множитель 2, так как при бо́льших значениях коэффициента A в плоскости разреза оставалось слишком мало зон повышенных горизонтальных градиентов $\Gamma_{ф}$.

Вычисление горизонтальных градиентов T, S и σ позволило оценить вклад S в формирование плотностных фронтов относительно вклада T.

В Баренцевом море перепад T поперек фронтов составляет несколько градусов, а изменение солености — десятые доли промилле. Известно, однако, что при понижении T морской воды возрастает относительный вклад единицы S в изменение σ. Имеется ввиду, что изменение S, например, на 0,1‰ при $T=0$ °C вызывает

существенно большее изменение σ, чем при T, например, 10 °С. Это важно учитывать для Баренцева моря, где даже летом обычными являются температуры около 0 °С.

Наблюдения на III разрезе в конце июня — начале июля показывают, что от м. Нордкап к о. Медвежьему T уменьшается в среднем от 6 до 0 °С, а S изменяется соответственно от 34,5 до 34,7 ‰, имея максимальные значения в центральной части разреза около 35,0 ‰. Чтобы оценить относительный вклад S в формирование σ на этом разрезе, в «Океанографических таблицах» [6] находим, что при $S=\text{const}=34{,}5$ ‰ изменение T на 0,1° вблизи значения 6 °С приводит к изменению σ на 0,0128 ед. При $T=\text{const}=6$ °С изменение солености на 0,1‰ вблизи 34,5 ‰ приводит к перепаду σ на 0,0790 ед. Таким образом, отношение вклада 0,1 ‰ солености к 0,1 °С температуры в изменение σ у м. Нордкап составляет 6,2 : 1. При $S=\text{const}=34{,}7$ ‰ изменение T на 0,1° вблизи 0 °С приводит к изменению σ на 0,0052 ед. При $T=\text{const}=0$ °С изменение S на 0,1‰ вблизи 34,7 ‰ вызывает изменение σ на 0,0804 ед. Следовательно, отношение вклада единицы S к вкладу единицы T у о. Медвежьего равняется 15,5 : 1. Таким образом, на всем разрезе это соотношение приближенно составляет 10 : 1. Учитывая, что перепад T по всему разрезу равняется примерно 6 °С, а S — 0,5 ‰, можно сделать вывод, что вклад S в формирование σ на этом разрезе вполне сопоставим с вкладом T. Отметим, что этот вывод также справедлив для VI и XXIX разрезов.

Подробная оценка зависимости формирования плотностных фронтов от градиентов T и S проводилась путем сравнения знаков горизонтальных градиентов T, S и σ. Поскольку между T и σ корреляция отрицательная, а между S и σ — положительная, то в случае, если знаки градиентов σ, T и S совпадали, следовал вывод, что в данном месте участок плотностного фронта обусловлен градиентом солености. В случае, если знак градиента σ был противоположен знаку градиентов T и S, делался вывод, что на данном участке градиент σ сформирован градиентом T. Сложнее было анализировать случай, когда знак градиента σ совпадал со знаком градиента S и был противоположен знаку градиента T. Тогда для принятия решения о причине происхождения градиента σ учитывалось приведенное выше соотношение относительного вклада единицы S ко вкладу единицы T в формирование плотности. Например, в случае $\text{grad}(\sigma)=0{,}019$ ед/милю, $\text{grad}(T)=-0{,}087$ °С/милю, $\text{grad}(S)=0{,}009$‰/милю сделан вывод, что вклад T и S в формирование градиента σ примерно одинаков. А в случае градиентов, равных соответственно 0,012 ед/милю — 0,008 °С/милю, 0,014 ‰/милю, относительный вклад S в формирование градиента σ превысил вклад T примерно на порядок. Результаты этой работы представлены в табл. 1.

Из табл. 1 видно, что плотностные фронты в исследуемом районе образуются, как правило, под воздействием либо темпера-

туры, либо солености. Формирование плотностных фронтов в результате совместного влияния T и S отмечается сравнительно редко.

В работе сотрудников Мурманского филиала ААНИИ [3] представлена примерная схема климатических фронтальных зон Баренцева моря, из которой следует, что в юго-западной части моря, севернее 72° 30′ с. ш. температура и соленость коррелированы положительно: их значения уменьшаются в северном, северо-восточном направлениях. Поэтому плотностные фронты возникают либо в тех местах, где вклад одного из параметров в изменение плотности превышает вклад другого, либо там, где области градиентов температуры и солености смещены относительно друг друга. На участках, где местоположение обостренных градиентов T и S совпадает, часто происходит вырождение фронтов в поле плотности.

Таблица 1

Зависимость формирования плотностных фронтов от градиентов в полях температуры и солености (июнь — июль 1975—1985 гг.)

Разрезы	Количество участков с обостренными градиентами плотности за счет					
	температуры		солености		совместного влияния T и S	
	число	%	число	%	число	%
III	23	50	14	30	9	20
VI	11	31	22	61	3	8
XXIX	34	46	29	40	10	14
В целом по юго-западной части Баренцева моря	68	44	65	42	22	14

Наглядно это можно увидеть на рис. 2, где показано распределение гидрофизических характеристик на III разрезе вблизи о. Медвежьего. Совпадение положительно коррелированных горизонтальных градиентов T и S между ст. 8 и 9 на глубинах более 50 м привело к почти полному исчезновению фронта в поле σ. Аналогичное явление наблюдалось также между ст. 7—8 в слоях 0—20 и 250—400 м. Плотностной фронт с большими горизонтальными градиентами располагается между ст. 9—10 от горизонта 20 м до дна, где имело место обострение градиентов в поле S. Между ст. 7—8 в слое 30—200 м плотностной фронт возник вследствие того, что увеличение σ из-за уменьшения T превысило уменьшение σ вследствие уменьшения S.

Первой задачей данной работы было выделение и анализ климатических фронтальных зон в юго-западной части Баренцева моря. В летнее время эта часть моря заполнена атлантическими водами, транспортируемыми Нордкапским течением, прибрежны-

ми, переносимыми Прибрежной ветвью Нордкапского течения, Мурманским и Мурманским прибрежным течениями, а также арктическими водами Медвежинского и Центрального течения (рис. 1).

Атлантические воды занимают участок моря, центральной осью которого ориентировочно может служить широта 72° 30′. Вдоль побережья расположены прибрежные воды, которые отличаются от атлантических более высокой температурой и низкой соле-

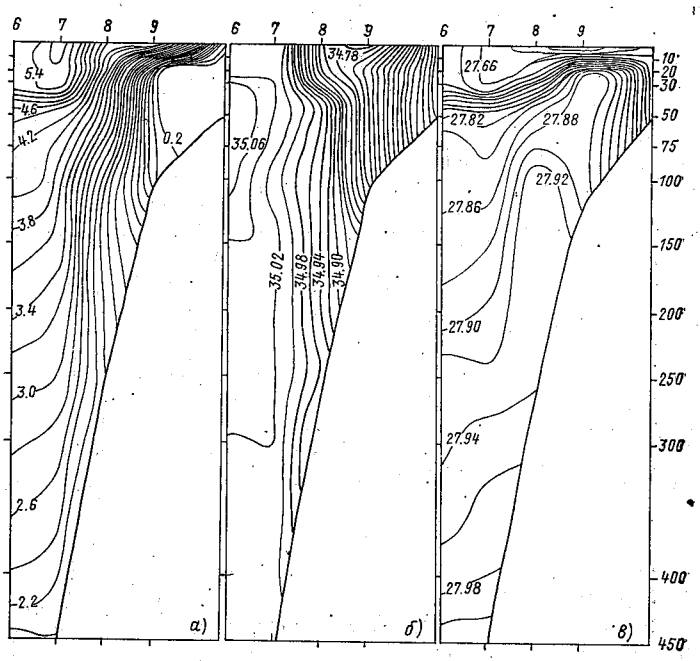


Рис. 2. Распределение гидрофизических характеристик на северо-западном участке разреза м. Нордкап — о. Медвежий 28—30 июня 1985 г.: *а* — температура, °С; *б* — соленость, ‰; *в* — условная плотность, усл. ед.

ностью. К северу от атлантических находятся арктические воды, выделяющиеся низкими температурой и соленостью. Эти воды занимают северо-западную и северо-восточную часть акватории (рис. 1).

Таким образом, температура воды устойчиво понижается в северном, северо-восточном направлении, а соленость уменьшается к северу и югу от центральной оси атлантических вод. Очевидно, что к северу от широты 72° 30′ температура и соленость коррелированы положительно, а к югу — отрицательно.

В юго-западной части Баренцева моря мы выделили 4 фронта и по их местоположению на исследуемой акватории дали им следующие условные названия: Южный (Прибрежный), Северный

(Медвежинский), Северо-Восточный и Восточный (Мурманского течения) (табл. 2).

Южный фронт образован на границе атлантических и прибрежных вод вдоль Прибрежной ветви Нордкапского течения и Мурманского прибрежного течения. Этот фронт слабо развит по вертикали, располагается преимущественно в верхнем тридцатиметровом (эпизодически — 100-метровом) слое моря и оконтуривает линзы распресненных вод, поступающие от побережья. Главной его

Горизонтальные градиенты и глубины их

Названия фронтов и участки их обнаружения (разрез, станции)	Температура, °С/милю			
	средняя	минимальная	максимальная	глубина, м
1. Южный (Прибрежный)				
III (ст. 1—2)	0,149	0,090	0,270	20—30
VI (1—3)	0,044	0,030	0,061	0—30
2. Северный (Медвежинский)				
III (6—10)	0,173	0,090	0,442	0—Дно
XXIX (1—6)	0,158	0,062	0,372	0—150
3. Северо-восточный				
XXIX (11—13)	0,177	0,062	0,253	20—250
VI (7—11)	0,070	0,030	0,110	150—250
4. Восточный (Мурманского течения)				
VI (5—6)	0,070	0,030	0,112	200—250

особенностью являются наибольшие для юго-западной части Баренцева моря горизонтальные градиенты солености (до 0,096 ‰/милю), что является основной причиной образования здесь обостренных плотностных фронтов. Дополнительной причиной обострения горизонтальных градиентов плотности служит отрицательная корреляция между T и S. Вследствие двух этих причин градиенты плотности здесь наибольшие для юго-западной части Баренцева моря (до 0,080 ед/милю). Межгодовое различие в интенсивности Южного фронта в поле плотности связано с изменением солености прибрежных вод, так как по сравнению с ними соленость атлантических вод изменяется очень мало. Чем ниже соленость прибрежных вод, тем больше обостряются соленостные и плотностные фронты. В среднем диапазон значений солености поперек Южного фронта составил 34,6—35,0 ‰ у мыса Нордкап и 33,4—34,5 севернее Кольского залива, плотности — 26,3—27,6.

Местоположение южного фронта достаточно постоянно, его северная, северо-восточная граница находится на расстоянии 20—30 миль от побережья (рис. 3, *а*, *в*). Значения горизонтальных градиентов солености и плотности от года к году могут отличаться на порядок величины (табл. 2).

Северный (Медвежинский) фронт располагается над склонами о. Медвежьего. Резкий свал глубин на этом участке моря обусловливает наличие здесь очень обостренных градиентов солености и температуры. Горизонтальные градиенты температуры над южным склоном Медвежинской банки наибольшие для юго-западной части Баренцева моря (до 0,442 °С/милю). Северный фронт очень развит по вертикали и охватывает практически все глубины от поверхности до дна. Корреляция между T и S на Северном фронте по-

Таблица 2

обнаружения в июне — июле 1975—1985 гг.

Соленость, ‰/милю				Знак T, S-корреляции	Условная плотность, ед./милю			
средняя	минимальная	максимальная	глубина, м		средняя	минимальная	максимальная	глубина, м
0,013	0,006	0,042	0—100	—	0,010	0,006	0,042	0—100
0,014	0,004	0,096	0—30	—	0,018	0,004	0,080	0—30
0,017	0,006	0,039	0—Дно	+	0,013	0,006	0,039	0—100
0,015	0,006	0,058	0—100	+	0,010	0,004	0,034	0—100
0,016	0,006	0,054	0—50	+	0,009	0,004	0,019	0—30
Мал	Мал	Мал	—	+	Мал	Мал	Мал	—
0,009	0,004	0,014	50—100	—	0,010	0,004	0,018	0—250

ложительная, поэтому при образовании плотностных фронтов горизонтальные градиенты температуры и солености компенсируют друг друга и горизонтальные градиенты плотности здесь существенно меньше, чем на южном фронте (табл. 2). Северный фронт, имея ширину наиболее обостренных участков около 10 миль, колеблется внутри зоны шириной порядка 30—40 миль. Значения температуры изменялись поперек фронта от 0,5° до 4,2° С, солености — от 34,7 до 35,0 ‰, плотности — от 27,70 до 27,90 усл. ед.

Формирование Северного фронта в поле плотности связано прежде всего с очень обостренными температурными градиентами.

Северо-восточный фронт, так же как и Северный, образован на границе арктических и атлантических вод. Но вследствие сглаженного рельефа дна и отсутствия мощных течений на этом участке градиенты гидрофизических величин имеют небольшие значения. Достаточно ярко выражен и по значениям горизонтальных градиентов, и по вертикальной протяженности фронт в поле температур (табл. 2, рис. 3, *б*). На наш взгляд, это происходит вследствие натекания теплых атлантических вод на «шапку» холодной воды Центральной возвышенности. Согласно работе [1] такие «шапки» являются весьма обычными для банок Баренцева моря.

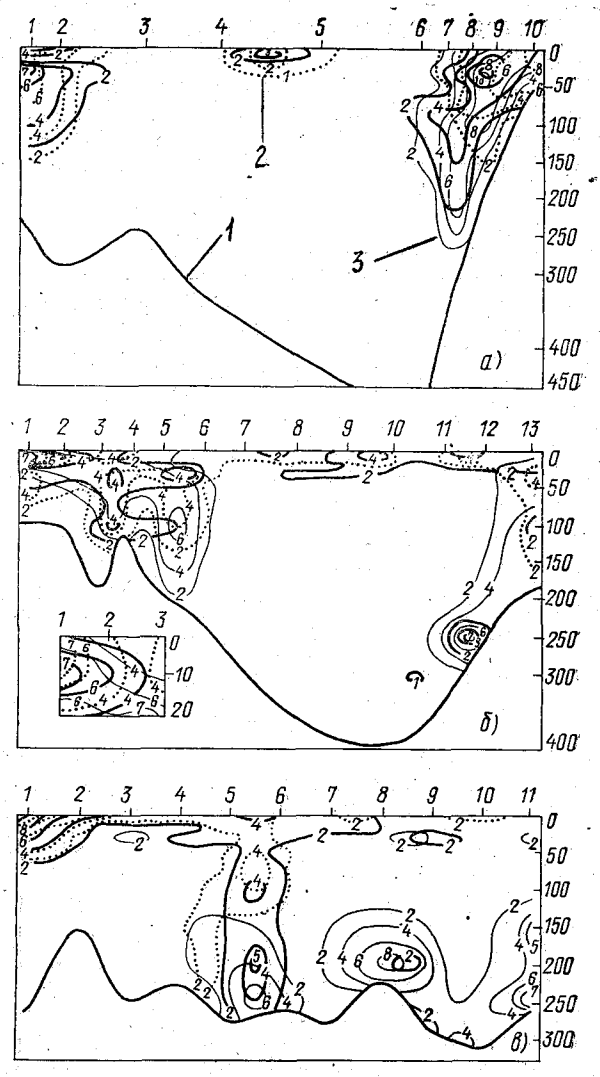


Рис. 3. Общее количество высокоградиентных участков в июне — июле 1975—1985 гг. (11 съемок): *а* — на III разрезе; *б* — на XXIX разрезе; *в* — на VI разрезе. *1* — количество высокоградиентных участков в поле *T*; *2* — в поле *S*; *3* — в поле σ.

Наконец, на участке VI разреза между ст. 5—6 нами выделена часть фронта, относящегося к Мурманскому течению. Главной особенностью этого участка является очень сильное развитие по вертикали плотностного фронта: от поверхности моря до 250 м. При этом в верхнем 100-метровом слое ему соответствуют обостренные градиенты S, а глубже — T. Фронт Мурманского течения очень устойчив в пространстве (рис. 3, *в*).

По всем трем разрезам мы проверили зависимость выделенных фронтов от рельефа дна, так как широко распространено представление о том, что фронты в Баренцевом море топографические [12]. Анализ показал сильную зависимость от топографии прежде всего горизонтальных градиентов T. В большинстве случаев знак горизонтальных градиентов температуры соответствовал знаку тенденции изменения глубины моря, т. е. в направлении понижения дна горизонтальный градиент температуры положительный, в направлении повышения дна — отрицательный.

Аналогичная зависимость горизонтальных градиентов S от рельефа дна была отмечена на XXIX разрезе. На двух других разрезах эта связь прослеживалась менее устойчиво.

Зависимость плотностных фронтов от топографии дна имела место лишь над южным склоном Медвежинской банки, где наклон дна очень велик.

Таким образом, представление о топографической природе баренцевоморских фронтов справедливо в первую очередь для высокоградиентных участков в поле температуры и в последнюю очередь — для плотностных фронтов (рис. 3).

Для решения второй задачи по исходным значениям T, S и σ вычислялись горизонтальные градиенты для каждого горизонта между парами станций разреза: $G_{j,i}$, где j — номер стандартного горизонта; i — номер пары станций на разрезе. Затем для каждой пары станций определялось среднее взвешенное из абсолютных значений $G_{j,i}$ для всей толщи воды от поверхности до дна:

$$GG_i = \frac{\sum\limits_{j=1}^{j=M-1} \left(\frac{|G_{j,i}| + |G_{j+1,i}|}{2} (H_{j+1} - H_j) \right)}{H_i}, \qquad (2)$$

где M — число горизонтов наблюдений между данной парой станций; H_j — значение j-го горизонта; H_i — высота всего столба наблюдений между i-й парой станций; $H_i \equiv H_j$ при $j = M$.

В последнюю очередь определялось среднее взвешенное значение GGG для всего разреза:

$$GGG = \left[\sum_{i=1}^{i=N} (GG_i L_i H_i) \right] \Big/ \left[\sum_{i=1}^{i=N} (L_i H_i) \right], \qquad (3)$$

где N — количество пар станций на разрезе; L_i — расстояние между i-й парой станций.

Объем поступающих в юго-западную часть моря атлантических вод зависит от скоростей Нордкапского течения. В работе А. И. Танцюры [10] говорится о том, что в апреле — мае скорости Нордкапского течения минимальны, а в ноябре достигают годового максимума. Более поздние работы других авторов, связанные с вычислением динамическим методом поступления атлантических вод через разрез Нордкап — Медвежий, подтвердили, что в апреле — мае поступление вод минимально. Наибольшее же поступление вод отмечалось в течение примерно четырех месяцев — с сентября по декабрь (рис. 4).

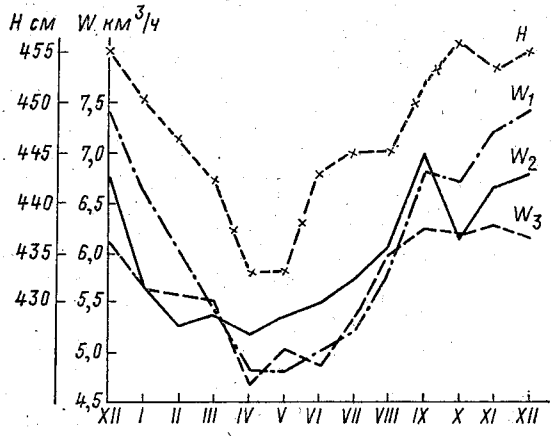


Рис. 4. Внутригодовая изменчивость высоты уровня моря H у побережья и поступления воды через разрез м. Нордкап — о. Медвежий W. Значения H осреднялись за 1958—1975 гг. Величины W_1 получены осреднением наблюдений за 1910—1980 гг. в работе [5], W_2 — осреднением за 1961—1975 гг. в работе [4], W_3 — осреднением за 1945—1968 гг. в работе [3].

В 1969 г. Ю. В. Суставов установил связь между интенсивностью течений в южной части Баренцева моря и высотой уровня у Мурманского побережья [9]. Позже он предложил гипотезу о связи характеристик фронтальных зон Баренцева моря (местоположения и интенсивности) с величинами уровня и предоставил имеющиеся у него данные по уровню в Екатерининской гавани (ст. Полярное).

Из рис. 4 видно, что внутригодовой ход уровня моря достаточно хорошо повторяет кривую поступления теплых вод и имеет наименьшие значения в апреле — мае, наибольшие — в сентябре — декабре.

На рис. 5 представлена внутригодовая изменчивость GGG — горизонтальных градиентов T, S и σ в слое 0 м — дно, рассчитанных по формуле (3), для всех исследуемых разрезов. Под термином «единицы измерения», указанном над вертикальной осью координат, следует понимать °С для T, ‰ для S и условные единицы для σ. Левая вертикальная шкала — это шкала горизонтальных градиентов T, правая — шкала горизонтальных градиентов S и σ.

Из рис. 5 видно, что изменчивость значений градиентов всех гидрофизических параметров, особенно σ, во многом сходна с внутригодовой изменчивостью поступления воды через разрез м. Нордкап — о. Медвежий (рис. 4). Наименьшие градиенты σ отмечаются в апреле на III и VI, в марте — на XXIX разрезе; наибольшие — в октябре, ноябре на III, в сентябре, октябре на VI и в октябре на XXIX разрезе.

Из градиентов T и S, представленных на рис. 5, наиболее точно с кривыми поступления воды и высоты уровня моря совпадают градиенты T и S III разреза, на котором по сравнению с двумя другими разрезами имеют место наиболее мощные постоянные течения. Наименьшее значение градиента T отмечается в марте, наибольшее — в сентябре; наименьший градиент S — в апреле — июне, наибольший — в ноябре.

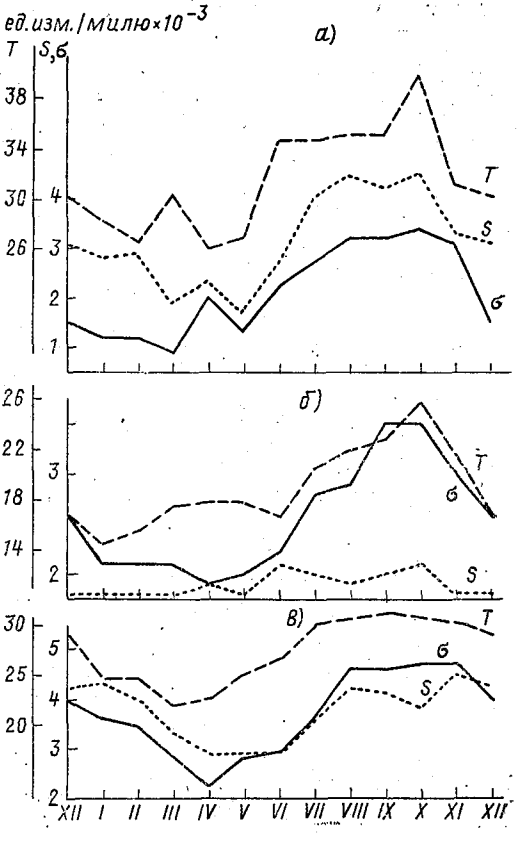


Рис. 5. Внутригодовая изменчивость горизонтальных градиентов T, S и σ в слое 0 м — дно: на XXIX (*а*), VI (*б*), III разрезах (*в*) Баренцева моря.

Целью нашей работы является исследование горизонтальных градиентов T, S и σ во фронтальных зонах, поэтому более подробно рассмотрим рис. 6—8, где представлена внутригодовая изменчивость значений градиентов на участках фронтальных зон. В табл. 3 находим участки с максимальными значениями средних горизонтальных градиентов плотности. Эти значения в таблице выделены курсивом. Согласно табл. 2 участок между ст. 1—2 III и VI разрезов отно-

сится к Прибрежному фронту; между ст. 9—10 III разреза и ст. 1—3 XXIX разреза — к Медвежинскому; между ст. 5—6 VI разреза — к фронту Мурманского течения.

Таблица 3

Средние взвешенные абсолютных значений горизонтальных градиентов плотности от поверхности моря до дна (10^{-3} усл. ед./милю)

Разрезы	Станции											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
III		*17*	4	2	2	1	4	7	4	*9*	—	—
VI		*4*	2	2	2	*5*	2	3	2	2	3	—
XXIX		*6*	*5*	4	4	4	2	1	1	1	1	3

Примечание. Курсивом выделены максимальные значения.

Как и в целом для разрезов, на участках фронтов изменчивость градиентов σ очень схожа с ходом поступления воды и с кривой высот уровня моря: градиенты σ наименьшие весной и наибольшие осенью (рис. 6—8). Лишь минимум градиента фронта Мурманского течения (ст. 5—6, разрез VI) оказался сдвинутым на февраль (рис. 7, σ_{5-6}), а максимум градиента южной части Медвежинского фронта (ст. 9—10, разрез III) имел место в августе (рис. 6).

При этом различие между наибольшими и наименьшими значениями градиента σ на одном и том же участке разреза велико: их отношение может быть больше 10 (рис. 6, σ_{1-2}, σ_{9-10}; рис. 7, σ_{1-2}).

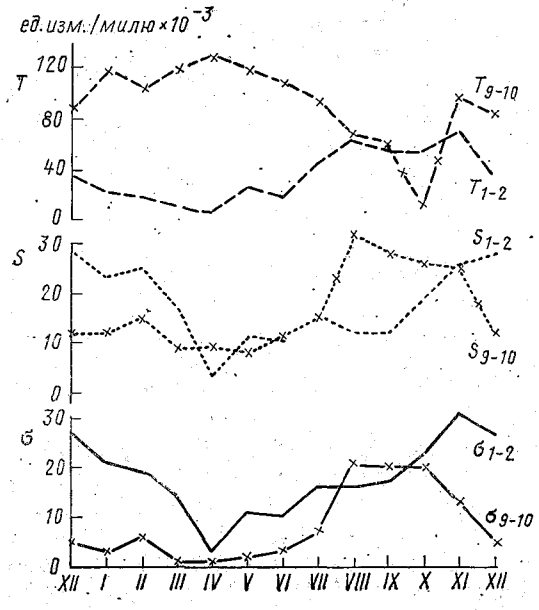


Рис 6. Внутригодовая изменчивость горизонтальных градиентов *T*, *S* и σ во фронтальных зонах III разреза. Цифры справа внизу от букв *T*, *S* и σ обозначают номера станций, между которыми располагается исследуемая фронтальная зона

Изменчивость горизонтальных градиентов T и S во фронтах также имеет хорошо выраженный годовой ход. Так, на III разрезе градиент S Прибрежного фронта (ст. 1—2) имеет годовой минимум в марте, а максимум — в декабре; градиент S Медвежинского фронта (ст. 9—10) имеет минимум в мае, максимум — в августе (рис. 6, S_{1-2} и S_{9-10}). Градиент T на участке Прибрежного фронта, расположенного на III разрезе, минимален в апреле, максимален — в ноябре (рис. 6, T_{1-2}). Горизонтальный градиент S участка Медвежинского фронта, пересекающего XXIX разрез (ст. 1—3), имеет наименьшие значения в марте — мае, наибольшее — в октябре (рис. 8, S_{1-3}). Градиент T на фронте Мурманского течения (VI разрез, ст. 5—6) имеет минимумы годового хода в январе и июне и максимум — в октябре (рис. 7, T_{5-6}).

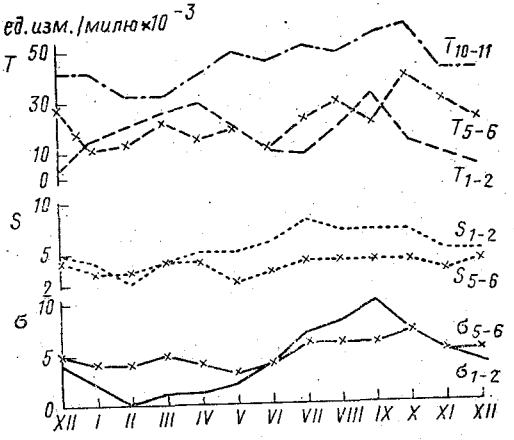


Рис. 7. Внутригодовая изменчивость горизонтальных градиентов T, S и σ во фронтальных зонах VI разреза.

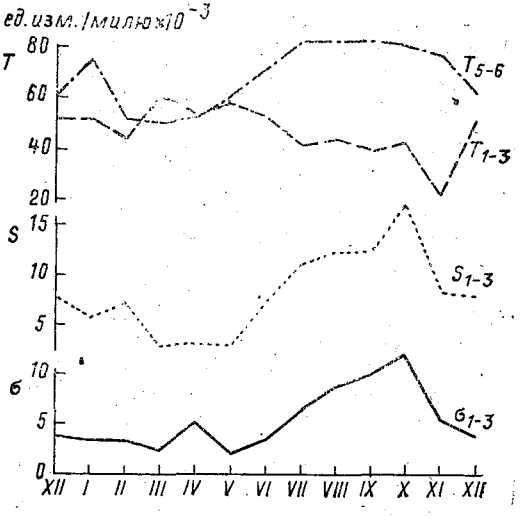


Рис. 8. Внутригодовая изменчивость горизонтальных градиентов T, S и σ во фронтальных зонах XXIX разреза.

Интересной особенностью внутригодовой изменчивости горизонтальных градиентов T на Медвежинском фронте является то, что ее ход противоположен годовому ходу горизонтальных градиентов σ, поступления атлантической воды и высоты уровня моря (рис. 6, T_{9-10}, рис. 8, T_{1-3}): наименьшие градиенты T отмечались в октябре — ноябре, наибольшие — в марте — апреле. На наш взгляд, определяющую роль в формировании указанной «инверсии» температурных градиентов играет то, что Медвежинский фронт расположен над мелководьем с глубинами моря 60—100 м, поэтому

на формирование градиентов в поле T определяющее влияние оказывают очень интенсивное охлаждение и летнее нагревание всего объема воды, окружающей о. Медвежий. Этому способствует мощное приливное перемешивание, имеющее место на Медвежинском мелководье, отмеченное в [13].

Из рисунков, представленных в [2], видно, что атлантические воды, ограничивающие фронт с юго-востока, в течение всего года имеют T около 3,5—4,0 °С. При этом арктические воды, ограничивающие фронт с северо-запада, имеют T от 1,5 °С в октябре до минус 1,0 °С в марте — апреле. Очевидно, что осенью контраст T по обе стороны фронта и, следовательно, горизонтальные градиенты T значительно меньше, чем весной.

В продолжение исследования внутригодовой изменчивости градиентов T на прибрежных участках рассмотрим графики годового хода градиентов T у побережья материка. Из рис. 7 видно, что для участка Прибрежного фронта VI разреза между ст. 1—2 кривая T_{1-2} имеет максимумы в апреле и сентябре и минимумы в июне — июле и декабре. Так как на рис. 5—8 представлены средние величины из абсолютных значений градиентов, следует сказать, что у побережья материка в течение года происходит изменение знака горизонтального градиента T. Зимой в результате сезонного выхолаживания вод у побережья T увеличивается в направлении от берега. Очевидно, что первый максимум горизонтальных градиентов T имеет место в апреле — в период максимального охлаждения прибрежных вод. Летом в процессе интенсивного нагревания прибрежных вод T увеличивается в направлении к берегу, и в сентябре — в период максимального нагрева вод у побережья — отмечается второй максимум градиентов T. В декабре и июне — июле, в период примерного равенства T атлантических и прибрежных вод, происходит, по выражению В. В. Терещенко (ПИНРО), «переворачивание» температурного фронта, т. е. знак горизонтальных градиентов T в Прибрежном фронте изменяется на противоположный. Подобного «переворачивания» Медвежинского фронта в поле T не происходит вследствие того, что арктические воды, окружающие о. Медвежий, всегда холоднее атлантических, и летнее нагревание арктических вод способно лишь уменьшить температурный контраст, но не способно изменить знак горизонтального градиента T Медвежинского фронта.

Таким образом, на Медвежинском мелководье и вблизи Кольского залива (ст. 1—2, VI разрез) имеются условия, при которых изменчивость градиентов T отличается от годового хода градиентов σ, поступления атлантических вод в Баренцево море и др. характеристик динамики вод.

С целью проверить, какой вид имеет график изменчивости градиентов T воды на участках XXIX и VI разрезов, расположенных вдали от берегов, мы выбрали ст. 5—6 XXIX и ст. 10—11 VI раз-

реза. С одной стороны, градиенты T на этих участках очень значительные, можно даже говорить, что мы имеем дело с участками температурных фронтов, с другой стороны, вследствие удаленности на них не влияют берега моря (рис. 1). Как видно из рис. 7, кривая T_{10-11} имеет минимум в январе — марте, максимум — в октябре. Кривая T_{5-6} на рис. 8 имеет минимум в феврале — апреле, максимум — в июле — октябре. Таким образом, на более мористых участках изменчивость градиентов T существенно лучше воспроизводит внутригодовую изменчивость динамики вод юго-западной части моря, чем градиенты T на мелководьях у берегов.

С локальными особенностями прибрежных вод связано и то, что вблизи Кольского залива на участке между ст. 1—2 VI разреза наименьшие градиенты S отмечаются в феврале, а наибольшие — в июле (рис. 7, S_{1-2}). На наш взгляд, это связано с тем, что в феврале вследствие очень слабого поступления распресненных вод из Кольского залива соленостный контраст между атлантическими и прибрежными водами минимален, а в июле этот контраст в результате интенсивного таяния снега и льда на побережье максимален.

Выводы

В юго-западной части Баренцева моря в летние месяцы вклад солености в формирование плотностных фронтов примерно равен вкладу температуры. Это приводит к отсутствию плотностных фронтов на тех участках, где происходит наложение повышенных градиентов температуры и солености, имеющих один и тот же знак.

Фронт вдоль побережья материка обусловлен прежде всего поступлением распресненных вод от побережья и занимает верхний 30-метровый слой моря. Горизонтальные градиенты S и σ Прибрежного фронта наибольшие для юго-западной части Баренцева моря.

Медвежинский фронт имеет место над резким свалом глубин у о. Медвежьего. Это ярко выраженный топографический фронт, охватывающий глубины от поверхности моря до дна. Горизонтальные градиенты T здесь наибольшие для юго-западной части моря.

Северо-восточный фронт возникает, на наш взгляд, в результате натекания теплых атлантических вод на «шапку» холодной воды над Центральной возвышенностью и проявляется в обострении горизонтальных градиентов температуры на глубинах, как правило, более 100 м.

Фронт Мурманского течения характеризуется обостренными горизонтальными градиентами σ от поверхности моря до глубины 250 м. Фронт очень устойчив в пространстве.

Представление о топографической природе баренцевоморских фронтов справедливо в основном для участков с обостренными градиентами T, плотностные фронты менее тесно связаны с рельефом дна.

Обострение фронтов в юго-западной части Баренцева моря обусловлено динамическими процессами, происходящими в этой части моря. Внутригодовая изменчивость горизонтальных градиентов σ практически полностью повторяет изменчивость интенсивности течений: наименьшие величины отмечаются весной, наибольшие — осенью.

На большей части акватории горизонтальные градиенты T и S обладают такой же внутригодовой изменчивостью, что и горизонтальные градиенты σ. Свои особенности имеют изменчивость температурных градиентов в Медвежинском фронте и изменчивость температурных и соленостных градиентов в Прибрежном фронте вблизи Кольского залива.

Прямая связь между интенсивностью поступления атлантических вод и высотами уровня моря у побережья дает основание предположить, что состояние гидрологических фронтов, особенно в поле σ, можно будет диагностировать по данным уровенных постов на побережье.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Добровольский А. Д., Залогин Б. С.* Моря СССР. — М., изд-во МГУ, 1982. — 192 с.

2. *Жевноватый В. Т., Фукс Ю. А.* Сведения о статистических характеристиках температуры воды Баренцева моря. — Мурманск, 1974. — 251 с.

3. *Косолапов А. А., Лебедев И. А.* Некоторые особенности структуры и изменчивости климатических фронтальных зон Баренцева моря. — Тр. ЛГМИ, 1988, вып. 105.

4. *Мамаев О. И.* Термохалинный анализ вод Мирового океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987. — 296 с.

5. *Морецкий В. Н., Степанов С. И.* Давление воздуха над приатлантическим сектором Арктики и расходы воды Нордкапского течения. — Тр. ААНИИ, 1974, с. 325, с. 92—95.

6. Океанографические таблицы. Издание 4-е. — Л.: Гидрометеоиздат, 1975. — 478 с.

7. *Орлов Н. Ф., Порошин В. В.* Расходы воды и тепла Нордкапского течения в 1961—1980 годах. — Природа и хозяйство Севера, Мурманск, 1988, № 16, с. 31—34.

8. *Потанин В. А., Коротков С. В.* Внутригодовая изменчивость постоянных течений южной части Баренцева моря и ее водообмен с сопредельными районами. — В кн.: Геологические и географические проблемы освоения природных ресурсов северных морей. — Мурманск: Мурманское книжное издательство, 1988, с. 89—96.

9. *Суставов Ю. В.* Течения южной части Баренцева моря. — Автореф. дисс. на соиск. учен. степ. канд. геогр. наук. Л., 1969.

10. *Танцюра А. И.* О сезонных изменениях течений Баренцева моря. — Тр. Полярного НИИ, вып. XXXIV, 1973.

11. *Тезисы докладов Всесоюзного семинара* «Океанологические фронты северных морей: Характеристики, методы исследований, модели» (Москва, 6—10 февраля 1989 г.) — М.: Гидрометцентр СССР. 1989. — 64 с.

12. *Федоров К. Н.* Физическая природа и структура океанических фронтов. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983. — 196 с.

13. *Ola M. Johannesen, Foster L. A.* A note on the Topographically Controlled Oceanic Polar Front in the Barents Sea. — Journal of Geophysical Research, vol. 83, № C9, 1978, p. 4567—4571.

УДК 551.465.52

Л. Н. КАРЛИН (ЛГМИ)

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ТОНКОЙ ТЕРМОХАЛИННОЙ СТРУКТУРЫ ВСЛЕДСТВИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО-ДИФФУЗИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Введение. Фоновая термохалинная стратификация с одновременным ростом или убыванием в вертикальном направлении температуры и солености воды при сохранении гидростатической устойчивости встречается в океане довольно часто [3]. Такая стратификация является благоприятной для развития дифференциально-диффузионной неустойчивости. Последняя обусловливает образование одного из распространенных типов организованной тонкой термохалинной структуры. К настоящему времени имеется большое количество свидетельств формирования конвективных ступенек в инверсионных слоях [6, 9] и слоях с убыванием солености и температуры по глубине [10, 12]. В процессе структурообразования осуществляется диапикнический тепло- и солеперенос. Эффективная параметризация этого переноса возможна на основе K-теории [4]. Первая попытка решить подобную задачу для послойной конвекции была предпринята D. Kelly [7]. Впоследствии К. Н. Федоров [5] значительно усовершенствовал метод D. Kelly и получил формулу для эффективного обмена теплом при послойной конвекции:

$$K^T = \frac{(0{,}085)^{-3}}{n^4} f(\overline{R}_\rho)\,\mathrm{Pr}\,\nu^T, \tag{1}$$

где $f(\overline{R}_\rho)$ — отношение потока тепла через жидкую поверхность раздела к потоку тепла через твердую теплопроводящую пластину при одном и том же перепаде температуры между прилегающими к ним конвективными слоями. Наиболее надежное эмпирическое выражение для $f(\overline{R}_\rho)$ получено в [8]:

$$f(\overline{R}_\rho) = 0{,}101 \exp(4{,}6 \exp(-0{,}54(\overline{R}_\rho - 1))), \tag{2}$$

$\overline{R}_p$ — плотностное соотношение, равное $\beta \frac{\partial \overline{S}}{\partial z} \Big/ \alpha \frac{\partial \overline{T}}{\partial z}$; α и β — коэффициенты термического расширения и соленостного сжатия соответственно; $\frac{\partial \overline{T}}{\partial z}$, $\frac{\partial \overline{S}}{\partial z}$ — фоновые градиенты температуры и солености воды; Pr — число Прандля; ν^T — коэффициент молекулярной теплопроводности; n — эмпирический коэффициент, равный 3,67.

При выводе К. Н. Федоров предполагал, что перепад температуры воды между соседними конвективными слоями (ΔT) равняется произведению толщины ступеньки (h) на фоновый градиент температуры:

$$\Delta T = h \frac{\partial \bar{T}}{\partial z}. \tag{3}$$

Такое допущение является довольно сильным, поскольку послойная конвекция сопровождается потоком тепла, ведущим к изменению теплосодержания конвективных слоев, что, очевидно, сопровождается нарушением равенства (3). Особенно большие погрешности при использовании (3) возникают в том случае, если вертикальное распределение температуры воды помимо фонового инверсионного градиента характеризуется также скачком температуры, который может быть обусловлен интрузионным образованием, например, типа внутритермоклинного вихря. Существование последнего, кроме того, создает дополнительный запас доступной потенциальной энергии, которая в процессе структурообразования может переходить в энергию перемешивания [1].

Еще менее изучена проблема параметризации эффективного обмена при конвекции в режиме солевых пальцев. R. W. Schmitt [10, 11] указывает на величину коэффициента обмена при солевых пальцах порядка 10^{-1}—10^{0} (см²/с). В. М. Журбас и др. [2] предлагают формулу для определения эффективного коэффициента обмена солями (K^S) в зависимости от величины плотностного соотношения

$$K^S = K_0 \exp(-\varkappa \bar{R}_\rho), \tag{4}$$

где K_0 и $\varkappa$ — положительные константы, являющиеся по сути подгоночными коэффициентами при численных экспериментах.

Формула (4) так же, как и (1), не позволяет учесть влияние скачков солености за счет интрузионных образований.

Приведенные выше соображения послужили нам основой для осуществления попытки уточнить формулу (1) и вывести подобную зависимость для коэффициента обмена при конвекции в режиме солевых пальцев.

Коэффициенты обмена при послойной конвекции. Для определения коэффициентов обмена при послойной конвекции был развит подход, предложенный К. Н. Федоровым, основанный на анализе размерности. В связи с необходимостью учета влияния интрузионного образования пришлось ввести в рассмотрение дополнительные определяющие факторы. Это перепад температуры воды на границе интрузии (ΔT) и мощность последней, характеризуемая ее толщиной (H). Тогда, применяя π-теорему, получим

$$\frac{K^{\mathrm{T}}}{\nu^T} = \varphi\left(\bar{R}_\rho, \frac{\alpha \Delta T H}{[(\nu^T)^2/g]^{1/3}}\right), \tag{5}$$

где φ — универсальная функция; g — ускорение свободного падения.

Первый π-комплекс в правой части (5) отражает зависимость K^T от величины плотностного соотношения, как это имело место у К. Н. Федорова. Второй π-комплекс характеризует влияние энергии неустойчивости, обусловленной аномалией теплозапаса в интрузии. Второй π-комплекс обращается в нуль при отсутствии интрузии. Из сказанного следует два важных обстоятельства. Во-первых, функцию можно разложить в ряд Маклорена по второму аргументу. Во-вторых, значение $\varphi(\overline{R}_\rho, 0)$ известно и определяется с помощью (1). Тогда, ограничиваясь первым членом разложения, получаем

$$K^T = \nu^T \left\{ \frac{(0{,}085)^{-3}}{n^4} f(\overline{R}_\rho) \mathrm{Pr} + c \frac{\alpha \Delta T H}{[(\nu^T)^2/g]^{1/3}} \right\}. \qquad (6)$$

В (6) осталась неопределенной величина c, являющаяся эмпирической константой. Для нахождения ее были использованы результаты моделирования формирования ступенчатой структуры при послойной конвекции, изложенные в [3]. В этих экспериментах контролировался вертикальный поток тепла, что при известном фоновом градиенте температуры позволило определить величину эффективного коэффициента обмена теплом. В результате c оказалось функцией плотностного соотношения $\overline{R}_\rho$ и имеет вид $c = 1{,}6/\overline{R}_\rho$.

Формула (6) является обобщением (1). Она позволяет рассчитывать K^T по фоновому распределению температуры и солености воды и аномалии теплосодержания в интрузионном образовании при наличии такового. При отсутствии интрузионного образования (6) вырождается в (1). Коэффициенты эффективного обмена солями можно найти по зависимостям, приведенным у D. Kelly [7]. Величины K^T при типовых океанских условиях оказались порядка 1 (см²/с). Учет перемешивающего эффекта интрузионного образования дает увеличение величины эффективного коэффициента обмена теплом в несколько раз. В случае мощной интрузии K^T может достигать величины 10^1 (см²/с).

Коэффициенты обмена при конвекции в режиме солевых пальцев. Для определения эффективных коэффициентов вертикального обмена солями при структурообразовании вследствие солевых пальцев применим тот же подход, что и при послойной конвекции. По-прежнему будем учитывать перемешивающее влияние доступной потенциальной энергии интрузионных образований. Последние будем характеризовать толщиной интрузии (H) и перепадом величин солености между водами интрузии и окружающими (ΔS). Тогда на основании π-теоремы имеем

$$\frac{K^S}{\nu^T} = \varphi\left(\overline{R}_\rho, \frac{\beta \Delta S H}{[(\nu^T)^2/g]^{1/3}}\right). \qquad (7)$$

В (7) первый π-комплекс отражает влияние на величину K^S фонового распределения температуры и солености воды. Второй

π-комплекс учитывает вклад интрузионных образований. Он обращается в нуль при отсутствии интрузии. Это означает, что функцию φ можно разложить в ряд Маклорена по второму аргументу. Тогда, ограничиваясь первым членом разложения, имеем

$$\frac{K^S}{\nu^T} = \varphi(\bar{R}_\rho, 0) + c' \frac{\beta \Delta S H}{[(\nu^T)^2/g]^{1/3}}, \tag{8}$$

где $\varphi(\bar{R}_\rho, 0)$ — функция, характеризующая отношение $\frac{K^S}{\nu^T}$ при отсутствии интрузии; c' — эмпирическая константа.

Для определения вида функции $\varphi(\bar{R}_\rho, 0)$ воспользуемся методом К. Н. Федорова [5], который он применил для послойной конвекции.

Выразим поток соли при конвекции в режиме солевых пальцев как q^S [10]:

$$q^S = c(g\nu^T\beta)^{1/3}(\Delta S)^{4/3}, \tag{9}$$

Здесь c — известная эмпирическая константа [10].

Предположим, что при отсутствии интрузии

$$\Delta S = h\frac{\partial \bar{S}}{\partial z}, \tag{10}$$

где h — толщина ступеньки.

Предположим также, что

$$h = \frac{n}{R_\rho}\delta. \tag{11}$$

где n — эмпирический коэффициент; δ — масштаб длины, равный

$$\left[\frac{(\nu^T)^2}{g\beta\frac{\partial \bar{S}}{\partial z}}\right]^{1/4}.$$

Полагая, в рамках полуэмпирической теории турбулентности, что

$$q^S = K^S\frac{\partial \bar{S}}{\partial z} \tag{12}$$

и приравняв правые части (12) и (9), получим

$$\frac{K^S}{\nu^T} = \frac{cn^{4/3}}{\bar{R}_\rho^{4/3}}. \tag{13}$$

Путем обработки данных модельных расчетов, упоминавшихся выше [3], находим значения эмпирических констант и окончательно получаем

$$\frac{K^S}{\nu^T} = \frac{c\,(1235)^{4/3}}{R_\rho^{4/3}} + \frac{0.16\beta\,\Delta S\,H}{\bar{R}_\rho\left[\frac{(\nu^T)^2}{g}\right]^{1/3}}. \qquad (14)$$

Формула (14) дает уменьшение величины K^S при увеличении $\bar{R}_\rho$. Энергия неустойчивости, сосредоточенная в интрузионном образовании, способствует увеличению интенсивности вертикального обмена. Коэффициент K^T при конвекции в режиме солевых пальцев можно найти по K^S с помощью зависимостей, полученных в [3].

Выводы

Таким образом, получены формулы, устанавливающие зависимости для коэффициентов обмена при формировании тонкой термохалинной структуры океана за счет дифференциально-диффузионной неустойчивости. При использовании их следует иметь в виду, что они пригодны для периода самого структурообразования. В дальнейшем ступенчатая структура достигает своего квазиустановившегося состояния, интенсивность обмена уменьшается и тогда формулы (8) и (14) неприменимы. Для такого состояния необходимо искать другие зависимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Жадобин А. В.* Влияние тонкой термохалинной структуры на эволюцию внутритермоклинного вихря. — Тр. ЛГМИ, 1988, вып. 100, с. 162—164.

2. *Журбас В. М., Кузьмина Н. П., Кульма О. Е.* Численное моделирование ступенчатого расслоения главного термоклина океана при вырождении термохалинных интрузий солевыми пальцами. — Океанологические исследования, 1987, № 40, с. 74—81.

3. *Карлин Л. Н., Клюйков Е. Ю., Кутько В. П.* Мелкомасштабная структура гидрофизических полей верхнего слоя океана. — М.: Гидрометиздат, 1988. — 163 с.

4. *Озмидов Р. В.* Мелкомасштабная турбулентность и тонкая структура гидрофизических полей в океане. — Океанология, 1983, т. 23, вып. 4, с. 533—537.

5. *Федоров К. Н.* Толщины слоев и коэффициенты обмена при послойной конвекции в океане. — Докл. АН СССР, 1986, т. 287, № 5, с. 1230—1233.

6. Анализ серии конвективных ступенек в температурной инверсии в море / К. Н. Федоров, В. Т. Пака, Г. Р. Гамсахурдия, М. В. Емельянов. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1986, т. 22, № 9, с. 969—977.

7. *Kelley D.* Effective diffusivities within oceanic thermohaline Straicases. — J. Geophys. Res, 1984, 89, № 20, p. 10484—10488.

8. *Marmorino G. O., Caldwell D. R.* Heat and salt transport through a diffusive thermohaline interface. — Deep Sea Res, 1976, 23, p. 59—67.

9. *Padman L., Dillon T. M.* Vertical heat fluxes through the Beaufort Sea thermohaline staircase. — J. Geophys Res, 1987, v. 92, № C10, p. 10799—10806.

10. *Schmitt R. W.* Flux measurements on salt fingersat an interface. — J. Mar. Res, 1979, 37, p. 419—436.

11. *Schmitt R. W.* Form of the Temperature — Salinity relationship in the Central water evidence for double — diffusive mixing. — J. Phys. Oceanor, 1981, v. 11, № 7, p. 1015—1026.

12. *Schmitt R. W. et. al.* C-SALT: an investigation of the thermohaline staircase in the western tropical North Atlantic / R. W. Schmitt, H. Perkins, J. D. Boyd, M. C. Stalcup. — Deep-Sea Res, 1987, v. 34, № 10a, p. 1655—1666.

УДК 551.46.07/08

П. А. ВАЙНОВСКИЙ, Ю. Э. ТИТОВ, Н. В. МАЛЕКО (ЛГМИ)

О ВЕРОЯТНОСТНОМ ПРОГНОЗИРОВАНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ В ОКЕАНЕ (БАЙЕСОВСКИЙ ПОДХОД)

Временной ход среднемесячной температуры поверхностного слоя океана формируется множеством разномасштабных факторов. Его можно представить как процесс, состоящий из детерминированной и стохастической составляющих. Для анализа и прогноза подобного рода процессов целесообразно использовать статистико-вероятностные методы. Одним из них является байесовский подход, который основывается на теореме Байеса и выражается формулой условных вероятностей. Для дискретного случая формула имеет вид

$$P(F_i/E) = \frac{P(F_i)\,P(E/F_i)}{\sum\limits_i P(F_i)\,P(E/F_i)},$$

где $P(F_i/E)$ — апостериорная вероятность события F_i; E — вектор-предиктор, $P(E/F_i)$ — условная вероятность события E; $P(F_i)$ — априорная вероятность события.

Рассматриваемый подход дает возможность получить вероятностную оценку прогнозируемой функции распределения предиктанта посредством учета дополнительной информации E, которая уточняет ее для конкретных условий. Данный подход достаточно подробно изложен в [1], поэтому мы укажем лишь основные особенности практического применения байесовского метода. Метод позволяет развить принципиально важные направления анализа гидрометеорологической информации, в частности, классификацию процессов по нескольким признакам [2], осуществлять прогноз начальных моментов и выбросов гидрометеорологических процессов [1, 3]. Он также упрощает изложение основных положений теории статистического вывода, обладает более гибкой интерпретацией результатов по сравнению с классическими методами. Считается также, что байесовский подход хорош при малых выборках [3].

На использовании байесовского метода основаны предлагаемые в настоящей работе результаты методического прогнозирования среднемесячных и среднесезонных значений температуры воды поверхностного слоя океана по отдельным районам Норвежского моря и Северной Атлантики. Рассмотрим последовательно различные схемы прогноза.

Прогноз среднемесячных и среднесезонных значений температуры воды поверхностного слоя на один, два и три шага вперед. Априорно полагаем, что выборки подчиняются нормальному закону распределения. Решающее правило для прогноза одного ди-

скретного предиктанта в данном случае базируется на вероятностном фазовом прогнозе. F_i — одно из двух возможных значений предиктанта: «+» или «—». По преобразованной таким образом выборке оцениваются условные повторяемости $P(E/F_+)$, $P(E/F_-)$, априорные (климатические) повторяемости $P(F_+)$, $P(F_-)$, затем рассчитываются апостериорные вероятности:

$$P(F_+/E_+) = \frac{P(F_+)P(E_+/F_+)}{P(F_+)P(E_+/F_+) + P(F_-)P(E_-/F_-)},$$

$$P(F_-/E_+) = \frac{P(F_-)P(E_+/F_-)}{P(F_-)P(E_+/F_-) + P(F_+)P(E_+/F_+)},$$

$$P(F_+/E_-) = \frac{P(F_+)P(E_-/F_+)}{P(F_+)P(E_-/F_+) + P(F_-)P(E_-/F_-)}, \qquad (1)$$

$$P(F_-/E_-) = \frac{P(F_-)P(E_-/F_-)}{P(F_-)P(E_-/F_-) + P(F_+)P(E_+/F_+)}.$$

На следующем этапе производится выбор наибольшего из двух значений апостериорных вероятностей $P(F_i/E)$ в зависимости от знака предшествующей прогнозу аномалии температуры воды. Окончательно расчет прогностического значения температуры воды поверхностного слоя выполняется по формуле

$$T_{n+1} = \overline{T} + T'_{\max} P(\overline{F}_i/E_{\max}),$$

где $\overline{T}$ — среднее по выборке значение температуры воды; $T'_{\max}$ — максимальное значение аномалии температуры воды, знак которой совпадает со знаком предсказанной по (1) фазы предиктанта F_i.

В качестве исходных данных были использованы среднемесячные значения температуры воды поверхностного слоя океана по данным судна погоды с индексом *M*, карт ГМЦ СССР в центрах пятиградусных квадратов с координатами $\varphi = 62{,}5°$ N, $\lambda = 2{,}5°$ W; $\varphi = 57{,}5°$ N, $\lambda = 32{,}5°$ W, а также среднесезонные значения температуры воды по данным судов погоды с индексами *M* и *Z*. Для увеличения заблаговременности прогноза на два и три шага вперед ряды искусственно составлялись через одно или два значения соответственно. В связи с этим число членов обучающей выборки изменялось от 64 до 21.

Проверка оправдываемости методических прогнозов проводилась на независимом материале с января 1983 по декабрь 1987 г. в соответствии с [4] (табл. 1, 2).

Оценки оправдываемости рассчитывались относительно величин среднеквадратических отклонений в зависимости от заблаговременности прогноза, а эффективность — относительно инерционного прогноза. Из анализа результатов, приведенных в табл. 1 и 2, можно сделать следующие выводы: большие различия в оправды-

Таблица 1

Оценка оправдываемости методических прогнозов среднемесячных значений температуры воды

Оценка прогноза	Заблаговременность прогноза	Район		
		с. п. *M*	$\varphi = 62{,}5\,°N$ $\lambda = 2{,}5\,°W$	$\varphi = 57{,}5\,°N$ $\lambda = 32{,}5\,°W$
Оправдываемость, %	1 шаг	60	68	90
Эффективность, %		14	0	15
Оправдываемость, %	2 шаг	64	67	85
Эффективность, %		11	0	10

Таблица 2

Оценка оправдываемости методических прогнозов среднесезонных значений температуры воды

Оценка прогноза	Заблаговременность прогноза	Район	
		с. п. *M*	с. п. *Z*
Оправдываемость, %	1 шаг	80	65
Эффективность, %		25	−5
Оправдываемость, %	2 шаг	70	70
Эффективность, %		10	10

ваемости прогнозов указывают на существенные различия в природе колебаний температуры воды поверхностного слоя Норвежского моря относительно северной части Атлантического океана; незначительная эффективность прогнозов по районам северной части Атлантического (с. п. *Z* и центр пятиградусного квадрата $\varphi = 57{,}5°\,N$, $\lambda = 32{,}5°\,W$) свидетельствует о преобладании инерции в процессах изменчивости термической структуры верхнего слоя океана; высокая эффективность прогнозов по районам Норвежского моря (с. п. *M* и центр пятиградусного квадрата $\varphi = 62{,}5°\,N$, $\lambda = 2{,}5°\,W$) указывает на устойчивость в статистическом смысле квазиритмических колебаний температуры воды. Из анализа результатов прогнозирования следует также важный методический вывод о том, что байесовский подход достаточно эффективно моделирует периодические процессы. Этот вывод следует из практического опыта: получаемые переходные вероятности по большой выборке являются достаточно устойчивыми и метод плохо «схватывает» нарушаемые стохастической составляющей процесса изменения. При уменьшении обучающей выборки результаты прогнозирования инерционной составляющей улучшаются — прогноз на второй шаг по району с. п. *Z* (табл. 2). Прогнозы на третий шаг по районам северной части Атлантического океана были также

успешными: обеспеченность составила 70 % и 75 % при эффективности 10 % соответственно для с. п. Z и центра пятиградусного квадрата с координатами $\varphi=57{,}5°$ N, $\lambda=32{,}5°$ W.

Прогноз экстремальных значений аномалий температуры воды поверхностного слоя океана. Большое практическое значение имеет информация о времени наступления экстремальных значений. Применительно к прогнозу аномалий температуры поверхностного слоя океана экстремальными являются продолжительное время сохраняющиеся знаки температурной аномалии. Зависимость времени сохранения знака аномалии среднемесячной температуры воды от скорости ее изменения имеет довольно сложный характер. Но в силу тепловой инерции океана чем больше исходная аномалия, тем больше вероятность сохранения знака этой аномалии.

Исходя из данной физической предпосылки для прогноза среднемесячных аномалий температуры воды большой заблаговременности необходимо знать наиболее вероятное распределение долей [1] положительных и отрицательных аномалий в течение года. Для этого в отличие от предыдущего метода прогноза исходная реализация разбивается на 12 рядов, соответствующих конкретному месяцу года, по которым производится расчет долей. Затем эти ряды представляются в виде знаков градиентов аномалий. Тогда, если положительному знаку градиента предшествует положительная аномалия, происходит сохранение и рост аномалии температуры воды во времени. Мы полагаем, что такая ситуация приводит к появлению экстремальных значений. Иными словами, производится расчет апостериорной вероятности при условии совпадения знаков градиента и аномалии со сдвигом в один шаг по формуле (1). Таким образом, для каждого месяца года можно получить вероятность появления экстремума с заблаговременностью в один год (табл. 3).

Таблица 3

Прогноз распределения знаков аномалий и появления их экстремальных значений в 1985 и 1986 гг.

Годы	Аномалия ($\pm T'$)	Месяцы											
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1985	Прогноз	+	−	$-^{э}$	$-^{э}$	−	+	$+^{э}$	+	−	$-^{э}$	$-^{э}$	−
	Фактически	+	−	$-^{э}$	$-^{э}$	$-^{э}$	$-^{э}$	−	+	−	$-^{э}$	$-^{э}$	−
1936	Прогноз	−	$-^{э}$	−	+	$+^{э}$	$+^{э}$	+	−	$-^{э}$	$-^{э}$	$-^{э}$	−
	Фактически	−	−	+	$+^{э}$	$+^{э}$	+	−	$-^{э}$	$-^{э}$	$-^{э}$	$-^{э}$	−

Оправдываемость прогнозов по знаку составила для двух лет 83 %, оправдываемость появления экстремальных значений аномалий температуры воды (индекс «э» означает экстремальное значение) составила в 1985 г. для отрицательных значений 66 %, в 1986 г. — 75 %, для положительных значений прогноз в 1985 г. не оправдался, а в 1986 г. он оправдался на 50 %.

Одним из основных выводов применения байесовского подхода к прогнозированию временных рядов температуры воды в океане следует считать его перспективность в практике морских прогнозов. Представленные результаты методического прогнозирования дают к этому основания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Груза Г. В., Ранькова Э. Я.* Вероятностные метеорологические прогнозы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983. — 271 с.
2. *Имас Л. И.* Обзор работ по дискриминантному анализу.— Тр. САРНИГМИ, 1976, вып. 31 (112).
3. *Хей Дж.* Введение в методы байесовского статистического вывода. — М.: Финансы и статистика, 1987. — 335 с.
4. Наставление по службе прогнозов, раздел 3, ч. 3. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982. — 135 с.

УДК 300.322

В. М. СОЛОВЬЕВ (ЛГМИ)

ИНДИВИДУАЛИЗАЦИЯ ГЕОСФЕР ЗЕМЛИ КАК ЭВОЛЮЦИЯ МАТЕРИАЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ

Эволюция материальных объектов — это их качественные преобразования, которые приводят к росту индивидуальности каждого объекта, повышению активности и обратному влиянию на первичные формы материи.

К. Маркс и Ф. Энгельс считали, что индивидуальность присуща не только человеку, но и другим явлениям природы и общества, что понятие «индивидуальность» применимо как по отношению к человеку, так и по отношению к объектам предметного мира.[1]

Большинство ученых философов, естествоиспытателей считают, что индивидуальность выступает общим свойством как органической, так и неорганической материи. Мир в определенном смысле есть совокупность индивидуальностей как своеобразных замкнутых систем различного уровня и сложности.

Если в микрообъектах признаки индивидуальности выражены незначительно, то в мире макрообъектов степень индивидуализации значительно возрастает, что в равной мере относится как к земным, так и космическим телам.

Самое общее понятие об индивидуальности выступает обычно в качестве чего-то единичного в отличие от общего. Известно, что еще И. Кант связывал понятие индивидуального с единичным, считал, что в абсолютном пространстве существуют локальные целостные структуры, которые и являются индивидуализированными объектами в географии. Момент единичного выступает необходимым признаком индивидуальности, игнорирование которого приводит вообще к ликвидации ее существования. В то же время понятие

[1] *К. Маркс и Ф. Энгельс.* Полн. собр. соч. Т. 3, с. 218.

единичного указывает лишь на факт существования чего-то, на его наличность, оно не выражает ее сущности, не связано с ее содержательным анализом.

Индивидуальностью могут обладать только конкретные материальные системы. Геосферы Земли представляют собой сложные, целостные объекты, которые обладают индивидуальными свойствами. Любая система вследствие принадлежности к объективному материальному миру регулирует свою деятельность в соответствии с всеобщими законами природы, но эта же система вследствие специфики своего строения, внутренней связи элементов, взаимоотношением с окружающей средой накладывает определенные ограничения на проявление общих законов природы и порождает дополнительные системно-организационные связи между объектами.

Индивидуальность неотделима и от неповторимости, которая органически присуща ей. Однообразные объекты не воспринимаются как индивиды. Литосфера является индивидуализированной системой уже потому, что в системе «биосфера» она сосуществует в отличной от нее атмосфере и гидросфере. Сведение индивидуальности к неповторимости значительно сужает это понятие и обедняет ее научный характер.

В то же время надо отметить, что определение индивидуальности через ее единичность, неповторимость являются необходимым, так как позволяет очертить ее границы. Каждое из них может быть оправдано в определенных пределах, в зависимости от целей, поставленных задач. В работах авторов, изучающих геосистемы, географические объекты, проводится мысль о трудностях определения индивидуализированного географического объекта, о необходимости выбора конечного числа существенных признаков из бесконечного числа возможных признаков.[2] Решение того, какие признаки индивидуализированных объектов являются существенными, зависит от целей исследования и от теории.

Такие признаки, как единичность и неповторимость являются необходимыми, но не достаточными, они не дают возможности раскрыть внутреннюю структуру материального объекта, выяснить общие закономерности его строения, функционирования и развития.

Более полно отражает индивидуальность материальных объектов понятие целостность. Атмосфера Земли обладает определенным качественным своеобразием. Сохранение сравнительного постоянства климата Земли и изменение химического состава атмосферы в пределах, допускающих существование организмов, являются следствием очень маловероятного совпадения ряда независимых друг от друга факторов эволюции атмосферы. Осуществление такого совпадения, по-видимому, объясняется громадным числом пла-

---

[2] *Харвей Д.* Научное объяснение в географии. М.: Прогресс, 1974; *Круть И. В.* Геосистемы, экосистемы и биосистемы как компоненты стратиграфической организации. — Проблемы периодизации плейстоцены. Л., 1971.

нет в звездных системах Вселенной, что делает возможным появление атмосферы на некоторых из них крайне проблематичным. Об автономности этой системы говорит тот факт, что общая масса атмосферы и ее химический состав в основном определялись круговоротом атмосферных газов, происходившим на Земле.

Атмосфера обладает сложной структурой, выходящей на физические, химические и биологические уровни, там протекает одновременно множество взаимосвязанных явлений, причем эти явления связаны не простой причинной зависимостью, а образуют бесчисленное количество цепочек обратной связи. В качестве примера обратной связи рассмотрим зависимость процессов образования облачности и нагревания подстилающей поверхности. Казалось бы, что связь между этими процессами проста: с увеличением нагревания подстилающей поверхности усиливаются конвективные восходящие токи воздуха и, как следствие, образуется повышенное количество облаков. Но ведь с увеличением облачности уменьшается поток солнечной радиации. Подстилающая поверхность начинает охлаждаться, что в конечном итоге приводит к размыванию облачности, и тогда все повторится сначала. Мгновенная картина атмосферной циркуляции очень сложна. В итоге мы можем говорить о формировании атмосферы как специфической системной организации, геосфере, взаимосвязывающей дифференциальные специфические организации (циклоны, антициклоны, тайфуны) и в то же время как об интегрирующей структуре, охватывающей дивергирующие и конвергирующие дифференциальные специфические взаимодействия и процессы. Принципу целостности не противоречит тот факт, что атмосферные процессы взаимодействуют и в некоторой степени преобразовываются гидросферой и литосферой. Целостность системы не означает ее однородности, сплошности, замкнутости и изолированности. Понятие целостности раскрывает сущностные свойства индивидуальности. Все объекты материального мира обладают единичностью и неповторимостью, а индивидуальность присуща только целостным системам.

Геосферам Земли, географической оболочке как индивидуализированным системам характерны своеобразные диалектика континуальности и дискретности. В чем это проявляется? Непрерывность проявляется в сплошности пространственного распространения геосферы, а прерывность находит свое выражение в существовании внутри нее территориальных границ. Вода Мирового океана находится в непрерывном движении. Она перемешивается под воздействием всевозможных течений, ветровых волн и приливов. Но тем не менее размеры морей довольно точно определены и не меняют своего качественного своеобразия. Отношения между непрерывностью и прерывностью неодинаковы в различных частях геосфер. Отмечено, что дискретность географической оболочки ослабевает по мере движения вверх от границы литосферы и атмосферы; в атмосфере дискретность ослабевает. Этим свойством пользуются, в частности, метеорологи: при численных методах

прогнозов верхние слои атмосферы принимаются за непрерывное поле. На значительных высотах эти прогнозы опраздываются довольно часто. Но такая модель оказывается недостаточной для прогноза погоды приземного слоя атмосферы, где необходимо учитывать понижение рельефа, влияние водоемов, снежного и ледяного покровов. В этих случаях представление об атмосфере как о континууме неверны. Представление о атмосфере должно дополняться принципом дискретности воздушных масс, представлением о фронтах, об устойчивых циркуляционных механизмах, о местных воздушных массах.

Хочется отметить, что континуальность и дискретность геосфер отражают собой более общие процессы интеграции и дифференциации материи, которые и приводят к образованию индивидуальности.

Индивидуальные системы должны обладать зачатками обратной связи, помогающими им при взаимодействии с другими системами стабилизировать свое состояние. Подобного рода системы подчиняются принципу Ле Шателье, который указывает, при каком направлении реакций в изменяющихся условиях наступит равновесие. В состоянии динамического равновесия пребывает и наша биосфера — целостная развивающаяся система. В результате саморазвития или под влиянием человеческой деятельности в ней возникают критические состояния, при которых незначительные изменения одних процессов могут приводить к резкому качественному изменению отдельных экосистем, но в целом система устойчива против статистически случайных возмущающих воздействий среды.

Природные комплексы биосферы обладают этим свойством. Многочисленные отклонения в климатическом режиме от средних величин, землетрясения и даже воздействие человека на отдельные компоненты биосферы не сопровождаются немедленным превращением одной геосферы в другую. Мы рассчитываем на эту устойчивость и тогда, когда распахиваем землю, надеясь получить урожай, и тогда, когда создаем искусственные водоемы, каскады гидроэлектростанций. Если бы геосфера не обладала некоторой устойчивостью, гомеостазом, а изменялась бы кардинально под влиянием любого изменения среды, то вряд ли возможна была бы целесообразная деятельность человека и его существование. Таким образом, геосфера обладает некоторой устойчивостью, т. е. признаком индивидуальности. Индивидуализированные объекты — это замкнутые системы, но замкнутость их носит не абсолютный, а относительный характер. При всей своей обособленности они являются открытыми для внешнего мира, для взаимодействия с другими материальными объектами, а следовательно, для изменчивости, управляемости. Для того чтобы изменить тип ландшафта, достаточно изменить один из его компонентов, способный нарушить равновесие в системе. Поставив перед собой определенную цель, человек изменяет какую-либо часть ландшафта: распахивает степь, вырубает леса, орошает пустыни. Однако все компоненты ланд-

шафта тесно связаны между собой и взаимообусловлены. Поэтому изменение хотя бы одной части приводит к изменению геосреды в целом. Если мы распахали склоны — начнется смыв почвы, вырубим леса — произойдут затопления. Научные исследования показывают, что переход геосреды в другое состояние может осуществиться и под воздействием природных процессов. Известны крупные изменения, происходящие в результате изменений климата (оледенение, влажные периоды, колебания земной коры — возникновение гор, наступление морей или заболачивание низин). Рассмотренные выше устойчивость и способность геосреды к изменению своего состояния под воздействием внешних или внутренних сил говорят о том, что геосреду можно отнести к классу самоуправляемых и управляемых систем, т. е. к индивидуализированным объектам.

Необходимым свойством индивидуальности является эмерджентность, обладание свойствами, которые не имеет ни один из компонентов поодиночке. Опираясь на взгляды В. И. Вернадского, можно утверждать, что три косные, безжизненные сферы — атмосфера, литосфера, гидросфера — в процессе эволюции в результате взаимодействия «породили» жизнь. Для географической оболочки в целом эмерджентным свойством является жизнь. То, что для других геосфер сейчас невозможно найти подобное «свойство», говорит лишь о том, что в процессе эволюции материального мира более организованные объекты являются более яркими индивидуальностями и приобретают свойства, не наблюдающиеся у менее сложных объектов.

Проблема индивидуальности не может быть понята в отрыве от процесса развития, эволюции. Она возникает в связи с развитием материального мира, не является случайностью, обусловлена в конечном итоге необходимостью появления и развития живого вещества и далее общества. Важнейший смысл индивидуализации в том, что она составляет одно из условий развития, являясь его тенденцией.

К. А. ПОДГОРНЫЙ, Н. Ф. СМИРНОВА (ЛГМИ)

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКСИЧЕСКИХ ВЕЩЕСТВ В НЕВСКОЙ ГУБЕ ЗА ПЕРИОД С 1984 ПО 1987 Г.

Цель настоящей работы — определить пространственно-временную изменчивость в распределении токсических веществ по всей акватории губы и оценить степень значимости рассматриваемых токсикантов. Анализ проводился на основании данных, полученных в результате систематических наблюдений Северо-Западным УГКС по определенной сети станций [2, 3, 4, 5].

Для характеристики состояния загрязнения вод Невской губы токсическими веществами в 1984 и 1985 гг. были рассмотрены следующие показатели: нефть, фенолы, анионактивные детергенты, свинец, медь, никель, ДДТ, две разновидности хлорорганических соединений (α-ГХЦГ, *j*-ГХЦГ); с 1986 г. данные о содержании никеля в воде в ежегодных сводках СЗ УГКС отсутствуют. Появились данные о концентрациях марганца, которые были включены в анализ. Концентрации ДДТ в течение 1986—1987 гг. менялись слабо и были ниже уровня чувствительности данного метода анализа. Поэтому указанный токсикант нами не рассматривался. По аналогичным причинам в 1987 г. исключены были сведения о содержании нефтепродуктов, фенолов и свинца.

Исследования СЗ УГКС за 1975—1979 гг. показали, что основную роль в загрязнении вод Невской губы играют нефтяные загрязнения и фенолы [1]. Причем, фенолы отчасти были продуктом гниения хвои и коры деревьев, т. е. природного происхождения. Содержание же солей тяжелых металлов было незначительным — 0,01—0,1 ПДК. Однако начиная с этого периода концентрации тяжелых металлов, ДДТ и хлорорганических соединений стали увеличиваться.

Нами проводился анализ с помощью метода главных компонент [6]. Результаты обработки показали, что первая главная компонента берет на себя в среднем 32,5 % общей дисперсии, вторая — 21,5 %, третья и четвертая компоненты — 16,2 и 12,3 % соответственно. Эти величины слабо менялись и в течение года и за рассматриваемый ряд лет.

Из анализа материалов следует, что весной четко проявляется очаговость у южного побережья в районе Стрельны, Петродворца и юго-восточной части губы. Наблюдается локализация загрязнений и у Северных ворот. В мае 1984, 1985 и 1987 гг. в этих очагах были отмечены постоянно высокие концентрации хлорорганических соединений, количество которых год от года заметно увеличивалось (рис. 1А, 2, 3, 4). В большом количестве присутствуют тяжелые металлы — медь, никель, свинец. Однако существует высокая изменчивость как в их концентрациях, так и в распределении по акватории за рассматриваемый период. Так, в мае 1984 г. наиболее высокий вклад в первую компоненту дала медь и несколько меньший — никель, которые локализовались у южного побережья (рис. 1). Вторую компоненту определяли свинец и никель, но местоположение их было разным. Наибольшие значения свинца находились в районе Лисьего Носа и в порту. Никель был сконцентрирован в предустьевых участках северо-восточной части и в юго-восточной части Невской губы (рис. 1Б).

В 1986 г. именно свинец определял первую компоненту, а область мощного загрязнения хорошо прослеживалась от устья р. Невы по ходу течения вплоть до центральной области Невской губы. Во второй компоненте наиболее значимым показателем был

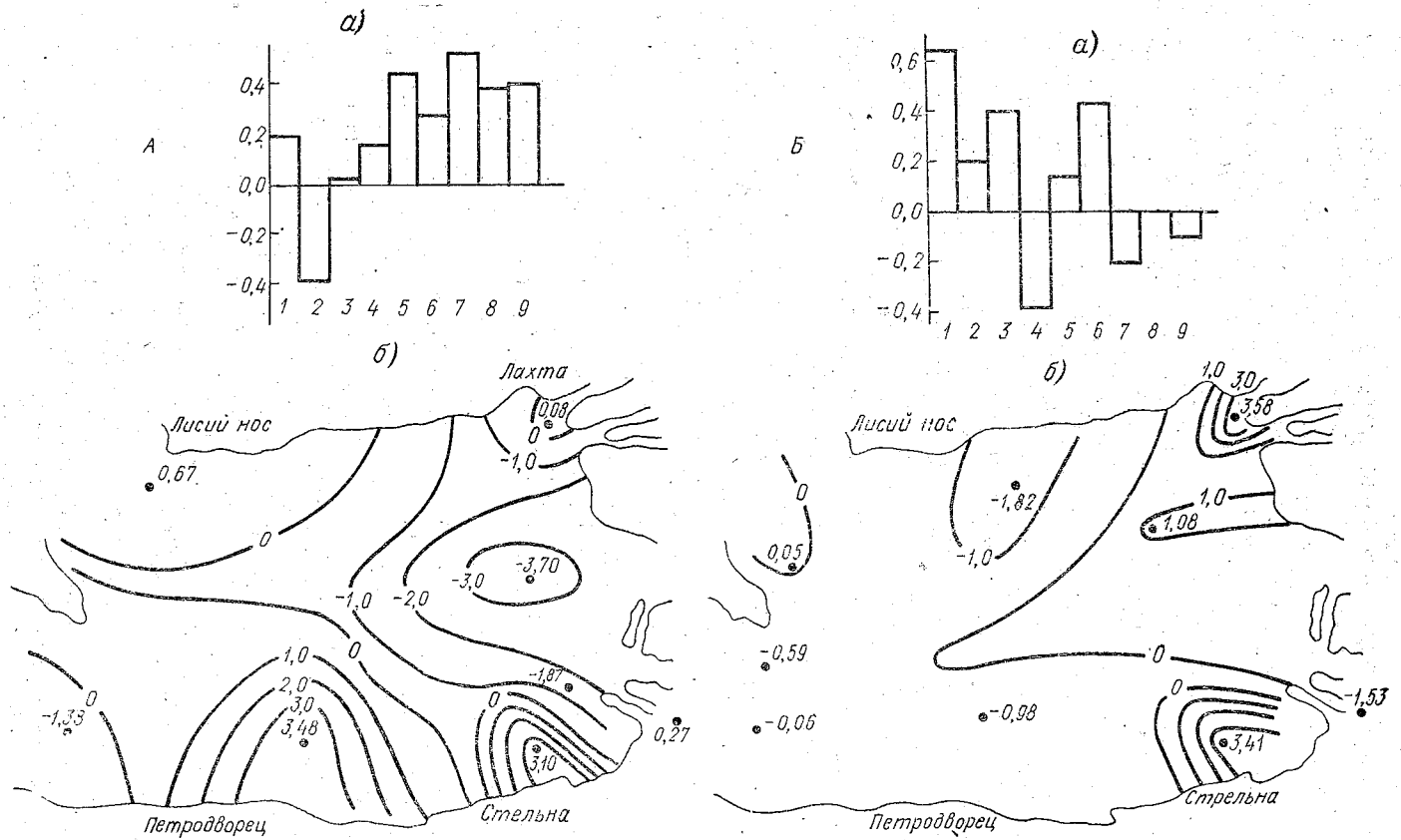


Рис. 1. а) относительная информативность токсических веществ в первой (А) и второй (Б) компонентах (май, 1984). По оси абсцисс: *1* — нефть и нефтепродукты, *2* — фенолы, *3* — анионактивные детергенты, *4* — свинец, *5* — медь, *6* — никель, *7* — ДДТ, *8* — α-ГХЦГ, *9* — *j*-ГХЦГ. По оси ординат — величина вклада каждой характеристики в первую (А) и вторую (Б) компоненты.

б) распределение первой и второй компонент в мае 1984 г. по акватории Невской губы.

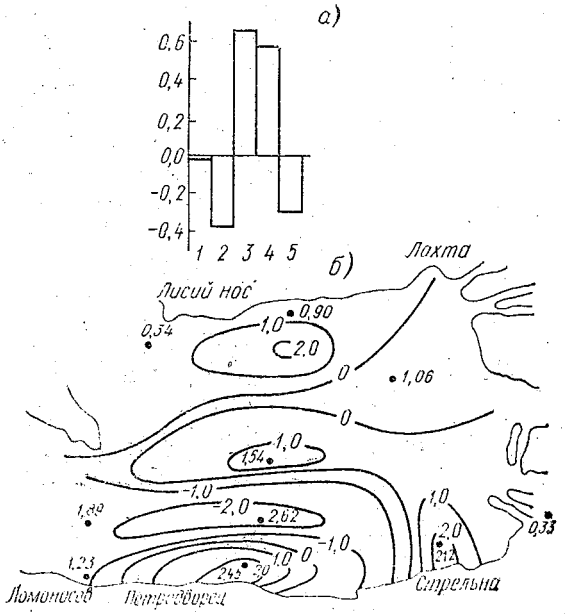


Рис. 2. а) относительная информативность токсических веществ в первой компоненте (май, 1987).
По оси абсцисс: *1* — анионактивные детергенты, *2* — медь, *3* — α-ГХЦГ, *4* — *j*-ГХЦГ, *5* — марганец. По оси ординат — величина вклада каждой характеристики в первую компоненту.
б) распределение первой главной компоненты в мае 1987 г. по акватории Невской губы.

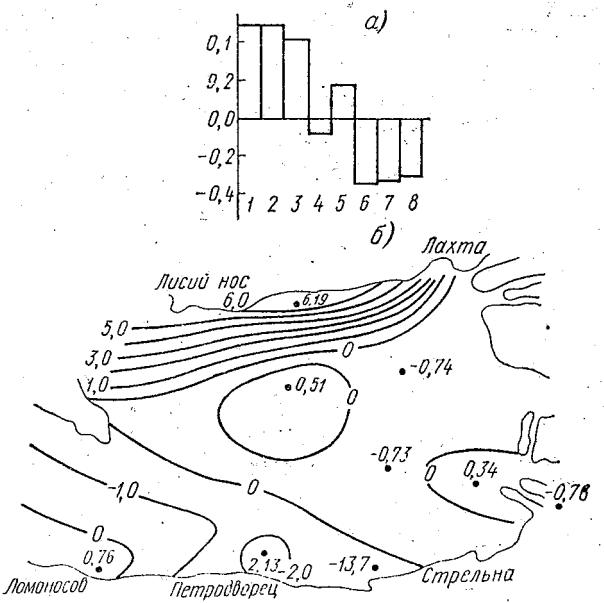


Рис. 3. а) относительная информативность токсических веществ в первой компоненте (июль, 1986).
По оси абсцисс: *1* — нефть и нефтепродукты, *2* — фенолы, *3* — анионактивные детергенты, *4* — свинец, *5* — медь, *6* — ГХЦГ, *7* — ГХЦГ, *8* — марганец. По оси ординат — величина вклада каждой характеристики в первую компоненту.
б) распределение первой главной компоненты в июле 1986 г. по акватории Невской губы.

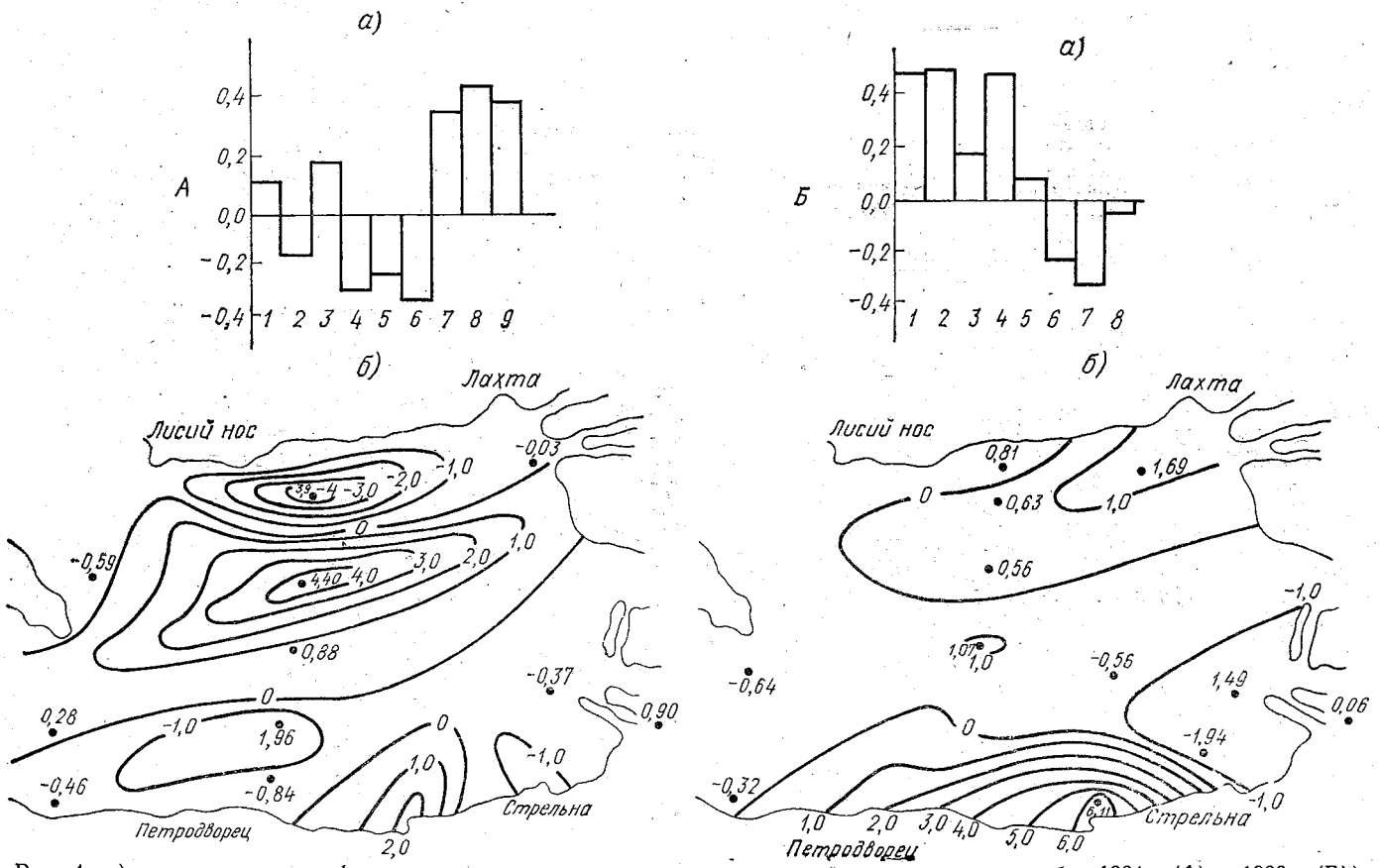


Рис. 4. а) относительная информативность токсических веществ в первой компоненте в сентябре 1984 г. (А) и 1986 г. (Б)). По оси абсцисс: *1* — нефть и нефтепродукты, *2* — фенолы, *3* — анионактивные детергенты, *4* — свинец, *5* — медь, *6* — никель, *7* — ДДТ, *8* — α-ГХЦГ, *9* — *j*-ГХЦГ. По оси ординат — величина вклада каждой характеристики в первую компоненту. б) распределение первой главной компоненты в сентябре 1984 г. (А) и 1986 г. (Б) по акватории Невской губы.

никель, высокие концентрации которого наблюдались на выходе из Морского канала, вдоль основного течения и у Северных ворот, и свинец, наибольшие значения которого были в порту и в районе Южных ворот. В 1986 г. в первой компоненте преобладают медь и марганец, а на второй план уходят хлорорганические соединения. В 1987 г. значительные концентрации хлорорганических веществ обнаружены вблизи Стрельны и Петродворца на юге и у Лисьего Носа на Северном побережье. В северо-восточной части губы и южнее Морского канала наблюдались высокие значения меди и марганца (рис. 2).

Нефть и нефтепродукты уходят на второй и даже третий план и располагаются в основном у южного побережья и особенно в юго-восточной части губы.

Фенолы еще в 1984 г. входили в состав первой компоненты и концентрировались по течению от устья р. Невы вплоть до центральной области (рис. 1А). В мае 1985 г. фенолы определяли вторую компоненту вместе со свинцом и располагались в порту, к югу от Морского канала и на выходе из Южных ворот.

Высокие значения ДДТ были отмечены в 1984—1985 гг. Этот параметр имел большой вес в первой компоненте и был одним из основных показателей в очагах загрязнения (рис. 1А).

Несмотря на то что в структуре загрязняющих веществ нефть, нефтепродукты и фенолы перестали играть главную роль в отличие от прошлых лет, степень загрязнения ими отнюдь не уменьшилась. По содержанию в воде они практически по всей акватории превосходят уровень ПДК. Все сказанное свидетельствует лишь о появлении новых мощных загрязнителей, которые по своей изменчивости более динамичны в сравнении с нефтепродуктами и фенолами. И хотя концентрации тяжелых металлов в мае почти нигде не превосходят установленных величин ПДК (за исключением Морского порта и Лисьего Носа, где содержание свинца превышает ПДК более чем в 7 раз в 1984 г., в 4,5 раза в 1985 г.) между тем, их концентрация возросла по сравнению с периодом 1975—1979 гг. и составляет в среднем 0,5—0,8 ПДК [1—5].

В июне в распределении токсических веществ по акватории Невской губы наблюдается большая расплывчатость, что, по-видимому, связано с интенсивными процессами перемешивания и перестройкой водных масс в этот период. Хотя по-прежнему хорошо прослеживается область загрязнений в районе Стрельны.

В структуре первых двух компонент год от года заметна характерная для мая последовательная смена наиболее значимых факторов, особенно в первой компоненте. Наиболее высокие концентрации в течение всего периода наблюдений давали хлорорганические соединения. Возрастает роль детергентов. Увеличивается количество тяжелых металлов, особенно свинца и меди. Наиболее неблагоприятная ситуация отмечалась в 1984 г., когда практически везде были превышены предельно допустимые концентрации по свинцу (2—3 ПДК) и меди (1,2—2,3 ПДК) [2].

В июле и августе вновь появляются очаги загрязнений в районе Лисьего Носа, Сестрорецка, Петродворца, Ломоносова, Морского порта. В 1986—1987 гг. образуется новое ядро токсикантов в центре Невской губы, особенно в районе Лисьего Носа и Северных ворот (рис. 3).

Практически весь набор рассматриваемых параметров входит с большим вкладом в первые две компоненты. Несколько меняется роль каждого токсиканта в очагах загрязнения год от года, но величина их вклада остается постоянно высокой, что говорит о значительных концентрациях рассматриваемых веществ. Так, тяжелые металлы превышают ПДК почти на всех прибрежных станциях, а на глубинах достигают 0,8—0,9 ПДК [2—5]. В 1985 г. в первой компоненте к тяжелым металлам добавляется один из самых токсических пестицидов — ДДТ, во второй — одинаковы по значению вклада — нефть, фенолы, никель. В июле 1986 г. нефть, фенолы и детергенты являются основным источником загрязнения. В 1987 г. первую компоненту определяли хлорорганические соединения.

В августе в течение всех рассматриваемых лет наибольший вклад в загрязнение водных масс вносят детергенты, хлорорганические соединения и тяжелые металлы.

В сентябре в разные годы очаговость токсических загрязнений проявилась по-разному. Так, в сентябре 1984 г. первую компоненту определяли в основном хлорорганические соединения и ДДТ, которые образовали мощный очаг в центральной части губы (рис. 4А). Тяжелые металлы вошли с меньшим вкладом в эту компоненту и определили очаги в районе северного и южного прибрежья. В сентябре 1986 г. первую компоненту определяли нефть и нефтепродукты, фенолы и свинец, которые особенно концентрировались на юге губы и в ее юго-восточном куту (рис. 4Б). Несколько меньшие концентрации этих токсикантов наблюдались на северо-востоке губы. Особенно усложняется структура полей первых двух компонент к 1987 г.

Итак, говоря о токсических веществах в Невской губе за период 1984—1987 гг., ясно видно, что на первый план выходят два вида загрязнителей — это хлорорганические вещества и тяжелые металлы. Их значение явно усиливается, отодвигая на второй и третий план нефтяные загрязнения, фенолы и детергенты, абсолютное количество которых тоже увеличилось по сравнению с 1975—1984 гг. [1].

В распределении токсических веществ в разные сезоны за рассматриваемый период прослеживается образование очагов, расположение которых хорошо сохраняется в летний период и менее стабильно в весенний и осенний периоды. Меняется и местоположение отдельных токсикантов. Эта динамичность усиливается к 1987 г.

Увеличение количеств загрязняющих веществ, безусловно, является результатом двух процессов — новых поступлений и накап-

ливания. Совершенно очевидна очаговость, которая сохраняется и расширяется у южного побережья, в юго-восточном куту, в районе Лисьего Носа. Однако в 1987 г. появляются и новые места загрязнений: в центре губы, у Северных ворот, к югу от Морского канала, в северной части Южных ворот. Более того, имеют место ситуации, когда новые районы локализации становятся настолько мощными, что снижают значимость прежних очагов концентрации. Видимо, именно перекрытие Северных и частично Южных ворот, привело к образованию новых мест локализации загрязняющих веществ и обусловило значимость в распределении токсических веществ. Безусловно, нельзя не учитывать и гидрометеорологические условия при анализе, тем более, что все наши данные относятся к поверхности воды.

Увеличение концентраций тяжелых металлов заставляют нас несколько слов сказать о их роли в жизни гидробионтов. Так, хорошо известно, что металлы имеют большое значение в развитии растительных и животных организмов, входя в состав живых тканей. Они определяют их физиологические функции, а также являются регуляторами многих биохимических процессов. Когда речь идет об организмах, обитающих в водной среде, то их развитие и нормальное функционирование определяются не только наличием достаточного количества биометаллов, но и тем, в каком виде соединений находятся эти металлы.

В зависимости от концентрации металла и его формы в природной воде воздействие на биоту может быть стимулирующим, угнетающим или нейтральным.

Тяжелые металлы могут находиться в природных водах в виде частиц с различной степенью дисперсности, в частности, в виде взвесей и коллоидов, простых и сложных гидратированных катионов и анионов, гидрокомплексов низко- и высокомолекулярных комплексных соединений, оказывая различное воздействие на физиологические функции гидробионтов.

Установлено также, что незакомплексованные ионы металлов обладают наиболее выраженной степенью токсичности для водных организмов. Например, депрессия фотосинтеза у хлореллы (Chlorella pyrenoidoss) наблюдается при концентрациях двухвалентных ионов меди около 1 мкг/л [7]. Установлена обратная связь между скоростью роста диатомовых водорослей Wannochloris atomus и Thalassiosira pseudonana и активностью двухвалентных ионов меди [8]. Авторы показали, что 50%-ное ингибирование скорости роста этих водорослей ощущается при содержании меди около 0,03 мкг/л. Практически полное ингибирование скорости деления одноклеточной водоросли Monochrysis lutheri обнаружено при концентрации меди, равной 12,8 мкг/л [9]. И таких примеров накопилось достаточно много.

Водоросли, простейшие и беспозвоночные, обладают высокой чувствительностью к воздействию гидратированных ионов металлов и поэтому находят широкое применение в качестве тест-объек-

тов при биотестировании загрязнения природных вод тяжелыми металлами и их соединениями.

Опасность загрязнения связана не только с прямым отрицательным влиянием токсикантов на функционирование гидробионтов, но и с тем, что в водной среде токсические компоненты трансформируются, образуют комплексы металлорганических и неорганических соединений, превращаются в другие вещества, зачастую более токсичные, чем исходные. Так, например, соли меди и ртути при концентрациях в воде равных или даже меньших ПДК (5—10 мкг/л), заметно снижают скорость ассимиляции углерода до 40—50 % и ингибируют рост клеток. Это не было учтено при определении ПДК для этих металлов в воде, что может быть причиной снижений первичной продуктивности водных объектов, а это, в свою очередь, обусловливает еще большие нарушения экологического равновесия в гидросфере.

В своем анализе мы выявили лишь некоторые общие тенденции в распределении ионов тяжелых металлов. Совершенно очевидна необходимость определения, в какой форме и какие соединения они образуют. Возможно, в таком случае, больше ясности будет и в динамизме распределения ионов металлов.

Как было показано выше, в водах Невской губы присутствует большое количество ДДТ. В ряде ситуаций этот пестицид играет первостепенную роль в очагах загрязнений, что чрезвычайно опасно для водных организмов. Опасность связана не с индивидуальной смертностью в результате острого отравления, а с хроническим воздействием концентраций, зачастую сказывающихся не на непосредственно подвергающихся токсическим воздействиям особях, а на дочерних и последующих генерациях, что в конечном счете может привести к вымиранию видовых популяций на обширных акваториях.

Аккумуляция пестицидов в органах и тканях гидробионтов, их дальнейшая передача по трофическим цепям являются дополнительными факторами, усугубляющими опасность пестицидного загрязнения как для воспроизводства рыбных и других биологических ресурсов, так и для здоровья человека.

Кроме того, пестициды обладают большой химической устойчивостью. Так, период полураспада ДДТ достигает 25—40 лет. Одним из главных аккумуляторов ДДТ является фитопланктон. При переходе ДДТ по трофической цепи происходит увеличение его концентрации на один порядок. Поступление ДДТ в водоем и организм сопровождается его частичным метаболированием с образованием ДДЭ, ДДД, ДДА и других соединений, механизм действия которых на гидробионтов еще не исследован.

Вызывает большую тревогу количество хлорорганических соединений, хотя даже присутствие их в воде недопустимо. Однако их концентрации продолжают расти по всей акватории Невской губы, усиливая «токсический пресс» на гидробионтов.

Таким образом, систематические наблюдения за гидрохимическими характеристиками, проводимые СЗ УГКС, дают очень ценный материал, позволяющий проследить пространственно-временные изменения токсикологических показателей в водных массах Невской губы.

Однако совершенно необходимо иметь в виду, что в жизни гидробионтов определяющую роль играют форма токсиканта, его состояние, его трансформация в процессе накопления в толще воды и грунтах, что, безусловно, сказывается на экосистеме в целом.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Нежиховский Р. А.* Вопросы формирования качества воды реки Невы и Невской губы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1985.
2. Обзор состояния загрязнения восточной части Финского залива по гидрохимическим показателям в 1984 году. — Л., 1985.
3. То же, 1986.
4. То же, 1987.
5. То же, 1988.
6. *Смирнов Н. П., Скляренко В. Л.* Методы многомерного статистического анализа в гидрологических исследованиях. Л., Изд-во ЛГУ, 1986.
7. *Steemen Nielsen E., Kamp-Nielsen L., Wium-Andersen S.* The effect of deleterious consentrations of copper on the photosynthesis of chlorella pyrenoidosa. — Ibid., 1969, 22, № 5, p. 1121—1133.
8. *Sunda W. G., Guillard R. R.* The relationship between cupric ion activity and the toxicity of copper to phytoplankton. — Journ. Mar. Res., 1976, 34, № 4, p. 511—529.
9. *Sunda W. G., Levis J. A. M.* Effect of complexation by natural organic ligands on the toxocity of copper to a unicellular alga Monochrysis lutneri. — Limnol. Oceanogr., 1978, 23, № 5, p. 870—876.

СООБЩЕНИЯ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ ЛГМИ

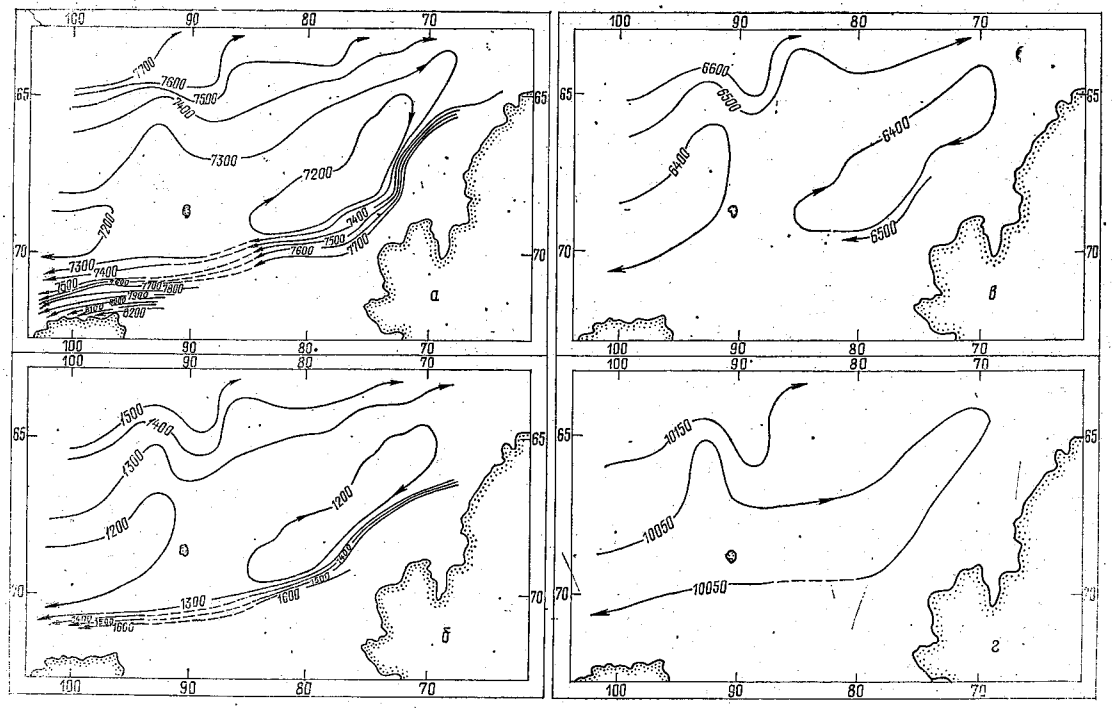
УДК 551.567

ЛИНО АЛЬФАРО (ЛГМИ)

ЦИРКУЛЯЦИЯ В МОРЕ БЕЛЛИНСГАУЗЕНА

Исследования, посвященные изучению циркуляции Южного океана, ведутся с начала века. Однако многие области, примыкающие к материку Антарктиды, еще слабо изучены. К таким областям относится и море Беллинсгаузена. В данной статье рассматривается вопрос о геострофической циркуляции в этом районе Антарктики.

Гипотеза о существовании циклонической циркуляции и западного прибрежного течения в море Беллинсгаузена является одной из наиболее интересных. Эта проблема давно привлекает внимание океанологов, о чем свидетельствуют высказывания некоторых авторов в ряде статей о Южном океане. Особенно требует изучения данный вопрос в связи с крайне тяжелыми ледовыми условиями,



Карты динамической топографии на горизонтах, м: *а* — 0; *б* — 500; *в* — 1000; *г* — 2000.

характерными для юго-восточной части моря Беллинсгаузена. Что касается прибрежного западного течения в этом районе, то еще И. В. Максимов высказывал предположение о его существовании, основываясь на результатах дрейфов бельгийского э/с. «Бельжика» в 1898—1899 гг. и наблюдений над течениями, производимых у о-ва Петра разными судами [1].

В основу выполненного нами анализа циркуляции вод в море были положены имеющиеся в Ленинградском гидрометеорологическом институте среднемноголетние данные по температуре и солености на стандартных горизонтах в узлах регулярной широтно-долготной сетки с шагом 1° по морю Беллинсгаузена.

Расчет геострофического течения осуществлялся по известному классическому динамическому методу относительно «нулевой поверхности», лежащей на дне. Следует отметить, что выбор дна как глубины положения данной поверхности в районе исследования обусловлен тем, что рассчитанные градиенты динамических глубин на океанографических станциях показали, что их минимальные величины имеют место в слое, лежащем на дне. Этот результат в какой-то мере свидетельствует об отсутствии движения вод именно около дна. Подтверждением этого служит и существующая карта глубины погружения «нулевой поверхности» в Южном океане, построенная по методу А. Дефанта, на которой четко видно, как нулевая поверхность в море Беллинсгаузена как бы подстраивается к топографии дна и лежит на нем [2].

Таким образом, принципы «климатического осреднения» данных наблюдений и «абсолютной топографии» являются основными особенностями использованного нами динамического анализа океанографических наблюдений в исследуемом районе.

Составленные карты динамической топографии на поверхности и разных горизонтах в целом подтверждают выявленные ранее предположения о циркуляции в этой части Южного океана, а также существенно дополняют и детализируют их (см. рисунок).

Первое, что привлекает внимание при взгляде на карту циркуляции вод на поверхности, — это ярко выраженный узкий поток западного направления по всей акватории моря с заходом на материковую отмель и, кроме того, замкнутый циклонический круговорот вод в юго-восточной части моря между 85° з. д. и 70° з. д.

В открытой части моря четко до больших глубин прослеживается Антарктическое циркумполярное течение, южная ветвь которого при переходе к Антарктическому пол-ву поворачивает на юг. Далее, одна часть вод данного потока вовлекается в систему замкнутого циклонического круговорота, а другая устремляется вместе с прибрежным антарктическим течением на запад вдоль побережья моря.

Стоит обратить внимание также на небольшой циклонический круговорот на юго-западе моря, по всей вероятности, это восточная ветвь кольца циклонической циркуляции в море Амундсена, о которой говорится в статье [3], причем на наших картах она

обнаруживается до глубины 1500 м, а на глубине 2000 м сливается с правым кольцом, формируя один общий узкий слабый циклонический круговорот. Ниже глубины 3000 м заметное упорядоченное движение вод отсутствует и только виден слабый глубинный поток вод Антарктического циркумполярного течения.

Для того, чтобы иметь представление об интенсивности течения, приведем рассчитанные величины скорости между двумя парами океанографических станций в двух самых репрезентативных по интенсивности областях. В одной из них, на востоке, в районе 68° ю. ш., ограниченной меридианами 74° з. д. и 73° з. д., скорость, по нашим данным, достигает 80 см/с, а в другой области, на юго-западе, на границах с морем Амундсена, в районе 100° з. д., ограниченной параллелями 71° ю. ш. и 72° ю. ш., скорость составляет 40 см/с. Отсюда следует, что пограничный западный поток в море Беллингсгаузена довольно интенсивен и, видимо, это результат того, что при продвижении на запад его воды под влиянием отклоняющей силы вращения Земли прижимаются к материковому склону и даже вползают на материковую отмель.

Касаясь причин формирования циклонической циркуляции в море Беллинсгаузена, заметим, что, на наш взгляд, главным фактором ее возникновения является воздействие на южную ветвь Антарктического циркумполярного течения восточных ветров со стороны южной части пролива Дрейка и Брансфильда; при этом не исключена возможность влияния и топографии дна на южную часть потока АЦТ. Поворачивая к югу, течение как бы прижимается к ледяным берегам западной части Антарктического пол-ва, и в результате образуется интенсивный прибрежный поток западного направления по материковой отмели моря.

Представляет большой интерес выявить динамику вод в проливе Брансфильда и определить наличие возможного притока вод из моря Уэдделла в циклонический круговорот моря Беллинсгаузена. В случае отсутствия данного притока остается утверждать, что упомянутый круговорот вод является результатом полного поворота южной ветви Антарктического циркумполярного течения. В пользу последнего утверждения говорит тот факт, что во время проведения англо-немецкой биологической экспедиции в феврале 1982 г. приток данных вод через южную границу пролива Брансфильда не был обнаружен [4].

Таким образом, данная система циркуляции вполне согласуется с динамикой льдов в области циклонического кольца и объясняет давно известный факт большого скопления льдов в восточной части моря. Этому способствует, по-видимому, и климатическая зона циклонической атмосферной циркуляции над рассматриваемым районом [5, 6].

В заключение следует сказать, что рассмотренные динамические карты течений, построенные нами на основе многолетних данных гидрологических наблюдений, дают осредненное представление о горизонтальной циркуляции вод в море Беллинсгаузена. Несом-

ненно, что в дальнейшем следует провести исследования на более полном материале с использованием и новых методов расчета; это необходимо, чтобы иметь представления об особенностях сезонной и многолетней изменчивости циркуляции в данном районе Южного океана.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Максимов И. В.* Течения в районе моря Беллинсгаузена. — Инф. бюлл. Сов. антаркт. экспед. 1960, № 14, с. 19—23.

2. *Трешников А. Ф., Максимов И. В., Гиндышш Б. В.* Великий Восточный дрейф Южного океана. Проблемы Арктики и Антарктики, вып. 22. Л., 1966, с. 18—34.

3. *Григорьев Ю. А.* Циркуляция вод в районе моря Амундсена. — Инф. бюлл. Сов. антаркт. экспед. 1967, № 60, с. 36—40.

4. *Heywood R. B.* Environmental conditions in the Antartic Peninsula area of the Southern Ocean during the Anglo-Germant Joint Biological Expedition February 1982. Meerosforschung (Reports on Marine Research). 1985 (30), № 4, p. 220—239.

5. *Трешников А. Ф., Сальников С. С.* Северный Ледовитый и Южный океаны. — Л.: Наука, 1985, с. 330—332, 380—381.

6. *Атлас Антарктики.* Ч. 2. — Л.: Гидрометиздат, 1969, с. 336, 339, 341.

УДК 577.472

Т. Р. ЕРЕМИНА (ЛГМИ)

ОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ИЗМЕНЧИВОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК КАЧЕСТВА ВОДЫ

Для проведения мероприятий по контролю и охране водных ресурсов необходим учет изменения характеристик качества воды под воздействием гидродинамических, химических и биохимических процессов. Эстуарии в этом смысле представляют особый интерес как уникальная экологическая система и одновременно как водный объект, наиболее подверженный загрязнению в результате человеческой деятельности.

Одним из весьма распространенных способов изучения качества вод устьевых областей рек является метод математического моделирования. Он позволяет расширить наши знания о процессах, происходящих в природной среде, и является особенно необходимым в условиях ограниченного количества данных натурных наблюдений. Основу построения моделей качества воды составляют дифференциальные уравнения баланса массы с учетом трех основных явлений: перенос субстанции в водной среде, поступление субстанции извне и процессы внутренней трансформации компонентов. Существует большое количество различных типов математических моделей качества воды. Это могут быть динамические модели, описывающие изменения концентраций веществ во времени, либо стохастические, в которых физические и биохимические процессы носят случайный характер. Такие модели требуют значительного количества данных наблюдений и затрат машинного времени. Одним из наиболее часто применяемых типов моделей ка-

чества воды для рек и эстуариев являются боксовые модели. Обычно они используются для оценки стационарных состояний водного объекта. Для реализации боксовых моделей не требуется большого количества данных, и они значительно проще для вычислений. Целью настоящей работы является изучение пространственной изменчивости некоторых показателей качества воды в устьевых областях рек арктической зоны с помощью боксовой одномерной модели.

В качестве исследуемых компонентов выбраны содержание растворенного кислорода (РК), величина биохимического потребления кислорода (БПК), содержание нитритного азота. Рассматриваются условия стационарного одномерного потока. На основании известного уравнения Стритера — Фелпса записывается баланс между концентрациями РК и БПК, зависящий от двух процессов — реаэрации потока и потребления РК при распаде БПК:

$$U\frac{dC}{dx} = k_2(C_S - C) - k_1 L, \tag{1}$$

$$U\frac{dL}{dx} = -k_1 L, \tag{2}$$

где C и L — концентрация РК и БПК соответственно; C_S — концентрация насыщения; k_1 — константа скорости распада БПК; k_2 — константа реаэрации; U — скорость течения основного потока.

Для нитритного азота уравнение баланса записывается в следующем виде:

$$U\frac{dN}{dx} = k_N N_1 - k_Y N, \tag{3}$$

где N и N_1 — концентрация нитритов и аммонийного азота соответственно; k_N и k_Y — константы аммонификации и нитрификации. Концентрация аммонийного азота изменяется по экспоненциальному закону $N_1 = N_{01}\exp\left(-\frac{k_N}{u}x\right)$.

Поскольку устьевая область может быть достаточно обширна, то имеет смысл разбить моделируемую область на боксы, в пределах каждого из которых распределение гидродинамических, метеорологических и морфологических параметров принимается постоянным. В этом случае в пределах каждого бокса может быть получено аналитическое решение уравнений модели (1)—(3):

$$L(x) = L_0\exp\left(-\frac{k_1}{U}x\right), \tag{4}$$

$$C(x) = C_0\exp\left(-\frac{k_2}{U}x\right) + C_S\left[1 - \exp\left(-\frac{k_2}{U}x\right)\right] - \\ - \frac{k_1}{k_2 - k_1}L_0\left[\exp\left(-\frac{k_1}{U}x\right) - \exp\left(-\frac{k_2}{U}x\right)\right], \tag{5}$$

$$N(x) = N_0 \exp\left(-\frac{k_Y}{U} x\right) +$$

$$+ N_{01} \frac{k_N}{k_Y - k_N} \left[\exp\left(-\frac{k_N}{U} x\right) - \exp\left(-\frac{k_Y}{U} x\right)\right]. \qquad (6)$$

Здесь L_0, C_0, N_0, N_{01} — величины известных характеристик на входной границе бокса. Взаимодействие между двумя соседними боксами обеспечивается заданием граничных условий. Иногда поступление или убыль какого-либо компонента может происходить вдоль всего бокса. Такое поступление (убыль) можно учесть добавлением в уравнения (1) и (3) члена, описывающего распределенный источник, который задается потоком вещества на боковой границе бокса.

Изложенная модель была применена для расчета взаимодействия РК — БПК в Обской губе и изменения содержания NO_2^- в Енисейском заливе. Причем поскольку в нашем распоряжении не было данных о величинах БПК в Обской губе, была решена обратная задача. Используя данные по содержанию РК, можно оценить и рассчитать величины БПК и получить распределение их вдоль каждого бокса. В частности, предполагалось, что измеренные значения РК являются решениями уравнений (4)—(5) для каждого бокса в отдельности, а величины k_1 и L_0 подлежат определению. Для увеличения точности определения этих величин необходимо использовать возможно большее количество измеренных значений РК и находить средние значения k_1 и L_0.

Расчеты для нитритного азота показали, что значительную трудность представляет выбор таких параметров модели, как константы k_N и k_Y. Возможность получения этих констант в естественных условиях существенно улучшила бы адекватность модели природным условиям.

Полученные результаты подтверждают возможность применения данной модели для расчета пространственного распределения характеристик качества воды в устьевых областях рек.

УДК 551.465

А. Г. ФИЛИМОНОВ (ЛГМИ)

ТИПИЗАЦИЯ ТОНКОЙ ТЕРМОХАЛИННОЙ СТРУКТУРЫ НА ДВУХ ГИДРОЛОГИЧЕСКИХ РАЗРЕЗАХ В СУБТРОПИЧЕСКОЙ ЧАСТИ СЕВЕРО-ВОСТОЧНОЙ АТЛАНТИКИ

В ряде последних публикаций В. М. Журбаса, У. К. Липса [1, 2] были предложены классификации тонкой термохалинной структуры. Представило интерес использовать классификацию, изложен-

ную в работе [2], для обработки данных, полученных в 9-м Атлантическом рейсе УЭС ЛГМИ «Профессор Сергей Дорофеев».

Принцип этой методики типизации, характеризующей тип наблюдаемой тонкой структуры и вероятный механизм ее генерации, заключается в расчете статистических параметров. Все разнообразие форм тонкой термохалинной структуры океана предложено представить в виде двух типов: интрузионного и ступенчатого. Принадлежность к интрузионному типу определялась на основании того, что при изопикнической адвекции выполняется соотношение $\sigma_T/\sigma_S \approx \beta/\alpha$, где σ_T и σ_S — среднеквадратические отклонения тонкоструктурных флуктуаций T и S, отфильтрованных с помощью косинус-фильтра; α и β — коэффициенты температурного расширения и соленостного сжатия. При ступенчатом типе действительно соотношение $\sigma_T/\sigma_S \approx \overline{T}_z/\overline{S}_z$, где $\overline{T}_z$ и $\overline{S}_z$ — средние вертикальные градиенты. В качестве параметра классификации, фактически определяющего выполнение одного из этих соотношений, т. е. определяющего тип тонкой структуры, берется значение

$$\delta = (\widetilde{R}_\rho - 1)/(\overline{R}_\nu - 1),$$

где $\widetilde{R}_\rho = \alpha\sigma_T/\beta\sigma_S$ — комбинация типа плотностного соотношения, построенная по среднеквадратическим амплитудам тонкоструктурных флуктуаций T и S, а $\overline{R}_\rho = \alpha\overline{T}_z/\beta\overline{S}_z$ — среднее значение плотностного соотношения в рассматриваемом слое. При изопикнической интрузии параметр δ будет принимать значения, близкие к нулю, а при ступенчатом типе будет стремиться к единице.

Для суждения о механизме генерации наблюдаемой структуры в качестве критерия предлагается нормированный третий момент распределения вертикальных тонкослойных градиентов температуры:

$$M_3 = (\overline{T'_z})^3/[\overline{(T'_z)^2}]^{3/2},$$

где $\overline{T'_z} = T_z - \overline{T}_z$. Как известно [3], при генерации ступенчатой структуры кинематическим эффектом внутренних волн, значения $|M_3|$ обычно не превышают единицы, при локальном турбулентном перемешивании $|M_3| \lesssim 1{,}5$, а в термохалинных ступеньках, сформированных под воздействием конвективных механизмов двойной диффузии, значения параметра $|M_3|$ могут быть заметно выше. При интрузионном типе $|M_3|$ должно принимать значение, близкое к нулю.

Для расчета данных статистических параметров было выбрано два гидрологических разреза, находящихся на различном удалении от Гибралтарского пролива. Один из разрезов (ст. 65—75) проходил по 10°-му меридиану з. д. от 33° 00′ с. ш. до 35° 30′ с. ш. Второй разрез был ориентирован с юго-запада (12° 20′ з. д., 34° 40′ с. ш.) на северо-восток (13° 30′ з. д., 36° 40′ с. ш.). Было обработано два диапазона глубин в области ядра средиземноморских вод (700—1200 м и 1200—1700 м).

Перед обработкой из исходных данных T и S, полученных с помощью зонд-батометра с дискретностью 2 м по глубине, были исключены известные погрешности (инструментальная, динамическая и др.). Результаты обработки сведены в таблицу.

Статистические характеристики и параметры классификации тонкой термохалинной структуры

№ станции	σ_T	σ_S	$\overline{R}_\rho$	$\widetilde{R}_\rho$	δ	$\lvert M_3 \rvert$	Тип	Механизм генерации
				Разрез 1				
65	0,24	0,09	−0,61	0,55	1,11	0,79	СТ	ВВ
	1,30	0,23	1,37	1,12	0,31	2,40	ИН	
66	0,17	0,16	0,00	0,22	0,77	1,40	СТ	ЛТП
	1,40	0,25	1,14	1,14	0,92	1,10	СТ	ЛТП
68	0,34	0,12	−0,09	0,58	0,46	0,48	ИН	
	1,50	0,25	1,19	1,06	0,31	3,50	ИН	
69	0,17	0,14	−0,18	0,25	0,91	0,68	СТ	ВВ
	1,20	0,23	1,21	1,08	0,37	1,90	ИН	
70	0,16	0,15	−0,22	0,22	0,99	0,55	СТ	ВВ
	1,10	0,21	1,33	1,13	0,39	1,60	ИН	
71	0,18	0,18	−0,17	0,21	0,95	0,13	СТ	ВВ
	1,30	0,24	1,15	1,33	0,90	1,70	СТ	ДД
72	0,26	0,21	0,[illegible]1	0,25	0,76	1,70	СТ	ДД
	1,30	0,24	1,13	1,11	0,87	2,80	СТ	ДД
				Разрез 2				
105	0,11	0,15	0,00	0,15	0,85	1,30	СТ	ЛТП
	1,40	0,26	1,09	1,10	1,09	2,10	СТ	ДД
106	0,47	0,10	−1,09	0,97	−0,739	3,40	ИН	
	1,20	1,21	1,22	1,15	0,70	2,20	СТ	ДД
107	0,40	0,08	−1,48	1,06	0,12	2,20	ИН	
	1,10	0,20	1,30	1,13	0,42	1,60	ИН	
108	0,17	0,14	−0,14	0,24	0,88	0,30	СТ	ВВ
	1,50	0,28	1,11	1,07	0,64	1,80	СТ	ДД
109	0,31	0,14	−0,16	0,46	0,43	0,14	ИН	
	1,40	0,26	1,17	1,11	0,61	2,50	СТ	ДД
110	0,14	0,13	0,02	0,22	0,79	0,67	СТ	ВВ
	1,60	0,32	1,16	1,06	0,39	3,20	ИН	
111	0,11	0,15	−0,11	0,15	0,96	0,13	СТ	ВВ
	1,40	0,27	1,28	1,11	0,38	2,10	ИН	

Примечания. 1. Для каждой станции в верхней строке результаты для глубин 700—1200 м, в нижней — для глубин 1200—1700 м.

2. Сокращения: СТ — ступенчатый, ИН — интрузионный, ВВ — внутренние волны, ЛТП — локальное турбулентное перемешивание, ДД — двойная диффузия.

В представленных результатах при $\delta < 0{,}5$ (интрузионный тип, что подтверждалось и визуальной оценкой) третий нормированный момент довольно часто был значительно больше нуля. Это несоответствие можно объяснить тем, что $|M_3|$ рассчитывался только для флуктуаций градиента T, при интрузионном же типе верти-

кальные профили T и S не всегда хорошо коррелированы, поэтому $|M_3|$ не отражает общий характер стратификации. При анализе в этих случаях значение $|M_3|$ не учитывалось.

Из анализа полученных параметров классификации следует, что на рассматриваемых разрезах преобладает ступенчатый тип тонкой структуры (около 60 %), генерируемой различными механизмами. Так, для нижней части СМВ и непосредственно их подстилающих вод (1200—1700 м) ступенчатый тип в основном формируется за счет процессов двойной диффузии, в частности, неустойчивости типа солевых пальцев. И только на ст. 66 (табл. 1), исходя из оценки $|M_3|$ имеет место локальное турбулентное перемешивание.

В вышележащем слое (700—1200 м) основным механизмом формирования ступенчатой структуры является кинематический эффект внутренних волн (около 70 % от всех случаев), которые развиваются в верхнем слое за счет значительного градиента плотности.

Интрузионный тип преобладает в нижележащем слое рассматриваемых разрезов (около 63 %), этот факт можно объяснить наличием адвекции, не позволяющей активно развиваться процессам двойной диффузии для построения ступенчатой структуры несмотря на благоприятную вертикальную стратификацию. В основном интрузионный тип наблюдается в центральной части первого разреза (ст. 68, 69, 70) и почти на всех станциях второго разреза (кроме ст. 105, 108).

Среднее плотностное соотношение фактически характеризует фоновые условия, при которых развитие определенных физических процессов, генерирующих тонкую термохалинную структуру, более вероятно. Его изменения по станциям разреза подтверждает наличие описанных механизмов генерации. Так, в слое 1200—1700 м $\overline{R_\rho}$ изменяется от 1,09 до 1,37, что соответствует характерной величине $\overline{R_\rho}$ для рассматриваемого района на этих глубинах [5] и отражает возможность быстрого развития солевых пальцев [4]. В слое 700—1200 м преобладает устойчивая стратификация ($-1{,}46 \leqslant \overline{R_\rho} < 0$), в основном близкая к безразличной (около нуля). Следовательно, в этом слое ступенчатая структура может быть создана либо за счет локального турбулентного перемешивания, либо за счет кинематического эффекта внутренних волн. На отдельных станциях (72, 110) условия стратификации способствуют развитию послойной конвекции ($0 < \overline{R_\rho} < 1$). Но этот механизм не является преобладающим, так как $\overline{R_\rho}$ в наших случаях близко к нулю, и мы видим (см. табл. 1б), что на ст. 110 основным механизмом является кинематический эффект внутренних волн.

Представленные результаты показывают, что предложенная классификация [2] довольно проста, унифицирована и информативна.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Журбас В. М., Липс У. К.* Основные типы тонкой термохалинной структуры океана и метод их выделения. — Материалы океанологических исследований. Вып. 1. Формы тонкой термохалинной структуры океана. Каталог. Междувед. Геофиз. Комитет. М., 1987, с. 15—22.

2. *Журбас В. М., Лаанемете Я. Я., Липс У. К., Высумаа Ю. Ю.* К вопросу о возможности классификации тонкой термохалинной структуры океана по результатам расчета ее статистических характеристик. — В сб.: Структура гидрофизических полей Норвежского и Гренландского морей. М., ИО АН СССР, 1987, с. 38—43.

3. *Журбас В. М., Озмидов Р. В.* Формы ступенчатых структур океанского термоклина и механизм их генерации. — Океанология, 1984, т. 24, вып. 2, с. 197—203.

4. *McDougall T. J., Taylor J. R.* Flux measurements across a finger interface at low values of the stability ratio. — J. Marine Res, 1984, v. 42, № 1, p. 1—14.

5. *Washburn L., Kase R. H.* Double-diffusion and distribution of density ratio on the mediterranean waterfront southeast of Azores. — J. Phys. Oceanogr., 1987, v. 17, № 1, p. 12—25.

УДК 551.465.1

С. С. ТОПОРОВ, Е. М. ПЕЧУГИН, А. Р. КАРПИНСКИЙ (ЛГМИ)

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫДЕЛЕНИЯ ВОДНЫХ МАСС РАЙОНА СЕВЕРО-АТЛАНТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ В РАМКАХ МОДЕЛИ КЛАСТЕРНОГО АНАЛИЗА

Крупномасштабный полигон был выполнен в соответствии с программой XII Атлантического рейса УЭС ЛГМИ «Профессор Сергей Дорофеев» в период с 23.04 по 05.05. 1989 года, располагался в центральной части зоны Северо-Атлантического течения (САТ) и покрывал Северную (на меридианах 25—30° з. д.) часть полосы потока.

В качестве алгоритма обработки данных была применена пошаговая иерархическая агломеративная процедура кластерного анализа [5, 7]. Классификация производилась по температуре и солености как наиболее информативным в смысле задачи выделения водных масс признакам [3]. Нормирование признаков производилось на среднеквадратическое отклонение [3]. В качестве меры близости была использована классическая Евклидова метрика [7]. Массивы значений признаков были сформированы по данным зондбатометрических серий для четырех разрезов полигона. С целью фильтрации выбросов значения температуры и солености на каждой станции были осреднены в пределах 200-метровых слоев с дискретностью 20 м; таким образом, для расчетов были взяты 240 точек, характеризующих 6 слоев на 40 станциях полигона. Задача была реализована на ЭВМ «Электроника 60».

В процессе решения задачи было предпринято ограничение свободной классификации за счет последовательного задания числа

классов. После проработки алгоритма во всем спектре численности классов окончательный результат выделялся при помощи дополнительного анализа, при котором в качестве решающих были использованы следующие условия: соответствие размеров, выделенных на данном разбиении классов классическому определению

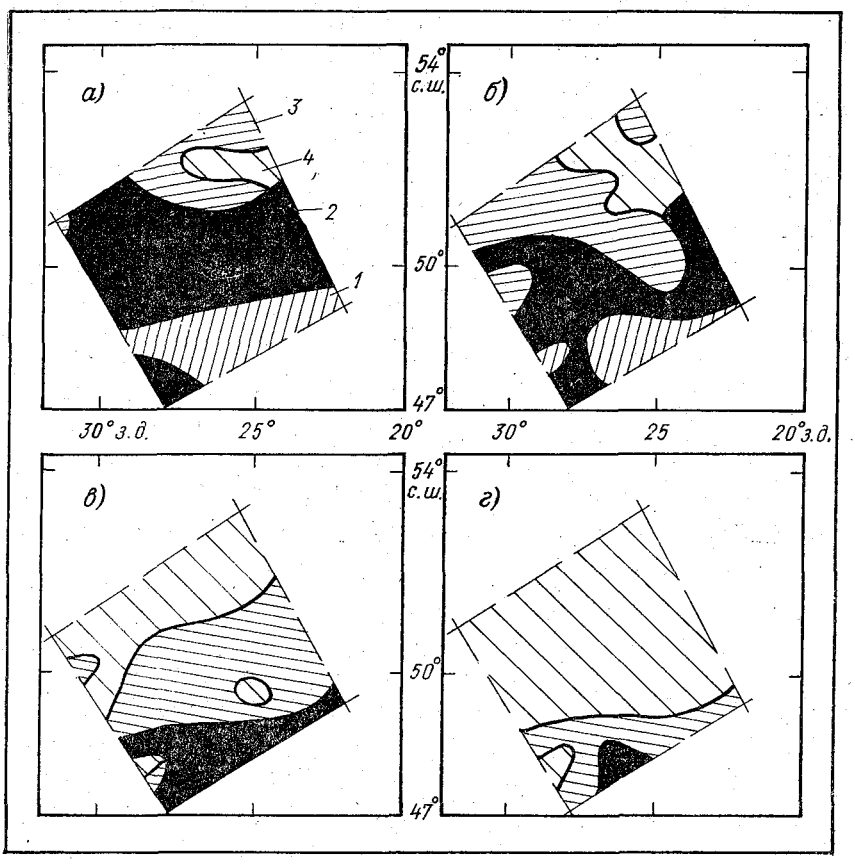


Рисунок. Горизонтальная структура водных масс в слоях, м, *а* — 0—200 м; *б* — 200—400 м; *в* — 400—600 м; *г* — 600—800 м. *1*, *2*, *3*, *4* — соответственно первая, вторая, третья и четвертая водные массы.

водной массы [6]; максимальное соответствие *T*, *S*-индексов выделенных классов между разрезами полигона (*T*, *S*-индексы водных масс рассчитывались, как среднее значение характеристик для всех точек совокупности, вошедших в данный класс).

В результате применения описанного подхода были выделены 4 водные массы (в наименовании водных масс будем придерживаться классификации, принятой в [4]), см. рисунок: 1 — поверх-

ностная центральная Северо-Атлантическая $T=11{,}93\,°C$, $S=35{,}54‰$; 2 — поверхностная местная, модифицированная Северо-Атлантическая $T=10{,}25\,°C$, $S=35{,}11‰$; 3 — промежуточная Субарктическая $T=8{,}16\,°C$, $S=35{,}01‰$; 4 — промежуточная Атлантическая $T=4{,}98\,°C$, $S=34{,}92‰$.

Основываясь на полученных результатах, можно сделать следующие выводы о структуре вод в районе полигона:

1. Первая водная масса имеет явно интрузионное происхождение. По всей видимости, она сформировалась в результате затока в данный район одной из ветвей САТ. Результаты расчета течений динамическим методом свидетельствуют о том, что в этой части полигона проходит устойчивый поток. Кроме того, здесь же, по данным факсимильных карт ТПО, проходит изотерма 12 °С, относящаяся к системе САТ. Эта водная масса имеет небольшую глубину проникновения до 300 м и значительно отличается от окружающих поверхностных вод по температуре на 1,5—2 °С, по солености на 0,2—0,4‰. Расположение рассматриваемой водной массы хорошо согласуется с наличием фронтального раздела, проходящего вдоль ее границы. Сведения о пространственном расположении фронтальных зон получены из расчетов, проведенных в соответствии с недавно опубликованной методикой К. Н. Федорова [8], а также по данным, полученным с помощью буксируемого датчика температуры МГИ-4203. Примечательно, что этот фронт является однородным примерно до глубины залегания этой водной массы, а ниже ее изоповерхности имеют перегибы.

2. Вторая водная масса имеет местное происхождение. Ее T, S-индексы очень близки к средним значениям температуры и солености Северо-Атлантических вод [1, 4] и она занимает по площади большую часть полигона.

3. Третья водная масса представляет собой зону пикноклина. Это относительно тонкая прослойка между водными массами, резко отличающимися как по температуре, так и по солености. Выклиниваясь к поверхности, она представляет собой Субарктическую фронтальную зону. Следует отметить, что в районе полигона имеют место значительные колебания глубины залегания пикноклина с выходом его на поверхность в северной и северо-западной частях полигона. Именно здесь по результатам измерений и расчетов другими методами удалось выявить ряд фронтальных вихрей различной мощности.

4. Четвертую водную массу, судя по ее T, S-индексам [4], можно с уверенностью идентифицировать как промежуточную Северо-Атлантическую.

Таким образом, применение описанной методики кластерного анализа позволило получить адекватную картину пространственного распределения водных масс. Результаты расчетов хорошо согласуются с данными различных наблюдений и расчетами другими методами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас Океанов. Атлантический и Индийский океаны. — ГУНиО МО СССР, 1977.
2. Изменчивость гидрофизических полей Атлантического океана по данным наблюдений на стандартных разрезах. Ред. Г. И. Барышевская. — Одесса, 1978. — 163 с.
3. *Карпова И. П., Науменко М. А.* О применении метода кратчайшего незамкнутого пути для выделения водных масс. — Тр. ЛГМИ, 1978, вып. 66, с. 67—71.
4. *Мамаев О. И.* Термохалинный анализ вод Мирового Океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987. — 296 с.
5. *Мандель И. Д.* Кластерный анализ. — М.: Финансы и статистика, 1988. — 176 с.
6. Океанология. Термины и определения. ГОСТ 18451—73—ГОСТ 18458—73. — М.: Государственные стандарты СССР, 1973. — 61 с.
7. *Олдендерфер М. С., Блэшфилд Р. К.* Кластерный анализ. — В кн. Факторный дискриминантный и кластерный анализ. Пер. с англ. Под ред. И. С. Енюкова. — М.: Финансы и статистика, 1989. — 215 с.
8. *Федоров К. Н.* О термохалинных характеристиках фронтов в океане. Докл. АН СССР, т. 302, № 1, 1988, с. 206—210.

УДК 551.465

В. В. ИВАНОВ (ЛГМИ)

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ПЛОТНОСТНОГО ФРОНТА В ОКЕАНЕ

Фронты в поле плотности являются весьма распространенным явлением в океане и встречаются в широком диапазоне временных и пространственных масштабов. Длительные интервалы сохранения равновесного состояния плотностных фронтов предполагают действие неких внутренних механизмов (локальной динамики [1]), поддерживающих высокие значения градиентов. Целью разработанной численной модели было воспроизведение квазистационарного этапа эволюции плотностного фронта для выяснения причин и характера формирующейся при этом локальной динамики.

Рассматривается нестационарная задача о приспособлении стратифицированной, несжимаемой, вязкой жидкости в поле силы тяжести при наличии вращения с постоянной угловой скоростью, в предположении, что линейный масштаб в одном из горизонтальных направлений (вдольфронтовом) значительно превышает масштаб в ортогональном направлении. Использованы приближения Буссинеска, f-плоскости, а также диффузионная параметризация напряжений Рейнольдса и турбулентного потока массы с постоянными коэффициентами вязкости и диффузии. Исходная система уравнений баланса импульса, массы и несжимаемости преобразуется к переменным вихрь-функция тока.

Выбор метода решения модифицированной системы зависит от соотношения характерных масштабов величин, входящих в эволюционные уравнения. Ключевым параметром при этом является

число Россби (Ro). Для агеострофического режима движения ($Ro \geqslant 1$) масштабы времени во всех эволюционных уравнениях будут одинаковыми. Решение полной системы осуществляется интегрированием по времени с шагом, удовлетворяющим условиям устойчивости выбранной разностной схемы, причем относительные изменения плотности и скорости при смещении на один временной слой имеют одинаковый порядок. В противоположном случае ($Ro \ll 1$) значительное неравенство временных масштабов в уравнениях движения и переноса вихря, с одной стороны, и баланса массы, с другой, делает целесообразным применение адаптационного подхода. На каждом плотностном шаге решается система циркуляционных уравнений до установления при фиксированном поле плотности (диагностическая задача). Затем осуществляется прогноз плотностного поля на шаг вперед по вычисленному стационарному полю течений (прогностическая задача). Временной шаг прогностической задачи, очевидно, должен удовлетворять критерию устойчивости для уравнения баланса массы, то есть может быть значительно больше инерционного масштаба времени.

Структура вычислительного алгоритма в модели построена таким образом, чтобы, не меняя системных связей, а лишь варьируя параметры, начальные и граничные условия, можно было исследовать эволюцию плотностных фронтов, принадлежащих к различным классам [1].

В проведенных численных экспериментах разработанная численная модель применялась для исследования квазистационарного состояния крупномасштабной фронтальной зоны открытого океана. В начальный момент времени на одной из боковых границ задавалось локализованное возмущение плотности, которое в процессе решения распространяется внутрь области, формируя фронтальную зону конечной ширины. Трех — пяти модельных суток оказывается достаточно для установления полугеострофического режима движения, после чего эволюция плотностной структуры регулируется механизмом локальной динамики, связанным с конвергентными движениями в наклонных экмановских пограничных слоях [2]. По истечении 12—15 суток скорость продвижения фронта стабилизируется и в дальнейшем меняется незначительно. Для анализа структуры циркуляционного поля в квазистационарном состоянии выбирался момент времени, равный 24,5 сут., что соответствует 30 плотностным шагам. Дополнительные расчеты на 50 плотностных шагов показали, что принципиальных изменений в поле плотности при этом не происходит.

Отличительными особенностями поля движения в квазистационарном состоянии являются:

— наличие вдольфронтового струйного течения с «ядром», локализованным в более легкой жидкости, и характерным пространственным масштабом, равным бароклинному радиусу деформации;

— двухъячейковая структура поперечной циркуляции с очагом

интенсивного опускания в центре фронтальной зоны и областями апвеллинга на ее периферии.

Близость значений вычисленных динамических характеристик к соответствующим параметрам климатических фронтальных зон, известным из прямых наблюдений и косвенных оценок [3], позволяет предположить, что механизм локальной динамики, обусловленный конвергентными движениями в наклонных пограничных слоях, играет доминирующую роль в сохранении равновесного состояния климатических плотностных фронтов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Федоров К. Н.* Физическая природа и структура океанических фронтов. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983. — 292 с.

2. *Журбас В. М., Кузьмина Н. П.* Экмановский перенос как механизм поддержания плотностного фронта. — Океанологические исследования, 1987, № 40, с. 82—86.

3. *Саруханян Э. И., Смирнов Н. П.* Водные массы и циркуляция вод Южного океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 288 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

Б. А. Каган, А. Н. Смирнов. Приливы Южного океана (обзор исследований) 5

В. Н. Коньшин, Г. И. Шапиро. Численное моделирование мезомасштабных вихрей в Южном океане 21

В. Н. Воробьев, В. В. Иванов, Л. Н. Кузнецова, Н. П. Смирнов. О структуре геострофических течений и вертикальных движений в Южном океане 32

В. А Горчаков, В. А. Рябченко. Параметризация деятельного слоя в трехмерной квазигеострофической модели циркуляции океана 44

В. В. Иванов, Л. Н. Кузнецова. Интегральная модель Антарктической полярной фронтальной зоны 55

Н. В. Багрянцев. Крупномасштабные черты формирования ледяного покрова в области круговорота Уэдделла 63

Н. П. Смирнов, И. А. Бармин, П. А. Вайновский, Е. М. Овчинников. Изменения положения ледовой кромки в тихоокеанском секторе Южного океана 76

В. Н. Воробьев, Е. Ю. Клюйков, П. П. Провоторов. Экспедиционные исследования распространения средиземноморских вод в субтропической и умеренной зонах Восточной Атлантики 82

В. А. Плотников. Экстремумы температуры в промежуточном слое Тропической Атлантики 89

С. В. Чвилев. Гидрологические фронты юго-западной части Баренцева моря и их внутригодовая изменчивость 101

Л. Н. Карлин. Характеристики перемешивания при формировании тонкой термохалинной структуры вследствие дифференциально-диффузионной неустойчивости 117

П. А. Вайновский, Ю. Э. Титов, Н. В. Малеко. О вероятностном прогнозировании температуры воды в океане (байесовский подход) . . 122

В. М. Соловьев. Индивидуализация геосфер Земли как эволюция материальных объектов 126

К. А. Подгорный, Н. Ф Смирнова. Распределение токсических веществ в Невской губе за период с 1984 по 1987 г. 130

СООБЩЕНИЯ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ ЛГМИ

Лино Альфаро. Циркуляция в море Беллинсгаузена 139

Т. Р. Еремина. Одномерная модель изменчивости характеристик качества 143

А. Г. Филимонов. Типизация тонкой термохалинной структуры на двух гидрологических разрезах в субтропической части северо-восточной Атлантики 145

С. С. Топоров, Е. М. Печугин, А. Р. Карпинский. Результаты выделения водных масс района Северо-Атлантического течения в рамках модели кластерного анализа 149

В. В. Иванов. Численное моделирование эволюции плотностного фронта в океане 152

Contents

P

B. A. Kagan, A. N. Smirnov. Tides of the South Ocean 5
V. N. Konshin, G. I. Shapiro. Numerical simulation of mesoscale eddies in the South Ocean 21
V. N. Vorobjov, V. V. Ivanov, L. N. Kuznetsova, N. P. Smirnov. On the structure of geostrophic currents and vertical movements in the South Ocean 32
V. A. Gorchakov, V. A. Rjabchenko. Parametrization of the active layer in the three-dimensional quasi-geostrophical model of the ocean circulation 44
V. V. Ivanov, L. N. Kuznetsova. An integral model of the Antarctic polar frontal zone 55
N. B. Bagriantsev. Large-scale characteristics of ice cover formation in the region of Weddle circulation 63
N. P. Smornov, I. A. Barmin, P. A. Vainovski, E. M. Ovchinnikov. Ice rim position changes in the Pacific sector of the South Ocean 76
V. N. Vorobjov, E. Ju. Kluikov, P. P. Provotorov. Field research of mediterranean water propagation in subtropical and temperate zones of the Eeast Atlantic 82
V. A. Plotnikov. Temperature extremes in the intermediate layer of the Tropical Atlantic 89
S. V. Chviljov. Hudrological fronts in the south-western part of the Barents Sea and their intra-annual variability 101
L. N. Karlin. Characteristics of maxing in the fine thermohaline structure formation produced due to double diffusion instability 117
P. A. Vainovski, Ju. E. Titov, N. V. Maleko. On the stochastic forecasting of water temperature in the ocean (Bayer approach) 122
V. M. Solovjov. Individualization of the Earth's geosphere as a result of tqe East Atlantic 126
K. A. Podgorni, N. F. Smirnova. The distribution of toxic substances in Neva bay during the 1984—1987 period 130

The Contribution of the Young Researchers in LHMI

L. Alfaro. Circulation in the Bellinshausen sea 139
T. R. Erjomina. One-dimensional model of variations in sea water quality characteristics 143
A. G. Filimonov. Typization of fine thermohaline structure using two hydrological cross-sections in the subtropical part of the North-East Atlantic 145
S. S. Toporov, E. M. Pichugin, A. R. Karpenski. Results of the singing out of water masses in the region of the North Atlantic current obtained on the bases of cluster analysis 149
V. V. Ivanov. Numerical Modelling of ocean density front evolution . . 152

Сборник научных трудов (межвузовский), вып. 109

ГИДРОЛОГИЯ ЮЖНОГО ОКЕАНА И СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ

Редактор *О. С. Крайнова*

Сдано в набор 10.09. 1990 г. Подписано к печати 27.12. 1990 г.
Объем: 9,8 п. л.; 10 уч.-изд. л. Тир. 300. Цена 1 р. 50 к. Зак. 480

Типография ВАС