

Министерство науки, высшей школы  
и технической политики Российской Федерации

---

РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ  
ИНСТИТУТ

Труды  
РГГМИ  
вып 115

ИССЛЕДОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ  
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ  
В АТЛАНТИЧЕСКОМ ОКЕАНЕ  
И СОПРЕДЕЛЬНЫХ МОРЯХ

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ  
(межведомственный)

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ  
1993

00  
T78

УДК 551.465

Исследование и моделирование гидromетеорологических процессов в Атлантическом океане и сопредельных морях. Сборник научных трудов (межведомственный). Санкт-Петербург, РГГМИ, 1992, вып. 115. — 116 с.

В сборнике рассматриваются вопросы исследования и математического моделирования океанологических процессов, главным образом, в Северной половине Атлантического океана и некоторых связанных с ним морях. После длительного перерыва в гидрологической литературе большое внимание уделено проблеме исследований поведения автономных буйковых систем в потоках и разработке теории учета этого поведения при производстве океанографических измерений.

Сборник рассчитан на научных работников, аспирантов и студентов гидromетеорологических специальностей.

Problems of investigation and mathematical modelling of the ocean processes mainly in the North Atlantic and some connected seas are considered in this book. After long interruption in hydrological works the book provides a review of problems of autonomous buoy systems behaviour in streams and possibility of registration of this behaviour in the oceanological measurements. The book counts on scientists, post graduate students and students of hydrometeorology.

357303

Ил. 25. Табл. 3. Библ. 98.

*Редакционная коллегия:*

*Суставов Ю. В.*, ответственный редактор, д-р геогр. наук (РГГМИ), *Масловский М. И.*, канд. физ.-мат. наук (МП «Система»), *Кондратович К. В.*, д-р геогр. наук (РГГМИ), *Яковлев В. Н.*, д-р геогр. наук (ЮгНИРО), *Родина А. В.*, канд. геогр. наук (ПИНРО), *Зубова М. М.*, канд. геогр. наук (РГГМИ), ответственный секретарь.

Российский государственный  
гидрометеорологический  
институт  
БИБЛИОТЕКА  
105100 СПб, Маломорский пр., 8

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Сборник содержит публикацию результатов по межведомственной теме «Теоретические и экспериментальные исследования гидрометеорологических процессов в энергоактивных и биопродуктивных районах Мирового океана, разработка методов и проведение расчетов и прогнозов элементов режима с целью повышения эффективности гидрометеорологического обеспечения отраслей народного хозяйства» (проект «Система»), главным образом, по направлению анализа результатов экспериментальных исследований применительно к задаче изучения изменчивости гидрометеорологических процессов различных масштабов в Атлантическом океане и сопредельных морях.

В первой статье продолжены исследования причин изменчивости теплового состояния в системе океан — атмосфера на основе совместного анализа температуры поверхности воды и температуры воздуха в Атлантическом океане за период 1957—1988 гг. В частности, предпринята попытка обоснования и разделения в исходных временных рядах изменчивости поля температуры, обусловленной прямым теплообменом океана с атмосферой и адвекцией тепла течениями. Проведено картирование обеих характеристик.

Следующие статьи связаны с экспериментальными исследованиями океанологических процессов различных масштабов и, что крайне важно, вновь в океанографической литературе поднимается вопрос теоретического обоснования возможностей современных буйковых систем и выводов по их дальнейшему совершенствованию и расширению возможностей передачи сигнала с АБС.

Заканчивают сборник статьи, посвященные математическому моделированию океанологических процессов и его использованию при районировании акваторий и оптимизации данных космических наблюдений в интересах океанологических исследований, а также изучению отдельных вопросов океанологии.

## РОЛЬ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ В ФОРМИРОВАНИИ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ В СЕВЕРНОЙ ЧАСТИ АТЛАНТИЧЕСКОГО ОКЕАНА

Ранее, в работах [1, 2], была исследована спектральная структура изменчивости поверхностной температуры воды в северной половине Атлантического океана и проведено его районирование по спектральным составляющим [2]. В тех же работах обозначены основные, на взгляд автора, четыре процесса, которые формируют изменчивость теплового состояния вод в океане. В связи с этим наиболее важное место в обозначенном выше перечне должны занимать процессы прямого воздействия на океанскую поверхность температуры воздуха и адвекция тепла течениями (разделяем двуединство взаимодействия на два компонента). Решение поставленного вопроса — задача чрезвычайно сложная, но решать его необходимо, поскольку он влечет за собой важные прикладные аспекты, включая проблему долгосрочного прогноза теплового состояния поверхности океана как важного климатообразующего фактора, способного, в том числе, оказать влияние на характер атмосферной циркуляции со всеми вытекающими отсюда последствиями для формирования погоды на планете.

Для этой цели к исследованию были привлечены синхронные временные ряды наблюдений над температурой воды и воздуха по тем же [2] 5-градусным квадратам за период 1957—1984 гг.

Первоначально исследовался характер совместного средне-многолетнего годового хода температуры воды и воздуха и по аналогии с картой оценок спектральной плотности, представленной в [2], была построена карта совместного годового хода температуры воды и воздуха, фрагменты которой для некоторых характерных случаев, приведены на рис. 1. Из наиболее интересных особенностей карты отметим наличие большого количества сочетаний различных видов совместного годового хода обоих элементов, начиная от практически совпадающих кривых до кривых с двувёршинным годовым ходом. Есть районы, где температура воды мало меняется на протяжении года (около  $1^\circ$ ) при большой (более  $15^\circ$ ) амплитуде годового изменения температуры воздуха. В районах холодных течений (например, истоки Канарского течения) температура воды ниже температуры воздуха. Имеет место слабо выраженный годовой ход обоих параметров, совершенно не согласующийся между собой. По всему океану наблюдается смещение максимума в годовом ходе в обоих параметрах с севера на юг от

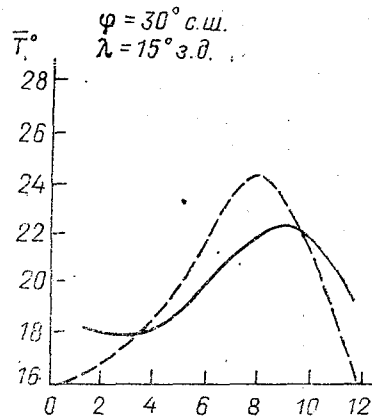
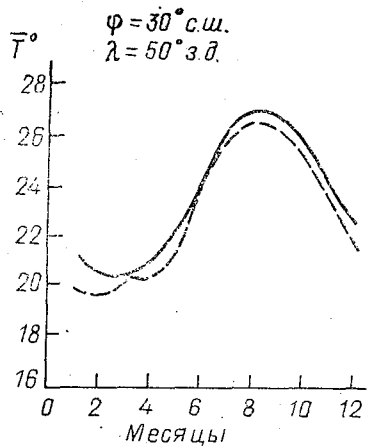
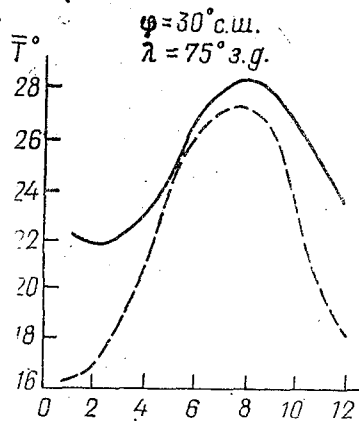


Рис. 1. Среднегодовой ход температуры воды и воздуха — — — в некоторых квадратах Северной Атлантики

августа до октября-ноября. Имеет место также некоторое смещение максимума температуры воды относительно температуры воздуха в сторону запаздывания. При совпадении, или близких значениях максимальных температур в период летнего прогрева, в подавляющем большинстве случаев наблюдается различие среднемесячных температур в холодный (октябрь — март) период с довольно большим диапазоном этих различий по районам: от 1—2° до 8—10°, в том числе на одной широте (рис. 1). При этом указанные различия могут достигать более половины величины общей амплитуды годовых изменений температуры воздуха и быть близкими, а иногда превышать амплитуду изменений температуры воды. Это обстоятельство имеет очень важное следствие, о котором мы поговорим чуть позже.

Корреляция температуры воды и воздуха на уровне среднегогодового годового хода в подавляющем большинстве районов (квадратов) велика (более 80%). В некоторых случаях она достигает 99%. Есть районы с корреляцией 66—70%. Это обстоятельство создает иллюзию тесноты связи, хотя уже здесь мы наблюдаем большой диапазон изменения наклона линии корреляции к оси температуры воздуха (горизонтальная ось) от близкого к вертикальному положению (безразличие изменений температуры воды к температуре воздуха) до 30°.

Однако совершенно иная картина имеет место при корреляции текущих данных. Убедиться в этом позволяет рис. 2, где представлены карты пространственного распределения изокорреляций аномалий температуры воды ( $\Delta T_w$ ) и воздуха ( $\Delta T_a$ ) в различных вариантах: на уровне текущих месячных значений по всему периоду наблюдений (*a*), по результатам скользящего коррелирования по интервалу 7 лет (*б, в*), коррелирования по отдельным месяцам (*г, д, е*). Здесь во всех случаях имеет место синхронная корреляция, о чем говорит данный рисунок. Корреляция по всему периоду (*a*) для всей исследуемой акватории слабая и фактически не превышает 50%. Скользящая корреляция нам потребовалась для того, чтобы убедиться, в какой степени нестационарна эта связь. На рис. 2 (*б, в*) представлены экстремальные периоды по величине коэффициента и по его районированию. И та, и другая характеристики «плавают» во времени и в пространстве, подтверждая наличие существенной нестационарности степени связанности процессов в системе теплового взаимодействия океана и атмосферы, высказанное ранее [2]. Прекрасной дополнительной иллюстрацией к этому является вторая часть рис. 2 (*г, д, е*), на которой приведены изокорреляты в отдельные месяцы, рассчитанные по всему периоду наблюдений. Как и ранее, имеет место, во-первых, низкий коэффициент корреляции (<50%) по большей части акватории океана. Очаги чуть повышенной корреляции локализованы и для каждого месяца имеют свое пространственное распределение. В зимние месяцы (*е*) распределение пятен чуть повышенного коэффициента корреляции носит практически случайный харак-

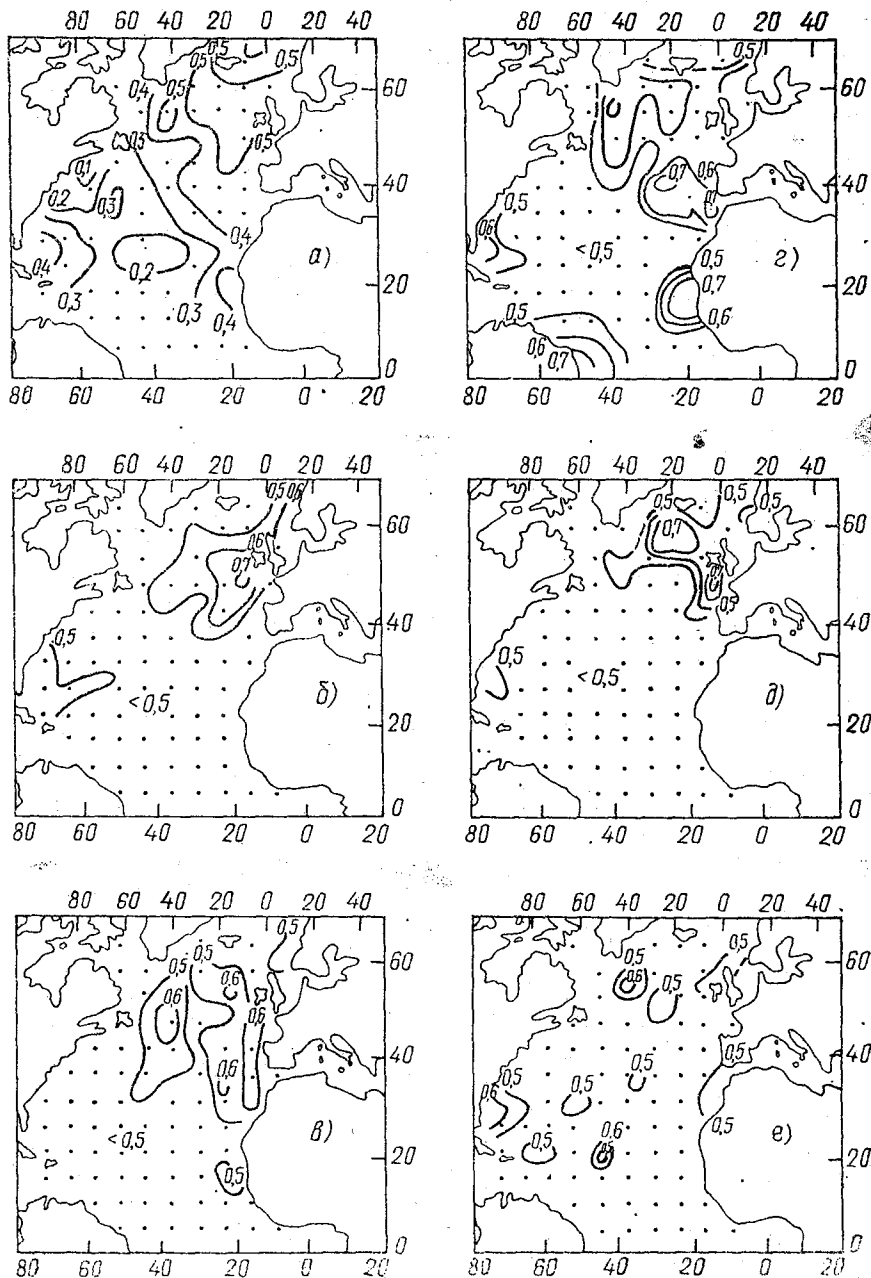


Рис. 2. Карты изокоррелят синхронной связи между  $\Delta T_a$  и  $\Delta T_\phi$  по данным среднемесячных значений обоих параметров: а — за период 1957—1984 гг.; б — за период 1957—1963 гг.; в — за период 1967—1973 гг.; г — за период 1957—1984 гг. (март); д — за период 1957—1984 гг. (июль); е — за период 1957—1984 гг. (декабрь)

тер, а сам коэффициент не превышает 50%. Результат оказался неожиданным, хотя и близким к выводам, сделанным на основе использования данных кораблей погоды, к которым приходил автор работы [3]. Во избежание некорректности выводов, авторами были исследованы асинхронные связи по времени и по пространству для всех месяцев года с использованием текущих среднемесячных данных. Некоторые результаты этих исследований, для двух наиболее ярких месяцев, представлены на рис. 3. Как и следовало ожидать, корреляция не улучшается. В отдельных районах обнаруживаются очаги корреляции чуть больше 50%, но на преобладающей части океана она остается ниже 50%. Не изменяет положения и поиск связи при сдвиге по пространству. Причина низкой корреляции, по мнению авторов статьи, кроется в сложном взаимоотношении и, в частности, в разнофазности вклада на протяжении года в формирование поля температуры поверхности океана адвективной составляющей и составляющей прямого воздействия температуры воздуха. Такое утверждение основывается на следующей гипотезе.

На упомянутой выше карте, фрагменты которой приведены на рис. 1, обращает на себя внимание одно очень важное обстоятельство. В известных «застойных» зонах типа круговоротов Саргассова моря среднемноголетний годовой ход температуры воды и воздуха практически совпадает. Такая ситуация имеет место, например, на огромном пространстве между 70° з. д. и 15° в. д. на параллели 30° с. ш. и в ряде других более мелких районов, в то время как в обширных зонах потоков (Гольфстрим, Северо-Атлантическое течение и др. с примыкающими акваториями), наблюдаются значительные различия вида годового хода обоих элементов. Объяснить это обстоятельство иначе как воздействием адвективного фактора не представляется возможным. Отсюда правомерен следующий вывод: разность между среднемноголетним годовым ходом поверхностной температуры воды и температуры воздуха является ничем иным, как среднемноголетней величиной вклада адвективной компоненты, которая является отражением совместного итога воздействия двух процессов, составляющих единое целое: прямой «доставкой» течением в исследуемый район соответствующей (холодной или теплой) водной массы и турбулентным обменом глубинных слоев с поверхностными в условиях динамической активности водных масс, обусловленной течениями. Как следствие этих эффектов мы имеем на одной и той же широте в теплом течении Гольфстрим (левая часть рис. 1) при зимней температуре воздуха 16° температуру воды на поверхности 22°, а в холодном Канарском течении (правая часть рис. 1) при той же температуре воздуха температуру воды 18°. В зоне круговорота Саргассова моря (центральная часть рис. 1) температура воды и воздуха на протяжении года близка и составляет нечто среднее между правой и левой частью упомянутого рисунка — 20—21°. Обращают на себя внимание и еще некоторые важные



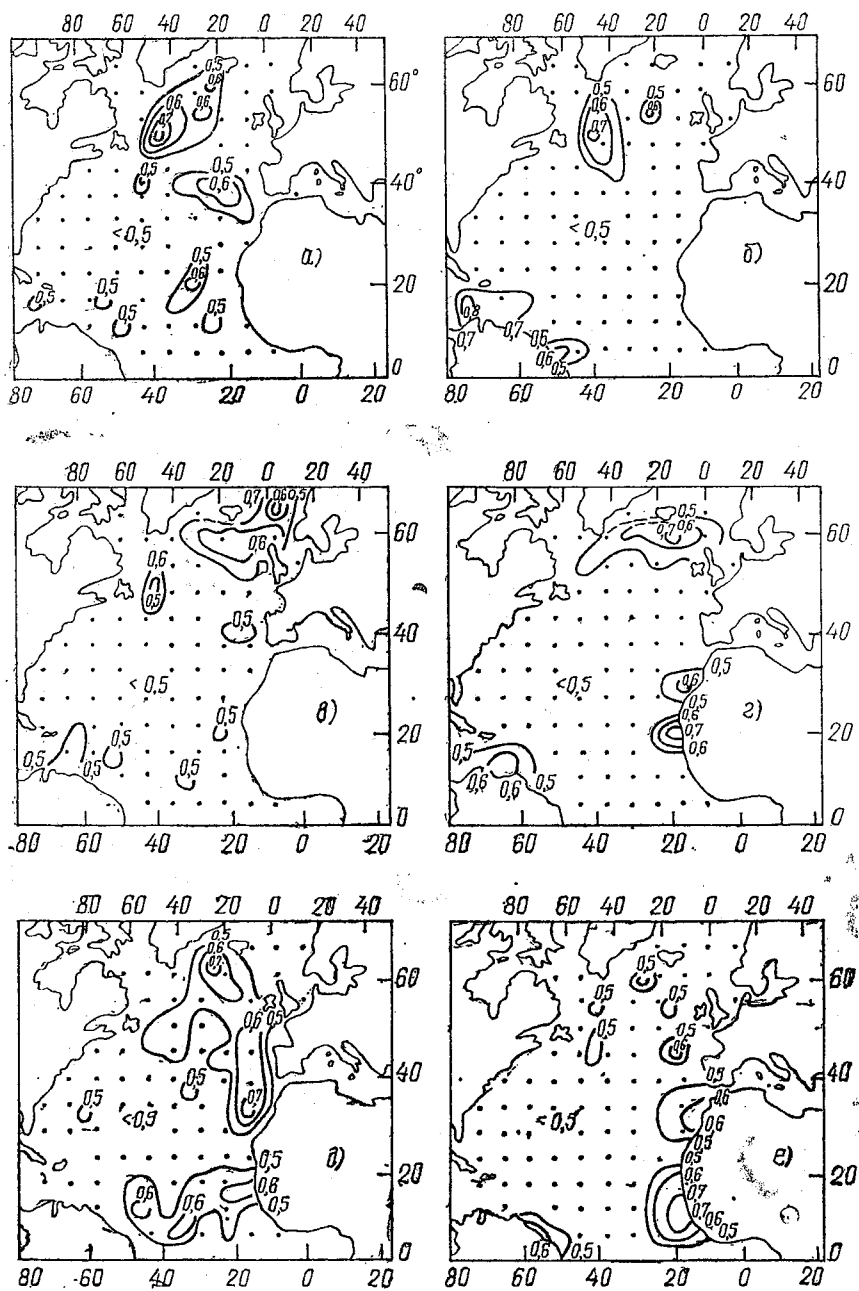


Рис. 3. Карты изокоррелят асинхронной связи между  $\Delta T_a(t)$  и  $\Delta T_w(\tau)$  и между  $\Delta T_a(t)$  и  $\Delta T_w(t+\tau)$ : а —  $\Delta T_a$  — март,  $\tau = 1$  мес.; б — март, 2 мес.; в — май,  $\tau = 1$  мес.; г — май, 2 мес.; д — март, 1 мес.; е — март, 2 мес.

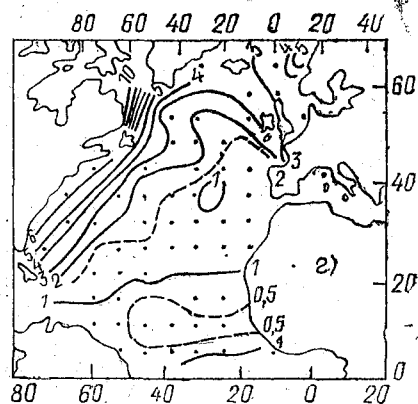
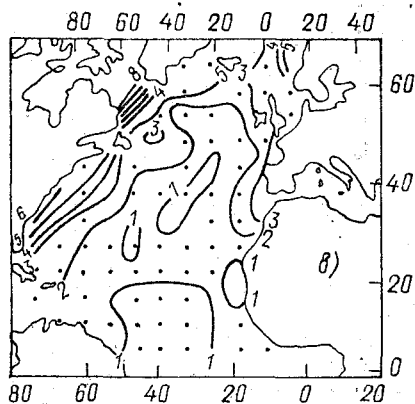
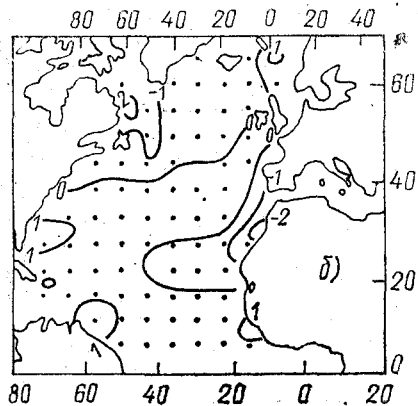
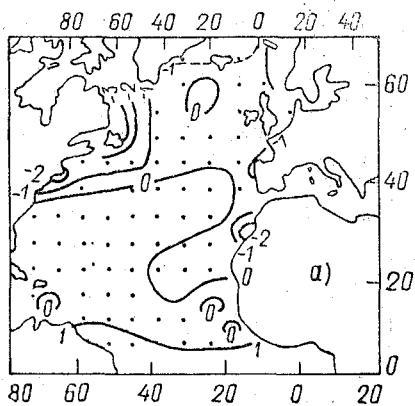


Рис. 4. Изолинии разности норм: а — июль; б — август; в — декабрь; г — январь

особенности. В Гольфстриме вся кривая годового хода температуры воды находится выше кривой температуры воздуха, в то время как в Канарском течении эти кривые дважды пересекаются, что свидетельствует о разнонаправленности процессов в обоих районах при формировании температуры воды в зимний период. Кроме того, в Канарском течении имеет место запаздывание на месяц максимума в годовом ходе температуры воды относительно температуры воздуха. И еще один любопытный факт, который не нашел отражения на рис. 1. Он касается принципиального различия годового хода температуры воды от района к району на акватории к северу от северной фронтальной зоны Гольфстрима и его полного согласия на огромной акватории к югу от южного фронта Гольфстрима в Саргассовом море. Имеется и еще много других особенностей, которые в совокупности позволяют сделать вывод о том, что обнаруживающаяся разность в зимние месяцы между температурой воды и воздуха в зонах потоков и практически отсутствие таковой в районах слабой динамической активности, является ничем иным, как вкладом адвективной компоненты, которая наиболее развита в зимнее время и слабо развита в летние месяцы. Это дало основание на основе данной разности построить ежемесячные карты среднемесячного распределения адвективной составляющей поля температуры поверхности воды по всей северной половине Атлантического океана. Четыре карты для наиболее ярко выраженных ситуаций в летние (а, б) и зимние (в, г) месяцы приведены на рис. 4. Карты не нуждаются в особых комментариях. Как и следовало ожидать, наибольшие величины адвекции приурочены к зонам потоков, причем абсолютно большие величины наблюдаются в зоне Лабрадорского течения. Совершенно очевидно, что поднятый вопрос нуждается в дальнейшем обосновании. Однако поднятый уже в этом виде, он дает пищу для серьезных размышлений, поскольку появилась надежда на выделение адвективной компоненты температуры воды в текущих данных наблюдений, исследования ее изменчивости и поиска прямых причинно-следственных связей.

#### ЛИТЕРАТУРА

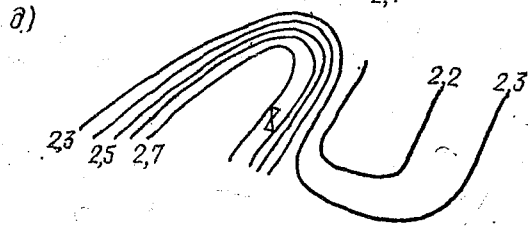
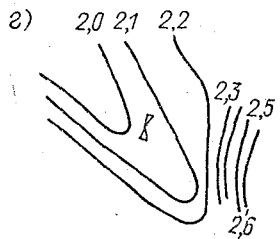
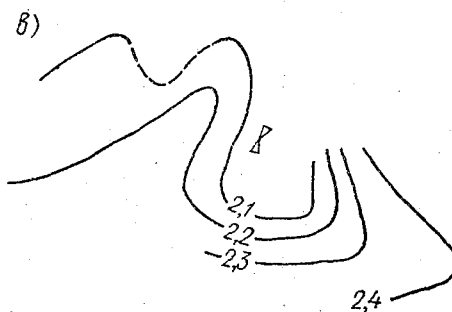
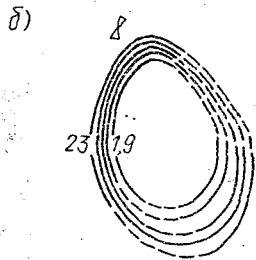
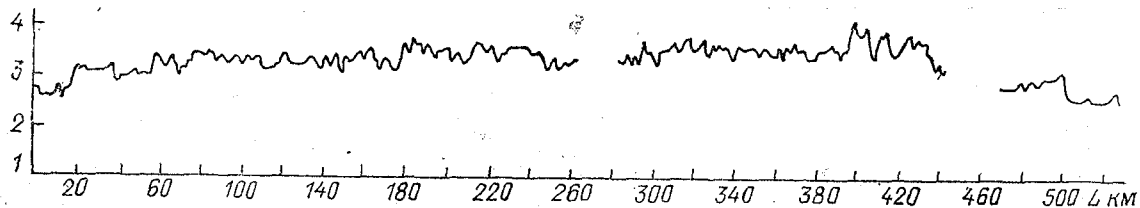
1. *Суставов Ю. В.* Результаты совместных исследований процессов в океане и атмосфере применительно к задаче долгосрочных прогнозов гидрометеорологических элементов. — Пленарные доклады VIII Всес. конф. по промышленной океанологии. ВНИРО, 1990, с. 98—107.
2. *Суставов Ю. В.* Структура изменчивости тепловых процессов в Атлантическом океане и ее пространственное районирование по спектральным составляющим. — Тр. ЛГМИ, 1991, вып. 112, с. 6—16.
3. *Алексеев Г. В.* О формировании аномалий среднемесячной температуры воды в Северной Атлантике. — Тр. ААНИИ, т. 381, 1982.
4. *Суставов Ю. В.* Формирование изменчивости гидрофизических процессов в морях с различным характером водообмена с океаном. Режимобразующие факторы, информационная база и методы ее анализа. — Гидрометеоздат, 1989, с. 266—288.

## ОСОБЕННОСТИ МЕЗОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ ВОД В ОДНОРОДНЫХ ЗОНАХ БАРЕНЦЕВА МОРЯ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ

Исследования статистической структуры полей температуры воды Баренцева моря по данным крупномасштабных океанографических съемок и непрерывной регистрации температуры поверхностного слоя на длительных галсах [5] показали, что в данном регионе на фоне синоптических колебаний с характерными масштабами 200—350 км наблюдается существенная изменчивость мезомасштабного диапазона. Типичные размеры формирующих ее неоднородностей составляют 5—10 и 25—30 км. Амплитуды таких флуктуаций в поверхностных и глубинных слоях не превышают  $0,5^{\circ}\text{C}$ , соответствующие среднеквадратические отклонения достигают  $0,1$ — $0,2^{\circ}\text{C}$  в квазиоднородных и  $0,5^{\circ}$  — в высокоградиентных слоях. Вклад этих составляющих в общую дисперсию изменяется от  $5$ — $8^{\circ}$  до  $40$ — $50^{\circ}$  в зависимости от выраженности синоптических неоднородностей. Данные оценки оказались близкими к полученным для различных районов Северной Атлантики [1, 6]. Качественно иллюстрирует отмеченные особенности пример записи температуры поверхностного слоя воды (ТПСВ) на одном из длительных галсов, представленный на рис. 1, а.

При объективном анализе судовых данных в прикладных целях учет изменчивости с масштабами нескольких километров практически невозможен, необходимо надежное ее исключение без искажения структуры поля синоптических масштабов и с одновременной оценкой соответствующих погрешностей восстановления полей. В работе [5] показано, что это достигается сглаживанием данных океанографических съемок с шириной окна около 50 км или временных рядов наблюдений с интервалом 1 сутки. В то же время мезомасштабные процессы играют значительную роль в перераспределении тепла по вертикали и горизонтали [10]. Поэтому для выбора методов параметризации подсеточных эффектов при построении математических моделей океанографических процессов синоптического масштаба желательно более подробное знание механизмов, формирующих элементы пространственной структуры поля с характерными размерами несколько километров.

В общем случае физические причины существования мезомасштабной структуры океанографических полей весьма многообразны: неравномерность ветрового перемешивания и солнечного прогрева, особенности распределения поверхностных слоев моря вследствие колебаний таяния льдов или осадков, ячеистый характер конвекции, интрузионные процессы, апвеллинги, циркуляция Ленгмюра и т. д. [7, 10]. Исследования по натурным данным фор-



1 миля — 2,5 — 1;  $\delta$  - 2:

Рис. 1. Примеры изменчивости температуры поверхностного слоя воды по данным непрерывной регистрации на ходу судна: а — на длительном галсе между точками  $\phi=69^{\circ}30'$ ,  $\lambda=33^{\circ}30'$  и  $\phi=74^{\circ}20'$ ,  $\lambda=29^{\circ}10'$ , 24—25 марта 1989 года; б — д — в районе многосуточной станции в точке  $\phi=74^{\circ}30'$  с. ш.,  $\lambda=29^{\circ}10'$  в. д. в различные периоды (б — 27 марта, в — 30 марта, г — 1 апреля, д — 3—4 апреля 1989 г.). 1 — изотермы; 2 — положение АБС.

мируемой этими процессами двумерной или тем более трехмерной мезоструктуры полей весьма затруднены. Традиционные судовые съемки с расстояниями между станциями 10—20 миль и более не дают необходимого пространственного разрешения, непрерывные измерения обычно производятся лишь для поверхностного горизонта. Применение в регионе Баренцева моря перспективного для данных целей метода сканирования STD-зондом на ходу судна [7] также весьма проблематично в связи с недостатком соответствующей аппаратуры. Однако в первом приближении особенности мезоструктуры могут исследоваться на основе совместного анализа временной изменчивости океанографических параметров в отдельных фиксированных точках и сопровождающихся непрерывной регистрацией ТПСВ гидрологических съемок в их окрестности с достаточно малой пространственной дискретностью.

Такой анализ был выполнен по материалам нескольких специализированных экспериментов в различных районах Баренцева моря, проведенных в 1989—1990 гг. НИС «Профессор Молчанов» (Мурманское управление по гидрометеорологии) три непосредственном участии автора. Наблюдения были приурочены к точкам реперных станций, определенным в соответствии с рекомендациями работы [2] и расположенным в наиболее репрезентативных районах однородных зон моря. Главной их целью был сбор информации для отладки и верификации математических моделей эволюции вертикальной термической структуры с учетом горизонтальной адвекции тепла. В состав наблюдений входили постановка автономной буйковой станции (АБС) в центральной точке, осуществление регулярного термохалинного зондирования около нее через 1—2 ч в течение 8—12 суток, периодические мезо- и микромасштабные съемки.

Мезомасштабные съемки выполнялись в начале и в конце экспериментов на участке акватории вокруг реперной точки, ограниченном радиусом 17—25 миль с дискретностью станций не более 10 миль. Схемы и порядок обхода этих полигонов исходя из конкретных условий были различными, но планировались таким образом, чтобы продолжительность съемки не превышала 1—1,5 суток. В частности, в ряде случаев использовалась схема расстановки станций в вершинах равносторонних треугольников, обеспечивающая наибольшую точность восстановления полей при сжатых сроках съемки [9 и др.].

Микрополигоны состояли, как правило, из нескольких пересекающихся разрезов с дискретностью 4—5 миль, выполнялись в течение не более 12 ч и повторялись через некоторое время для исключения преобладающих в регионе 12-часовых волн. По-видимому, наиболее оптимальная схема производства таких экспериментов одним судном была отработана в 29-м рейсе НИС «Профессор Молчанов». Она заключалась в выполнении станций микрополигона в радиусе 5 миль от центральной точки путем последовательных отходов по шести лучам между основными 2-часовыми

сроками многосуточных наблюдений. Перед началом повторной съемки пропускался период в 6 ч. Это позволило без прерывания работ в реперной точке провести повторные наблюдения на каждой станции полигона через 18 ч. В результате получаются два поля, отражающие распределение гидрологических характеристик в моменты противоположных фаз полусуточных волн, что позволяет провести их корректное исключение при последующем анализе.

Все наблюдения на полигонах сопровождались непрерывной регистрацией ТПСВ. В качестве дополнительной при анализе использовалась аналогичная информация, собираемая во время дрейфа судна в окрестности центральной точки в промежутках между сроками зондирования.

Рассчитанные по данным многосуточных наблюдений за температурой воды структурные функции во всех случаях соответствовали типам, определенным ранее по архивным данным, и тем самым подтверждали правомерность принятой концепции однородных зон [5]. Повсеместно наблюдались хорошо выраженные 10—12-часовые колебания. В синоптическом диапазоне на различных станциях преобладающие масштабы временной изменчивости составляли 48—50, 75—80, 100—110 ч, что определялось частотой смены атмосферных барических ситуаций.

В период максимального сезонного выхолаживания вод (26.03—05.04.1989 г.) наблюдения проводились в стрессе Северной ветви Нордкапского течения (рис. 1, 2). Точка многосуточной станции находилась в однородном районе, но в 10—20 милях южнее крупномасштабной фронтальной зоны. В непосредственной близости станции располагался вторичный фронтальный раздел, севернее — зона антициклонической циркуляции, связанная с меандром основного фронта, а южнее — устойчивый глубинный циклон топографического происхождения, слабо проявляющийся на поверхности. В начале эксперимента, вероятно, вследствие конвективного пробоя над центром придонной зоны подъема изотерм в верхних слоях интенсифицировался циклонический вихрь с размерами около 8—10 км, на границах которого наблюдались вторичные фронты с перепадами температуры около  $0,4^{\circ}$ , сосредоточенными на расстояниях 1,3—1,5 км. По данным повторных съемок микрополигонов, вихрь продвигался к северу, причем глубинный циклон оставался практически неподвижен (рис. 1, б, 2, а).

Другие вторичные фронтальные разделы в исследуемом районе имели близкие к указанным характеристики: ширина их колебалась от 0,8 до 2,0 км, перепады температур —  $0,4^{\circ}$ — $0,5^{\circ}$ . Анализ особенностей временного хода температуры воды в центральной точке показал, что наиболее выраженная изменчивость связана с прохождением через нее локальных фронтов. В ходе метеорологических параметров отчетливо выделялись три штормовых периода с южным, северным и западным ветром. Под влияние первого упомянутый циклонический вихрь интенсифицировался

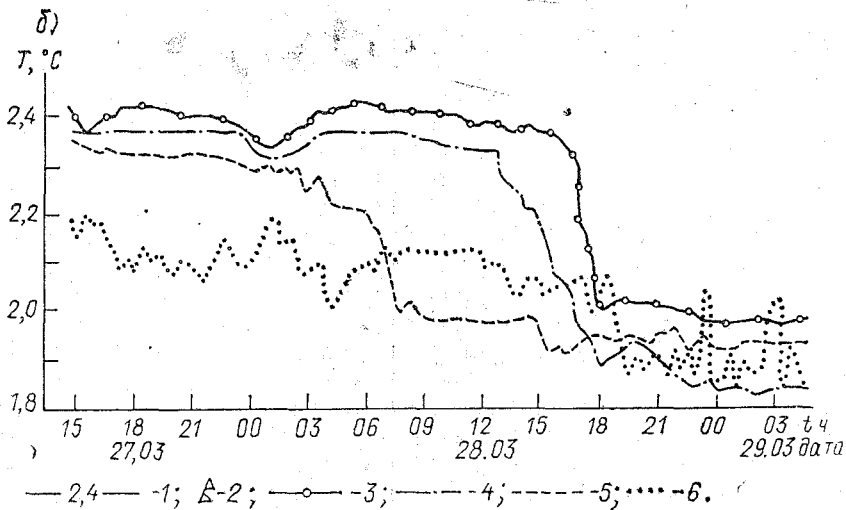
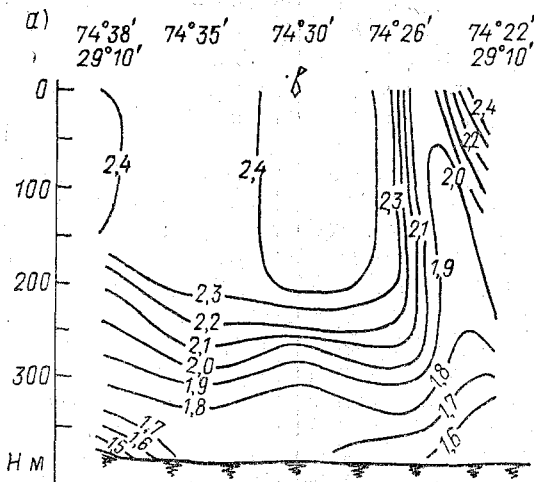


Рис. 2. Результаты наблюдений за пространственно-временной изменчивостью температуры воды в период эксперимента в районе реперной точки  $\varphi=74^{\circ}30'$  с. ш.,  $\lambda=29^{\circ}10'$  в. д. (27.03—05.04.1989 г., НИС «Профессор Молчанов»): а—распределение температуры на меридиональном разрезе 26—27 марта; б—временной ход температуры в центральной точке при прохождении локального фронта.

1—изотермы,  $^{\circ}\text{C}$ ; 2—положение АБС; 3—6 горизонты наблюдений АЦИТТ (3—20 м, 4—50 м, 5—150 м, 6—250 м).



и ускорил свое движение в направлении на ССЗ. Прохождение через станцию ограничивающего его локального фронта явилось причиной резкого падения температуры (в поверхностных слоях — между 15 и 18 ч 28 марта). Еще более четко этот процесс был зафиксирован АЦИТТами (рис. 2, б). Например, падение температуры на  $0,32^\circ$  на горизонте 20 м произошло в течение одного часа. По данным выполненных ранее микрополигонов, аналогичный перепад был сосредоточен на северной окраине циклона на расстоянии около 0,8 мили. Приблизительная оценка скорости движения вихря в таком случае составляет 0,8 уз. По данным повторных съемок микрополигона, примерно за сутки до этого момента вихрь сместился на 2,5 мили за 6 ч, т. е. скорость его с началом шторма возросла примерно в два раза. В дальнейшем интенсивность вторичных фронтов постепенно снижалась, но под влиянием сильных северных и северо-западных ветров к району работы, существенно приблизился вытянутый меандр основной фронтальной зоны. Точка наблюдений в этот период находилась в зоне довольно узкой перемычки относительно холодной воды (рис. 1 в, г) и колебания температуры носили квазипериодический характер. Длительный период сильных западных ветров в конце работ на станции вызвал интенсификацию и меандрирование струйного течения, связанного со вторичным фронтом (рис. 1, д). Это отразилось в довольно резком повышении температуры поверхностных слоев начиная с середины дня 3 апреля.

357393  
В 29-м рейсе НИС «Профессор Молчанов» в летний период (18.08—30.08.1990 г.) эксперимент выполнялся в северо-восточной части моря. Наиболее яркой особенностью структуры вод в верхних слоях оказалось наличие хорошо выраженного локального соленостного фронта (рис. 3), приводящее к формированию значительных горизонтальных градиентов плотности, развитию струйного течения и мезомасштабных вихревых образований вследствие его неустойчивости. Вихри, размерами около 5—8 км, проникающие на небольшую глубину (до 30—40 м), были зафиксированы как при выполнении первого полигона, так и во время заключительной съемки. Оценка радиуса деформации  $L_R = \frac{N}{f}H$  (где  $N$  —

средняя по глубине частота Вьяйсяля — Брента;  $f$  — параметр Кориолиса (инерционная частота);  $H$  — характерная глубина) [3] в связи с расположенным на малой глубине, но весьма резко выраженным пикноклином, составляет здесь около 1,6 км. По данным непрерывной регистрации ППСВ, на границах вихрей формировались обостренные локальные фронтальные разделы с перепадом температуры до  $0,4^\circ$  и шириной 0,6—0,7 км. Прохождение подобных локальных вихревых образований через точку много-суточных наблюдений можно было наблюдать по периодам резкого падения температуры воды в поверхностных слоях с одновременным подъемом сезонного термоклина несмотря на усиление ветра.

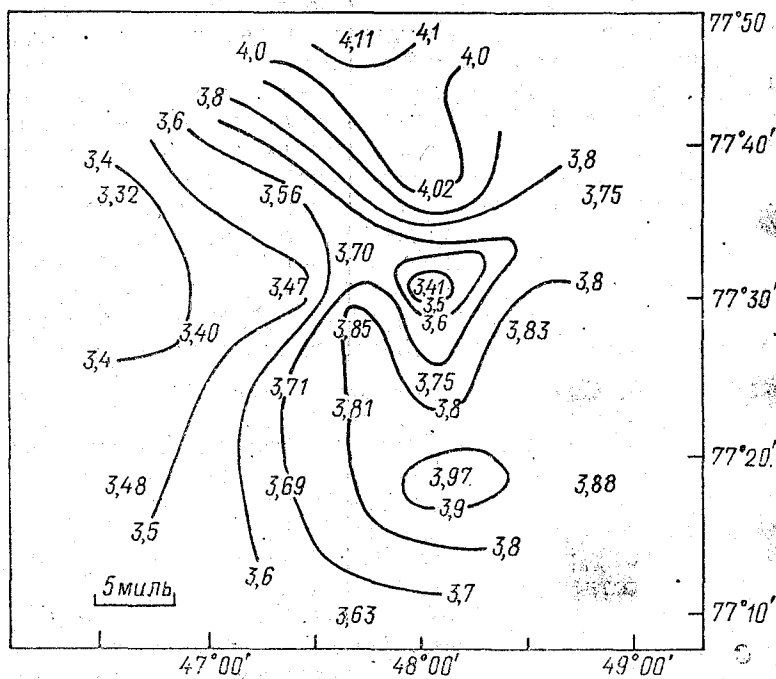
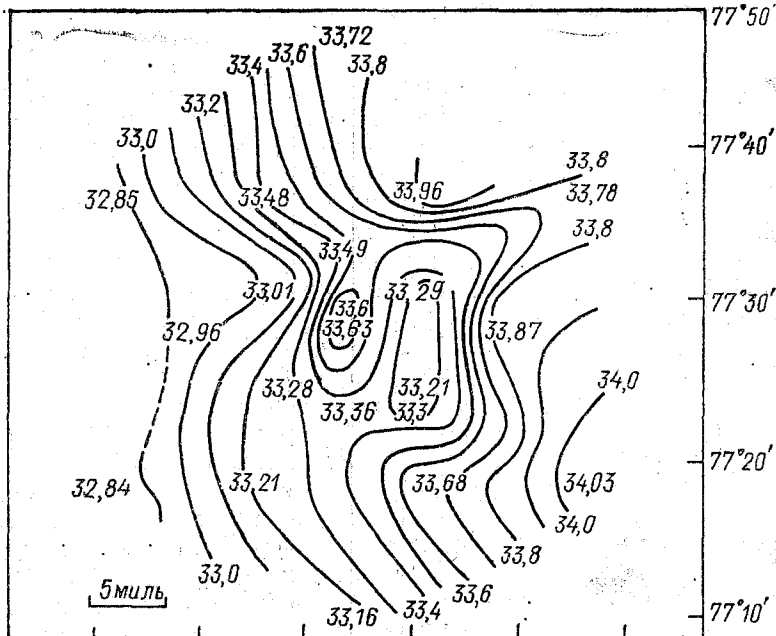


Рис. 3. Распределение солёности (‰) на поверхности моря (а) и температуры воды на горизонте 10 м (б) в районе реперной точки  $\varphi=77^{\circ}28'$  с. ш.,  $\lambda=47^{\circ}46'$  в. д. (18—19 августа 1990 г., НИС «Профессор Молчанов»).

Вследствие больших вертикальных градиентов солености под квазиоднородным слоем (на глубинах 15—30 м) теплообмен через термоклин в данном районе существенно ослаблен, что обуславливает поддержание резкого скачка температуры и стабильность глубины квазиоднородного слоя даже при значительном усилении ветра. В то же время глубина квазиоднородного слоя и величины вертикальных градиентов температуры в термоклине резко различались к западу и к востоку от соленостного фронта (соответственно  $\approx 10$  м,  $1,0-1,2^\circ\text{C}/\text{м}$  и  $20-22$  м,  $0,2-0,4^\circ\text{C}/\text{м}$ ). Синоптические колебания этих величин под воздействием штормовых усилений ветра благодаря отмеченной специфике процессов определялись не интенсификацией вертикального перемешивания, а смещением локального фронтального раздела. Другим следствием наличия резких неоднородностей в поле солености было изопикническое распространение в прифронтальном районе соленых и относительно более теплых, чем поверхностные, вод в нижней части квазиоднородного слоя, зафиксированное на ряде станций полигонов, а также на многосуточной станции в первые сутки работы (рис. 4, а). Позднее верхний слой был полностью перемешан.

В соответствии с известными климатическими особенностями северной части моря в данном районе под слоем скачка (на глубинах 40—70 метров) располагается слой холодных баренцевоморских вод, ниже его начинается рост температуры, обусловленный распространением на глубинах 100—200 м трансформированных атлантических вод. Максимум температуры располагался на горизонтах от 160 до 185 м. Распространение ядер атлантических вод ограничивалось, с одной стороны, локальными поднятиями дна до 200—210 м, а с другой — резким фронтом, отделяющим их от холодных вод, заполняющих прилегающую к району работ впадину с глубинами более 300 м (рис. 4, б). Микросъемка с дискретностью станций около 3 миль показала, что ширина этого фронтального раздела не превышала 3 мили при перепаде температуры около  $2^\circ\text{C}$ . Он был весьма стационарен, жестко «привязан» к линии резкого перегиба в уклоне дна на глубине около 270—275 м. При практическом отсутствии горизонтальных градиентов плотности на соответствующих глубинах резкая обостренность этого фронта и строго вертикальное его положение, по-видимому, поддерживались интенсивным процессом уплотнения при смешении. По данным многосуточных наблюдений, в предположительно стабильных глубинном и промежуточном слоях также наблюдалась заметная временная изменчивость. Выполненная в конце эксперимента детальная съемка района показала, что это обусловлено наличием в них мезомасштабных неоднородностей, распределение которых в пространстве оказалось взаимосвязанным. Холодный промежуточный слой разделялся участками с относительно более высокой температурой на отдельные линзы типа внутритермоклинных вихрей размерами около 20—30 км, под ними располагались наиболее теплые ядра атлантических вод

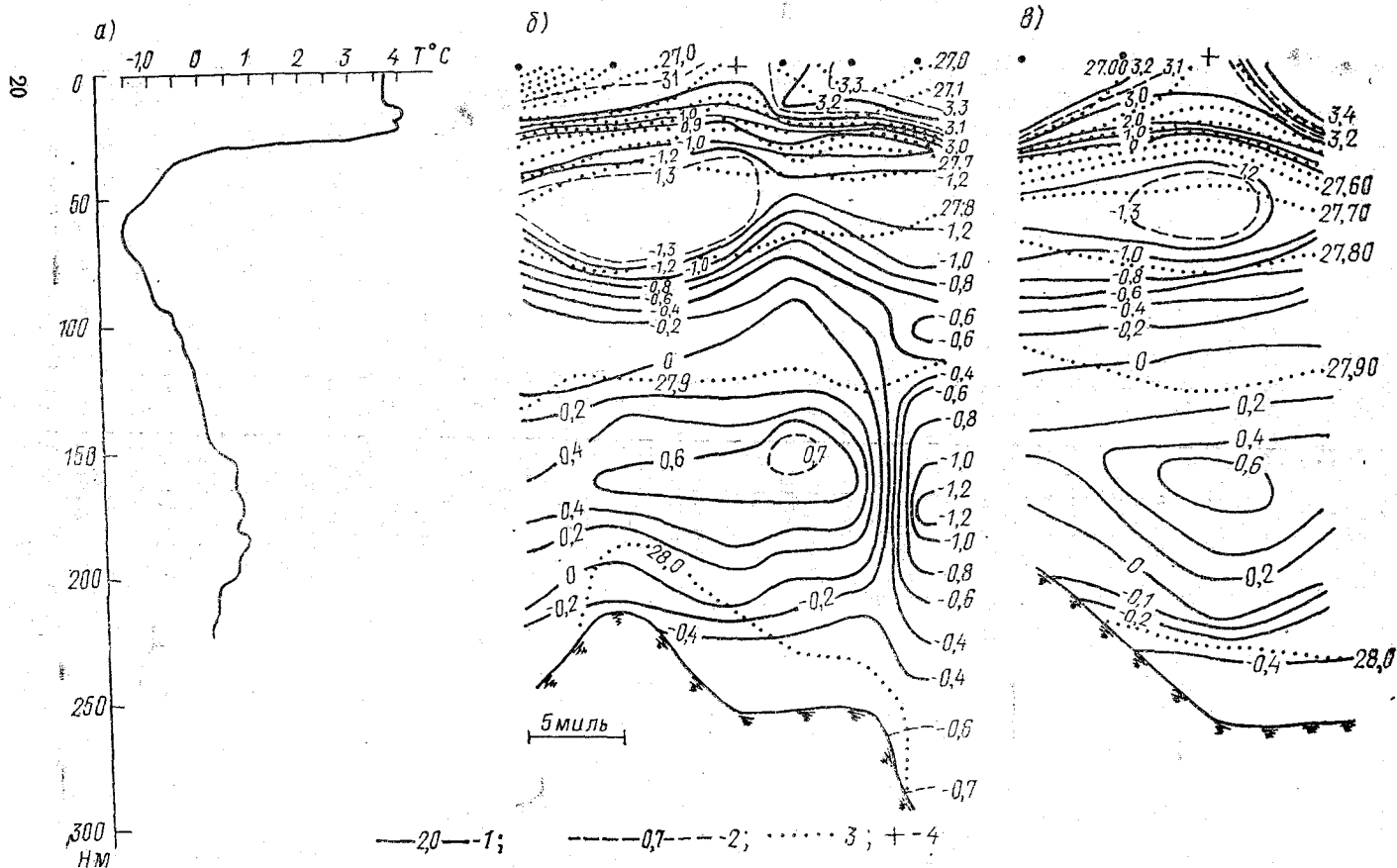


Рис. 4. Характерный профиль вертикального распределения температуры воды по наблюдениям 19—20 августа в реперной точке  $\varphi=77^{\circ}28'$  с. ш.,  $\lambda=47^{\circ}46'$  в. д. (а) и мезомасштабная структура вод в северо-восточной части заключительного полигона по данным пересекающихся разрезов (б) — в направлении ЮЗ—СВ; в — в направлении ЮВ—СЗ.

(рис. 4). Природа таких особенностей требует дополнительного изучения. Качественно механизм их формирования может выглядеть следующим образом, Холодный промежуточный слой ослабляется на отдельных участках активизации вертикальных движений под влиянием циркуляции, связанной с поверхностными локальными соленостными фронтальными разделами и вихрями, отмеченным выше глубинным фронтом, а также топографическими эффектами. В результате обособившаяся холодная линза приобретает динамику внутритермоклинного вихря, становится еще более устойчивой, что приводит к уменьшению в этой зоне потоков тепла из глубинного слоя и сохранению более теплого ядра по сравнению с прилегающими участками. В окрестности линзы теплообмен между слоями напротив несколько усиливается благодаря интенсификации вертикальных движений. Предположительно подобные процессы (в дополнение к обсуждавшимся ранее механизмам [4, 8 и др.]) могут играть определенную роль в разрушении холодного экранирующего слоя, препятствующего поступлению тепла глубинных атлантических вод к поверхности моря.

Таким образом, специализированные эксперименты в окрестностях реперных точек наряду со сбором информации для отладки численных моделей позволили установить, что важными причинами мезомасштабной изменчивости полей температуры в однородных зонах являются формирование локальных фронтов с перепадами температуры до  $0,4^{\circ}$ — $0,5^{\circ}$  С, сосредоточенными на расстояниях порядка 1 км, а также их меандрирование и образование вихрей с характерными размерами 5—10 км. По результатам анализа следует также отметить, что из всех возможных факторов, приводящих к возникновению элементов структуры рассматриваемого масштаба [7, 10], в Баренцевом море наибольшую роль должны играть пространственная неравномерность ветрового перемешивания и ячеистый характер конвекции, порождающий развитие конвективных вихрей. Кроме того, в северной части моря весьма важным является наличие неоднородностей в поле солености вследствие неравномерного таяния ледяного покрова, которые приводят к формированию связанных с ними особенностей полей температуры.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Грузинов В. М., Гинкул В. Г., Гудзь П. К., Михалечко Ю. Е. Некоторые черты мезомасштабной изменчивости полей температуры и солености в районе субполярного фронта Северной Атлантики. — В сб.: Исследование процессов взаимодействия океана и атмосферы. — М.: Гидрометеоздат, 1984, с. 191—200.
2. Денисов В. В., Зуев А. Н., Лебедев И. А. Научно-методические принципы организации системы океанографических наблюдений для исследования крупномасштабной изменчивости Баренцева моря. — Тр. ААНИИ, 1989, т. 415, с. 126—135.
3. Каменкович В. М., Кошляков М. Н., Монин А. С. Синоптические вихри в океане. — Л.: Гидрометеоздат, 1987. — 511 с.
4. Лебедев И. А. О влиянии глубинных атлантических вод на ледово-гидрологические процессы в северной части Баренцева моря. — Тр. ААНИИ, 1992, т. 430, с. 130—142.

5. *Лебедев И. А.* Статистические характеристики синоптической и мезомасштабной изменчивости температуры воды в Баренцевом море. — Тр. ААНИИ, 1992, т. 430, с. 116—129.

6. *Михалечко Ю. Е.* Особенности пространственно-временной изменчивости температуры и солёности мезомасштабного диапазона в Северной Атлантике. — Тр. ГОИН, 1988, вып. 192, с. 42—49.

7. *Монин А. С., Озмидов Р. В., Пака В. Т.* Исследование мезоструктуры гидрофизических полей океана. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1989, т. 25, № 12, с. 1308—1320.

8. *Никифоров Е. Г., Шнайхер А. О.* Закономерности формирования крупномасштабных колебаний гидрологического режима Северного Ледовитого океана. — Л.: Гидрометеоздат, 1980. — 269 с.

9. *Тимченко И. Е.* Рационализация съёмки пространственно-временных полей океана на полигонах. — В сб.: Океанологические исследования. — М.: Наука, 1975, № 27, с. 47—53.

10. *Федоров К. Н., Гинзбург А. И.* Приповерхностный слой океана. — Л.: Гидрометеоздат, 1988. — 303 с.

УДК 551.46

*А. С. АВЕРКИЕВ, В. А. ПЛОТНИКОВ (МГНВП «СИСТЕМА»),  
К. Л. ВОРОНКОВ (РГГМИ)*

## **ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ ГИПОТЕЗЫ ПРОНИКНОВЕНИЯ АТЛАНТИЧЕСКИХ ВОД ИЗ БАРЕНЦЕВА МОРЯ В АРКТИЧЕСКИЙ БАССЕЙН ЧЕРЕЗ ПРОЛИВ МАКАРОВА**

В сентябре 1991 г. сотрудниками МГНВП «Система» при Российском государственном гидрометеорологическом институте (РГГМИ) и Полярного института рыбного хозяйства и океанографии (ПИНРО) была проведена экспедиция на НИС «Ахил» (57 рейс) и выполнен комплекс океанографических исследований в проливе между островами Новая Земля и Земля Франца-Иосифа (пролив Макарова).

Одной из задач экспедиции было изучение водных масс и водообмена Баренцева моря с Арктическим бассейном. Необходимость натуральных экспериментов в этом регионе диктуется требованиями получения достоверных данных для задания граничных условий в математических моделях циркуляции, теплообмена, климата, а также для построения надежных методик рыбопромысловых прогнозов. Известно, что атлантические воды поступают в Баренцево море через южную и центральную части пролива между о. Медвежий и м. Нордкап, а холодные арктические воды выходят из него вдоль северного склона этого же желоба. Однако приток вод в Баренцево море здесь не уравновешивается оттоком. По данным инструментальных измерений течений, в Мед-

вежинском желобе приток составляет около 3 свердрупов, а отток — в три раза меньше (около 1 свердрупа). Следовательно, 2/3 массы теплых атлантических вод должны вытекать из Баренцева моря где-то в других местах, вероятнее всего, между островами Шпицберген и Земли Франца-Иосифа и в проливе Макарова (гипотеза Бергенского института морских исследований [1]). Но об этом можно лишь догадываться, так как инструментальные измерения течений в этих районах малочисленны.

В соответствии с программой 57 рейса НИС МИ-0846 «Ахил» был выполнен полигон из 65 батометрических станций, многосуточная станция и установлены 4 притопленные буйковые станции (ПБС) с измерителями течений АЦИТ (рис. 1). ПБС 1 была установлена 9 сентября и поднята 23 сентября 1991 г. Результаты ее измерений обработаны и приводятся в статье. Другие ПБС установлены соответственно 13, 14 и 23 сентября 1991 г. Подъем предполагается осуществить в июне — сентябре 1992 г.

В период выполнения съемки полигона гидрологические условия определялись взаимодействием четырех водных масс: в верхнем 25-метровом слое располагалась поверхностная арктическая водная масса, в слое 25—80 м — промежуточная баренцевоморская, в слое 80—300 м — атлантическая, глубже 300 м — придонная баренцевоморская (рис. 2).

Поверхностная арктическая водная масса формируется в летний период в результате перемешивания пресных вод материкового стока, а также вод, образующихся при таянии льдов, с морскими водами. Ее  $T, S$ -индекс —  $0,7^{\circ}\text{C}$ ,  $32,68\%$ . Вблизи кромки льдов и у побережья островов, где возможен сход ледников, температура воды понижается до  $-1,4^{\circ}\text{C}$ . В пределах полигона температура воды в ней изменялась от  $-1,4$  до  $-0,7^{\circ}\text{C}$ , соленость — от  $32,5$  до  $33,4\%$ . Ядро водной массы залегало на глубинах 20—25 м.

Промежуточная баренцевоморская водная масса формируется в зимний период при выхолаживании поверхностного слоя. В процессе зимней конвекции она опускается в подповерхностный слой и перемешивается с более соленой атлантической водой.  $T, S$ -индекс промежуточной баренцевоморской воды —  $1,8^{\circ}\text{C}$ ,  $34,15\%$ . На полигоне ее температура изменялась от  $-1,8$  до  $0,0^{\circ}\text{C}$ , соленость — от  $33,85$  до  $34,50\%$ . Ядро было расположено на глубинах 30—40 м.

Атлантическая водная масса поступает в западную часть Баренцева моря с характеристиками  $4-6^{\circ}\text{C}$ ,  $34,9-35,1\%$ . Здесь она несколько трансформируется, перемешиваясь с промежуточной баренцевоморской водой, охлаждается и немного распресняется. В Баренцевом море ее  $T, S$ -индекс может быть принят равным  $2,1^{\circ}\text{C}$ ,  $34,90\%$ . На полигоне в период съемки температура воды в ней изменялась от  $0,5$  до  $2,10^{\circ}\text{C}$ , соленость — от  $34,5$  до  $34,9\%$ . Ее ядро выделялось в центральной части пролива на глубинах 100—300 м.

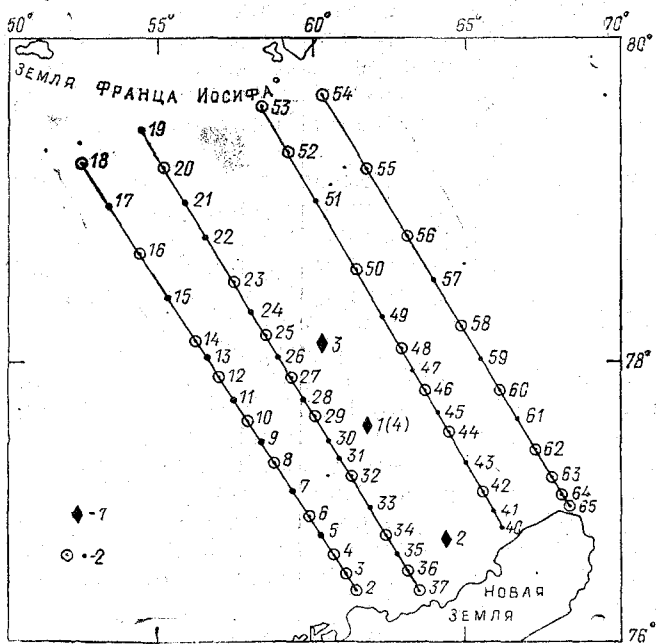


Рис. 1. Схема расположения разрезов и ПБС в районе работ: 1 — притопленные буйковые станции (ПБС); 2 — гидрологические станции.

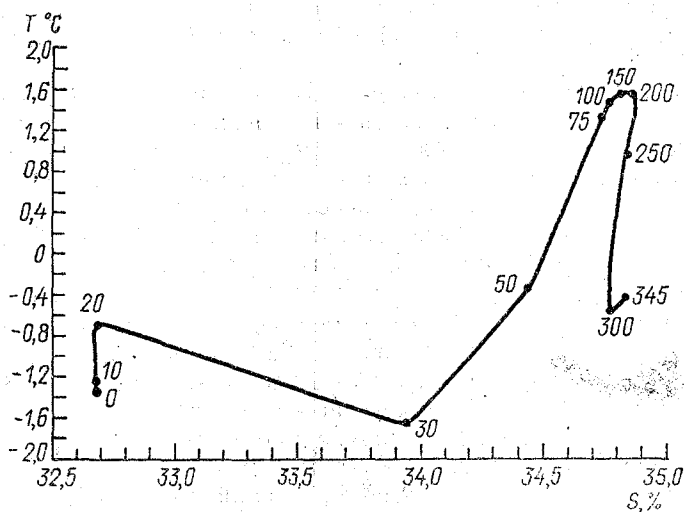


Рис. 2. T, S-диаграмма на станции № 49, 21.30 мск, 15.09.91



Ядро придонной баренцевоморской водной массы располагалось в придонных горизонтах, ее  $T$ ,  $S$ -индекс —  $0,6^{\circ}\text{C}$ ,  $34,77\text{‰}$ . На полигоне температура воды в ней изменялась от  $-0,6$  до  $0,5^{\circ}\text{C}$ , соленость от  $34,77$  до  $34,86\text{‰}$ .

Атлантическая водная масса — это наиболее теплая водная масса в Арктическом бассейне, она может служить трассером тепловых потоков, поступающих из Атлантики и распространяющихся в Баренцевом море и на его границах. В сентябре 1991 г. линза атлантической водной массы была обнаружена на северо-восточной границе Баренцева моря в проливе Макарова (рис. 3). Она располагалась в западной части пролива. Ее вертикальная протяженность была около 250 м и охватывала слой воды от 50 до 300 м, ширина около 100 миль, длина превышала размеры полигона по оси пролива (более 180 миль). Наибольшая измеренная температура в линзе достигала  $2,1^{\circ}\text{C}$ , соленость  $34,9\text{‰}$  (ст. 49, горизонт 100 м).

Однако само по себе присутствие линзы в этом регионе еще не является свидетельством того, что здесь происходит отток атлантических вод из Баренцева моря в Арктический бассейн. С такой же вероятностью эта линза могла войти в пролив и из Арктического бассейна. Результаты гидрологической съемки и инструментальные измерения течений показывают, что гипотеза об оттоке атлантических вод через северо-восточную границу Баренцева моря имеет право на существование.

На гидрологических разрезах вдоль восточного края линзы наблюдается заглупление изотерм и изохалин (рис. 3), характерное для антициклонических круговоротов. Но если в восточной части пролива действительно существовал антициклонический круговорот, то на западной периферии этого круговорота, в том числе и в районе линзы, движение вод должно было быть направлено на северо-восток, то есть из Баренцева моря в Арктический бассейн. Скорее всего этот круговорот являлся не причиной, а следствием Северо-восточного течения. И это течение, вероятно, было достаточно интенсивным, чтобы обеспечить существование фрикционного антициклонического круговорота вдоль побережья Новой Земли. В свою очередь, вертикальные движения в круговороте обусловили опускание изолиний термохалинных характеристик.

Расчеты течений динамическим методом и инструментальные измерения течений подтверждают анализ гидрологической съемки.

В результате расчета скорости течений динамическим методом (рис. 4) получено, что в проливе наблюдались два разнонаправленных потока. В западной части пролива в районе прохождения линзы преобладал поток северо-восточного направления. Его ширина составляла 150—170 миль, по вертикали он охватывал весь слой воды от поверхности моря до дна. В восточной части пролива

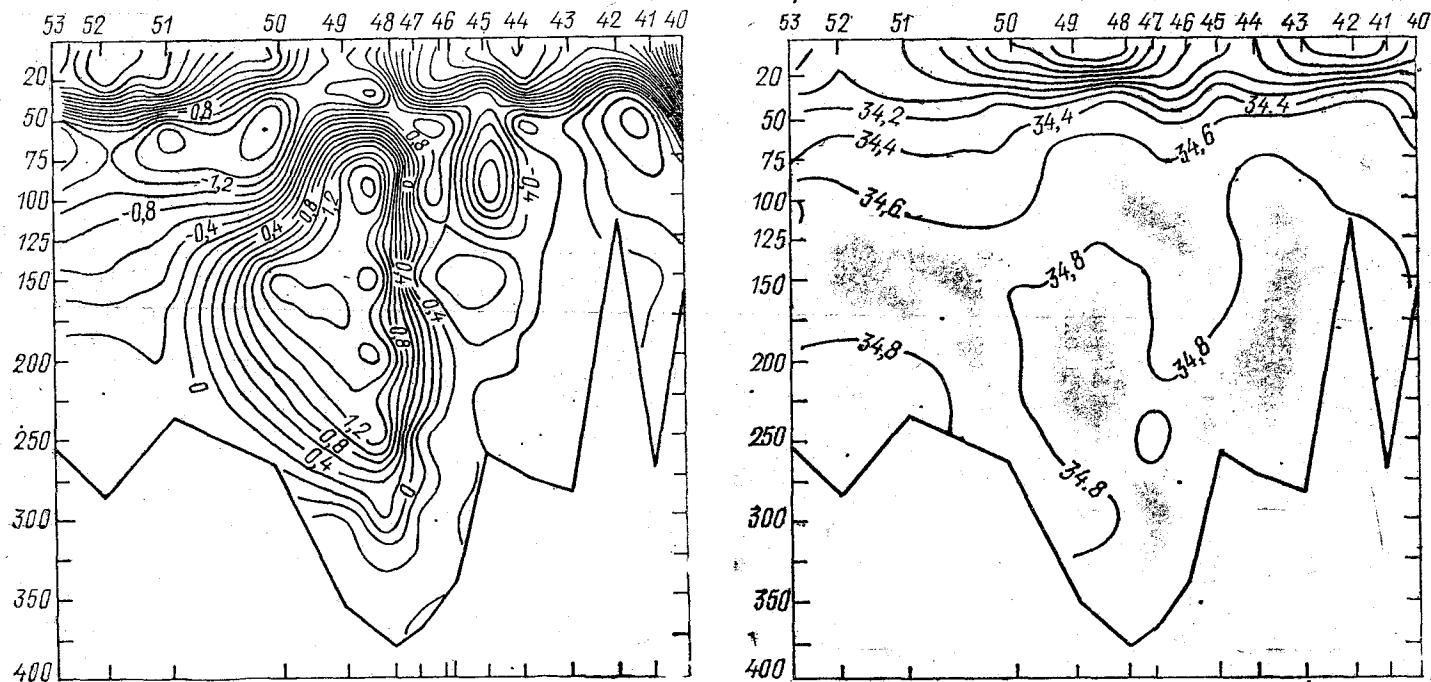


Рис. 3. Распределение температуры (а) и солёности (б) на разрезе 3 в проливе Макарова, 15—16.09.91.

действовал юго-западный поток. Он был примерно в два раза уже северо-восточного, но также охватывал всю толщу пролива от поверхности моря до дна, в поверхностном слое выделялся стержень течения.

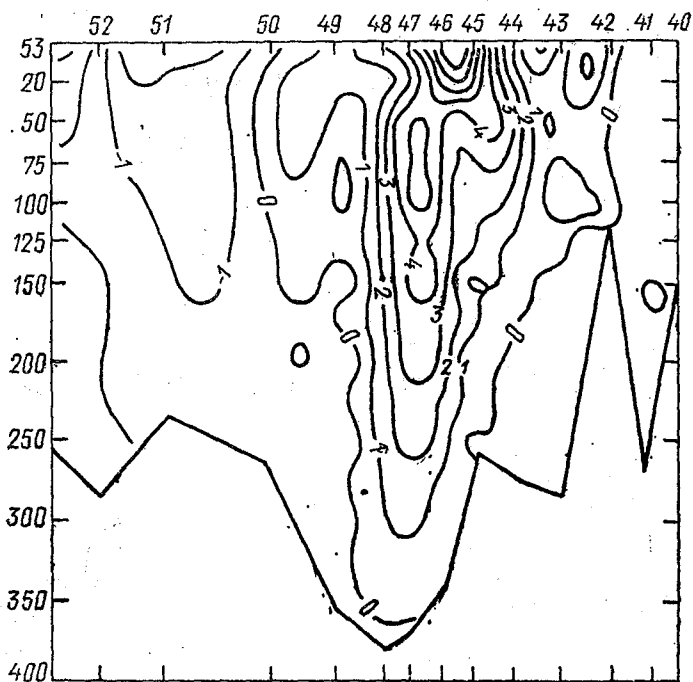


Рис. 4. Скорость течения, рассчитанная динамическим методом, на разрезе № 3, 15—16.09.91.

Инструментальные измерения течений на ПБС 1 проводились на двух горизонтах: 119 и 319 м. На рис. 5 приведены значения температуры, солёности, модуля скорости и направления течений с дискретностью 1 ч на горизонте 119 м за период с 9 по 23 сентября 1991 г. (330 ч). Временной ход температуры и солёности показывает, что ПБС 1 была установлена на восточной границе атлантической линзы: наблюдались периодические повышения и понижения этих характеристик. Во временном ходе параметров течений выделяется полусуточная приливная составляющая. После фильтрации приливной составляющей и осреднения за весь период наблюдений получены результирующие векторы течений. На горизонте 119 м среднее значение скорости составило 2,8 см/с, направления — 20°; на горизонте 319 м соответственно — 6,4 см/с и 10°. Таким образом, на обоих горизонтах течения были направлены на северо-восток.

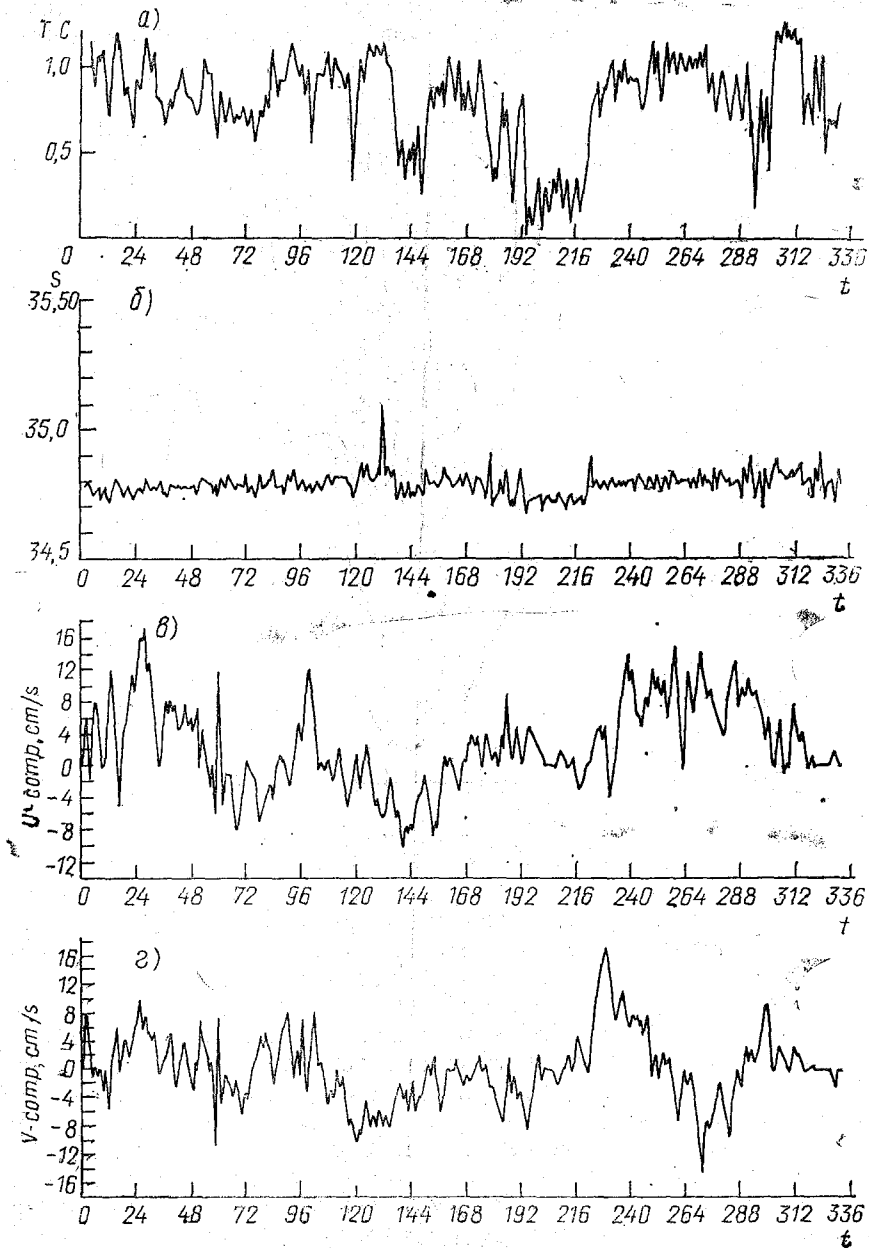


Рис. 5. Временной ход температуры (а), солёности (б) и составляющих скорости течения (в, г) по данным ПБС-1. Начало наблюдений: 17.00 мск 09.09.91, конец наблюдений: 12.00 мск 23.09.91.

В заключение можно сделать вывод о том, что в результате экспедиции получены предварительные доказательства оттока атлантической водной массы из Баренцева моря в Арктический бассейн через пролив Макарова. Несомненно, что учет этого фактора будет опосредствовать как оправдываемости ледовых прогнозов, обеспечивающих навигацию в Арктике, так и более корректной постановке задач моделирования климата и циркуляции вод. Очевидно также, что подобные исследования необходимо продолжить и проводить их на регулярной основе. К сожалению, придется констатировать тот факт, что в настоящее время даже подъем оставшихся работающих станций становится маловероятным, так как финансирование проекта, в рамках которого были осуществлены постановки ПБС, прекращено. В связи с этим авторы предлагают всем организациям, заинтересованным в получении данных о циркуляции вод в районах островов Новая Земля и Земля Франца-Иосифа, принять участие в финансировании экспедиции, организуемой в июне—сентябре 1991 г. для подъема ПБС и для дальнейших исследований. Адрес МГНВП «Система»: 195027, Санкт-Петербург, проспект Металлистов, 3. Расчетный счет 10100609519 в Красногвардейском отделении ПСБ, МФО 171092.

УДК 551.46.073—52

*Б. А. СМОЛЬНИКОВ (С.-Пб. ГТУ),  
И. Н. КОШИЦ (ЦНИИ «ГИДРОПРИБОР»)*

## **ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ДВИЖЕНИЯ ЗАГЛУБЛЕННОГО В ПОТОКЕ БУЯ АВТОНОМНОЙ БУЙКОВОЙ СТАНЦИИ**

Одним из наиболее распространенных в океанографических исследованиях устройств является заглубленный буй, находящий применение в самых разнообразных областях знаний и технологий (таких, например, как метеорология, океанология, геофизика, подводная геология и т. д.). В большинстве применений к заглубленному бую предъявляется одно существенное требование: он должен по возможности выдерживать требуемую величину заглубления под поверхностью океана с тем, чтобы, во-первых, его бортовая аппаратура работала в пределах заданного глубинного слоя; и, во-вторых, чтобы он сам не разрушился при слишком

большом заглублении под действием чрезмерного гидростатического давления. Как правило, рост заглубления бую происходит вследствие увеличившейся скорости течения или же из-за изменения профиля скоростей [1—2]. Отвлекаясь здесь от последнего фактора, трудно поддающегося учету, поставим целью изучение того, как зависит глубина погружения бую от скорости течения, полагая профиль скорости постоянным по глубине. На первом шаге исследования для упрощения выкладок и получения наглядных результатов воспользуемся гипотезой о нулевой плавучести буйрепа, т. е. положим, что его плотность равна плотности жидкой среды (эта гипотеза вполне оправдывается при использовании синтетических канатов в качестве буйрепов). В этом предположении уравнения равновесия буйрепа в однородном горизонтальном потоке скорости приобретают следующий вид [3]:

$$\frac{dT}{dz} = 0, \quad \frac{dx}{dz} = \operatorname{ctg} \theta, \quad \frac{d\theta}{dz} = \frac{\lambda}{T} \sin \theta, \quad \frac{dS}{dz} = \frac{1}{\sin \theta}. \quad (1)$$

Здесь  $S$  — текущая длина буйрепа;  $x$  — его горизонтальная проекция;  $T$  — натяжение буйрепа;  $\theta$  — угол наклона его к горизонту;  $z$  — вертикальная координата рассматриваемого сечения,  $\lambda = \gamma v^2$  — коэффициент, характеризующий силу гидродинамического сопротивления единицы длины буйрепа. Система (1) легко интегрируется, и ее общее решение есть [3]:

$$T = \operatorname{const}, \quad \ln \operatorname{tg} \theta/2 = kz + C,$$

$$x = \frac{1}{k} [ch C - ch(kz + c)], \quad S = \frac{1}{k} [Sh(kz + c) - Sh C], \quad (2)$$

где  $Sh$  — число Струхаля;  $k = \lambda/T = \operatorname{const}$ , а  $C$  — константа интегрирования.

В качестве граничных условий примем неподвижное крепление нижней точки  $A$  буйрепа ( $S_A = 0$ ,  $x_A = 0$ ,  $z_A = 0$ ) и наличие свободного бую в верхней точке  $B$  ( $S_B = l$ ,  $z_B = h$ ). Наличие бую означает, что натяжение  $T_B$  в точке  $B$  (а значит, и на всей длине буйрепа) складывается из силы гидродинамического сопротивления бую в потоке  $R = C_x \rho v^2$  и вертикальной силы  $P$

$$P = C_y P v^2 + G. \quad (3)$$

Здесь  $C_x$ ,  $C_y$  — коэффициенты лобового сопротивления и подъемной силы,  $\rho$  — коэффициент, а  $G$  — разность силы Архимеда и

веса буга. Исходя из этих выражений находим граничные условия в точке  $B$ :

$$T_B = \sqrt{R^2 + P^2} = \sqrt{(C_x^2 + C_y^2) p^2 v^4 + 2G C_y v v^2 + G^2}, \quad (4)$$

$$\operatorname{tg} \theta_B = \frac{P}{R} = \frac{C_y p v^2 + G}{C_x p v^2} = \frac{C_y}{C_x} + \frac{G}{C_x p v^2}. \quad (5)$$

Используя эти условия, попытаемся построить зависимость  $h = h(v)$ . С этой целью воспользуемся вытекающим из второго соотношения (2) выражением

$$\operatorname{ctg} \theta = -\operatorname{Sh}(kz + C), \quad (6)$$

которое применительно к точке  $B$  позволяет представить полную длину буйрепа в виде

$$\begin{aligned} kl &= \operatorname{Sh}(kh + C) - \operatorname{Sh} C = -\operatorname{ctg} \theta_B - \operatorname{Sh} C = \\ &= -\frac{C_x p v^2}{C_y p v^2 + G} - \operatorname{Sh} C. \end{aligned} \quad (7)$$

Выражая отсюда константу  $C$  и подставляя ее затем снова в соотношение (6) для  $z_B = h$ , получим искомую зависимость

$$h = \frac{1}{k} \left[ \operatorname{Arsh} \left( \frac{C_x p v^2}{C_y p v^2 + G} + kl \right) - \operatorname{Arsh} \frac{C_x p v^2}{C_y p v^2 + G} \right], \quad (8)$$

где следует учитывать, что

$$k = \frac{\lambda}{T_B} = \frac{\gamma v^2}{\sqrt{(C_x^2 + C_y^2) p^2 v^4 + 2G C_y p v^2 + G^2}}. \quad (9)$$

Зависимость (8) можно несколько упростить, если воспользоваться тем соображением, что в реальных условиях имеем

$$\operatorname{ctg} \theta_B = \frac{C_x p v^2}{C_y p v^2 + a} \ll kl, \quad (10)$$

и поэтому в выражении (8) можно отбросить все слагаемые, кроме  $kl$ . В результате придем к следующей простой зависимости:

$$h \approx \frac{\operatorname{Arsh} kl}{k}, \quad (11)$$

которая при  $v \rightarrow 0$  дает очевидное значение  $h = l$ , а при  $v \rightarrow \infty$  дает величину

$$k_\infty = \frac{\operatorname{Arsh} k_\infty l}{k_\infty}, \quad h_\infty = \frac{\gamma}{p \sqrt{C_x^2 + C_y^2}}, \quad (12)$$

характеризующую предельное снижение буга на очень быстром течении.

Ясно, что, хотя такой буй и не будет полностью индифферентным к скорости течения, величина его снижения в каком-либо диапазоне скоростей  $v_1 \leq v \leq v_2$  будет определяться шириной зоны изменения  $k$  в пределах  $k_1 \leq k \leq k_2$ , где

$$k_i = \frac{\gamma}{(C_x^2 + C_y^2) p^2 + \left[ \frac{G^2}{v_i^4} + 2G C_y p / v_i^3 \right]}, \quad (i=1, 2). \quad (13)$$

Видно, что диапазон  $k_1, k_2$  будет тем уже, чем меньше в подкоренном выражении величина второго слагаемого (в квадратных скобках) по сравнению с первым, обусловленным силами гидродинамического воздействия на буй. Поэтому придание бую достаточно большой подъемной силы за счет оснащения его специальными поверхностями позволит резко сузить диапазон  $k_1, k_2$ , а следовательно, и диапазон соответствующих высот  $h_1, h_2$ , сделав тем самым буй почти индифферентным к скорости  $v$ .

Вместо приведенной зависимости (12) можно для значений  $kl \gg 1$  получить другую зависимость, основанную на аппроксимации

$$\text{Arsh } x \approx \ln 2x, \quad (|x| > 1), \quad (14)$$

приводящую к формуле

$$h \approx \frac{1}{k} \ln 2kl. \quad (15)$$

Эта формула позволяет достаточно просто и быстро оценивать установившееся снижение буя в потоке, однако при этом следует помнить, что ее вывод основывается на допущении нулевой плавучести буйрепа. Ясно, что для стальных буйрепов, наиболее широко применяемых в океанографических исследованиях, это допущение оказывается неприемлемым и здесь следует обращаться к более сложным уравнениям равновесия, приведенным в [3], и их решениям. Анализ этих уравнений и их решений оказывается, к сожалению, столь громоздким, что не позволяет получить оценочных соотношений без применения вычислительных методов. Ввиду этого предлагается использовать иной подход к постановке рассматриваемой задачи, а именно, изменить саму исходную физическую модель тросовой системы, отказавшись от традиционной непрерывной схемы буйрепа в пользу дискретной схемы с конечным числом степеней свободы. В своем простейшем виде такая схема представится в виде двухзвенной тросовой конструкции, в которой трос рассматривается как шарнирный двухзвенник (трехзвенник и т. д.), образованный жесткими прямолинейными стержнями с шарнирными креплениями на концах. Уравнения равновесия такого двухзвенного буйрепа в потоке жидкости нетрудно получить из условий равенства нулю шарнирных моментов всех сил, действующих на буй и буйреп. Обозначая длины первого (нижнего) и второго (верхнего) звеньев как  $l_1$  и  $l_2$  (с тем, разумеется, усло-



вием, что  $l_1 + l_2 = l$ , углы их наклона к горизонту как  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , выразим основные силы, действующие на них. Силы плавучести  $G_1$  и  $G_2$  приложены в их центрах масс и направлены вертикально:

$$G_1 = \rho l_1, \quad G_2 = \rho l_2, \quad (16)$$

где  $\rho$  — разность удельного веса жидкости и материала троса.

Силы гидродинамического давления (при учете, как и ранее, только нормальной составляющей) направлены по нормали к оси звеньев в их средних точках и есть соответственно

$$Q_1 = \lambda l_1 \sin^2 \theta_1, \quad Q_2 = \lambda l_2 \sin^2 \theta_2. \quad (17)$$

Что касается самого буга, то действующие на него силы остаются прежними ( $R$  и  $P$ ), так что уравнение баланса моментов относительно второго (верхнего) шарнира будет

$$P l_2 \cos \theta_2 - G_2 \frac{l_2}{2} \cos \theta_2 - Q_2 \frac{l_2}{2} - R l_2 \sin \theta_2 = 0. \quad (18)$$

Аналогичным образом строится и второе уравнение

$$\begin{aligned} P(l_1 \cos \theta_1 + l_2 \cos \theta_2) - R(l_1 \sin \theta_1 + l_2 \sin \theta_2) - \\ - Q_1 \frac{l_1}{2} - Q_2 \left[ \frac{l_2}{2} + l_1 \cos(\theta_2 - \theta_1) \right] - \\ - G_2(l_1 \cos \theta_1 + \frac{l_2}{2} \cos \theta_2) - G_1 \frac{l_1}{2} \cos \theta_1 = 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Заменяя здесь силы их выражениями (16), (17), а также вычтя из (19) уравнение (18), приведем систему к следующему виду:

$$(P l_2 - \rho l_2^2 / 2) \cos \theta_2 = \sin \theta_2 (R l_2 + \lambda \sin \theta_2 l_2^2 / 2),$$

$$\begin{aligned} (P l_1 - \rho l_1 l_2 - \rho l_1^2 / 2) \cos \theta_1 = \sin \theta_1 (R l_1 + \lambda \sin \theta_1 l_1^2 / 2) + \\ + \lambda l_1 l_2 \sin^2 \theta_2 \cos(\theta_2 - \theta_1). \end{aligned} \quad (20)$$

Видно, что полученная система распадается на два полуизолированных уравнения, что существенно облегчает ее решение. Найдя отсюда углы  $\theta_1$  и  $\theta_2$  нетрудно затем выразить и высоту  $h$

$$h = l_1 \sin \theta_1 + l_2 \sin \theta_2 \quad (21)$$

в зависимости от скорости потока  $v$ , входящей в значения  $P$ ,  $R$ ,  $\lambda$ . Не углубляясь здесь в построение этой зависимости, заметим, что остается открытым вопрос о выборе соотношения длин звеньев  $l_1$  и  $l_2$ . Ясно, что этот выбор должен производиться таким образом, чтобы рассматриваемый двухзвенник возможно лучше аппроксимировал катенарную кривую. Из практических наблюдений известно, что эта кривая достаточно хорошо аппроксимируется прямолинейными отрезками с резко различающимися длинами, когда  $l_1 > l_2$  (это объясняется сравнительно слабым влиянием буга на кривизну катенарной кривой). Однако конкретное определение наилучшей аппроксимации отношения  $l_2/l_1$  требует решения соответствующей оптимизационной задачи. Не углубляясь в эту проблему, рассмотрим предельный случай исчезающе малой длины второго звена, когда  $l_2 \rightarrow 0$ ,  $l_1 \rightarrow l$ . В этом случае двухзвенник вырождается в обычный однозвенный перевернутый маятник, угол наклона которого  $\theta_1$  удовлетворяет уравнению

$$(Pl - \rho l^2/2) \cos \theta_1 = \sin \theta_1 (Rl + \lambda \sin \theta_1 l^2/2). \quad (22)$$

Вместо того, чтобы разрешать его относительно угла  $\theta_1$  для установления зависимости  $\theta_1(v)$  удобнее построить обратную зависимость  $v(\theta_1)$ . Действительно, заменяя  $P$ ,  $R$ ,  $\lambda$  их значениями через  $v^2$ , найдем

$$v^2 = \frac{\cos \theta_1 (\rho l^2/2 - Gl)}{C_y \rho l \cos \theta_1 - C_x \rho l \sin \theta_1 - \gamma \sin^2 \theta_1 l^2/2}. \quad (23)$$

Полученное соотношение имеет достаточно простую структуру и позволяет подобрать параметры буйковой системы таким образом, чтобы в максимальной степени снизить зависимость угла  $\theta$  от скорости потока  $v$ . Разумеется, после этого переход к реальной буйковой системе с гибким тросом потребует проведения дополнительных уточнений, однако общий характер взаимозависимостей вряд ли сильно изменится.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Горшков А. С., Гончаров О. Н., Давидан И. Н. и др. О возможности использования современных автономных буйковых станций для океанологических исследований в районах с сильными течениями. — Метеорология и гидрология, 1972, № 11, с. 67—74.

2. Васильев А. М., Закиров С. С., Кошиц И. Н. и др. Автономная буйковая система для наблюдения за макроциркулярными процессами в океане. — Тез. докл. II Межинститутского семинара «Проблемы экспериментальных и экспедиционных исследований в океане». М., ИОАН, 1974.

3. Меркин Д. Р. Введение в механику гибкой нити. — М.: Наука, 1980.

## ВЫБОР ЭПЮРЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ ОКЕАНСКИХ ТЕЧЕНИЙ ПО РАСЧЕТНЫМ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ БУЙКОВЫХ СИСТЕМ

При проектировании практически всех буйковых систем, эксплуатируемых в Мировом океане, одним из основных является вопрос о выборе той эпюры скорости течения, по которой следует рассчитывать гидродинамическое воздействие на систему.

При использовании в расчетах «напряженной» эпюры скорости течения необходимо увеличение коэффициентов запаса прочности во всех звеньях системы. Это приводит к усложнению конструкции как при дискретном использовании, так и при многократовой постановке океанических систем. Кроме того, ухудшаются эксплуатационные характеристики систем из-за увеличения их габаритных и весовых характеристик.

С другой стороны, выбор «малонапряженной» эпюры скорости течения не позволяет с высокой степенью вероятности гарантировать безотказную работу океанских систем в течение длительного времени.

Отсутствие четких критериев сравнения различных эпюр океанских течений, малоизученность этих течений заставляли до настоящего времени применять в расчетах плоские «стандартные» эпюры скорости течения. Спроектированные с учетом этих эпюр океанские системы обладают повышенным запасом надежности при работе в зоне шельфа или материкового склона.

Однако при увеличении глубины использования буйковых якорных систем гидродинамические нагрузки часто оказываются настолько большими, что преодолеть этот барьер при современном уровне развития техники иногда оказывается невозможно [1—3].

Распространение же «стандартных» эпюр на всю толщу Мирового океана, вплоть до районов со значительной глубиной места должно уменьшаться, как показывают расчеты, надежность безотказной работы якорных буйковых систем из-за необходимости снижения у них коэффициентов запаса. Например, коэффициенты запаса прочности буйрепов в ряде случаев необходимо снижать с  $8 \div 10$  до  $1,5—2$  для глубоководных районов Мирового океана [16].

Углубленные специализированные исследования по определению степени соответствия предложенных уже сравнительно давно «стандартных» эпюр тем реальным эпюрам течений, которые были замерены в Мировом океане в последние годы, интенсивно проводятся за рубежом в нескольких научных центрах (см., например [4]).

Работы по поиску четких критериев сравнения эпюр океанских течений для проектировщиков начались в нашей стране в начале 60-х годов. Эти исследования позволили упорядочить банк эпюр течений, определить удельный вклад различных участков плоских и пространственных эпюр на общую гидродинамическую нагрузку, создать надежные алгоритмы расчета нагрузок от различных эпюр, в том числе — и пространственных.

Без сомнения важнейшим шагом в вопросе создания критериев сравнения различных пространственных эпюр течений было бы выявление возможного соответствия момента эпюры квадратов скорости течения относительно грунта общей гидродинамической нагрузке на гибкую связь такой буйковой системы.

Поиск такого соответствия был основан на том факте, что при сравнительно большой глубине места (более 1500 м) все якорные буйковые системы являются по сути «высоконапряженными».

Проверена эта идея впервые была путем систематического об-счета пространственных эпюр течений по данным самых продолжительных (год и более) наблюдений за течениями в эксперименте «Атлантический полигон-70» [5]. Совместно с сотрудниками Ленинградского отделения океанографического института были созданы необходимые алгоритмы и программы, отработана методика оценки пространственных эпюр течений для определения эпюры максимального воздействия. Обсчет пространственных реальных эпюр течений в одном из самых активных районов Мирового океана (зона зарождения Гольфстрима) показал, что такой критерий сравнения эпюр течений является достаточно корректным [6] для гибких связей якорных систем с углами атаки ее элементарных участков от  $90^\circ$  до  $70^\circ - 60^\circ$ .

Расчеты показывают, что можно заменять любую по профилю знакопостоянную плоскую эпюру течения плоской однонаправленной прямоугольной эпюрой, причем эта замена не дает в расчетах нагрузок на буйковую якорную систему существенных погрешностей.

В 1982—1983 гг. были опубликованы результаты многолетней работы ученых России по оценке скоростей течений в Мировом океане, а также оценке энергии и суммарного переноса океанических масс в различных океанах [8—12]. На базе имеющихся данных фактического замера эпюр течений ими были созданы пространственно-диагностические модели структуры Мирового океана.

В результате расчетов по созданным моделям были получены оценки средней скорости течений для различных океанов. Характерно, что эти оценки получены с учетом массы воды для различных глубинных градаций: от поверхности до заданного горизонта (см. табл.).

Если попытаться составить на основании этих оценок диагностическую модель эпюры течений для каждого океана, то необходимо отметить следующее.

Оценка средней скорости течения в слое от поверхности до данного горизонта [11]

Горизонт, м	v, см/с			
	Мировой океан	Атлантический океан	Индийский океан	Тихий океан
0	11,5	9,4	16,1	10,5
10	11,5	9,4	16,1	10,5
25	9,3	7,1	13,0	8,7
50	7,9	5,7	10,9	7,6
75	7,4	6,3	10,1	7,2
100	7,1	5,1	9,6	6,9
150	6,8	4,9	9,1	6,6
200	6,6	4,7	8,5	6,4
250	6,4	4,6	8,2	6,1
300	6,1	4,5	7,9	5,9
400	5,8	4,4	7,6	5,6
500	5,6	4,2	7,3	5,3
600	5,4	4,1	7,1	5,1
800	5,0	3,9	6,7	4,8
1200	4,6	3,6	6,2	4,4
1500	4,4	3,4	5,9	4,1
2000	4,1	3,1	5,5	3,8
2500	3,6	3,0	5,2	3,6
3000	3,6	2,8	4,9	3,4
3500	3,5	2,8	4,7	3,3
4000	3,4	2,7	4,5	3,1
4500	3,3	2,7	4,4	3,0
5000	3,2	2,7	4,3	3,0

Скорость течения уменьшается с увеличением глубины горизонта. Принятые оценки возможных значений этих скоростей имеют хорошую сходимость с оценками А. С. Молина [13, 14], рассчитанными по другим моделям, а также с данными инструментальных наблюдений.

Поскольку данные инструментальных наблюдений показывают, что скорости течений, как правило, уменьшаются при переходе от поверхностных к подповерхностным и, затем, глубинным зонам океана [3, 4, 5, 7, 9, 14], то естественно принять гипотезу о том, что скорости течения у плоской однонаправленной эпюры, составленной по данным [11] диагностической модели, должны между стандартными горизонтами соответствовать для данного участка

скоростям глубинной зоны верхнего горизонта и изменяться ступенчато после прохождения очередного стандартного горизонта.

В этом случае для каждого океана мы получим диагностическую плоскую однонаправленную кусочно-прямоугольную эпюру течений, которая будет являться верхней оценкой для данного океана. Нижней оценкой будет являться для каждого океана плоская прямоугольная эпюра, скорость течения у которой на участках между горизонтами соответствует скорости на нижнем горизонте для данного участка.

Критериями для сравнения всех рассматриваемых эпюр примем:

— результирующий момент каждой дискретной эпюры скорости течения, но со значениями модуля скорости в квадрате:

$$m_V(t) = \int_0^H (H-y) V^2(t, y) dy, \quad (1)$$

где  $H$  — глубина места;  $y$  — текущее значение глубины горизонта;  $V$  — скорость течения на данном участке или горизонте;  $t$  — фактическое время фиксации скорости течения;

— скорость течения соответствующей эквивалентной плоской прямоугольной эпюры:

$$V_{\text{эkv}} = C_{x\text{сред}} \frac{\sqrt{2m_V(t)}}{H}, \quad (2)$$

где  $C_{x\text{сред}}$  — обобщенный коэффициент гидродинамической нагрузки.

Под эквивалентной эпюрой будем понимать такую плоскую однонаправленную прямоугольную эпюру с постоянной скоростью течения от поверхности до дна, которая оказывает на буйковую или механическую систему такое же гидродинамическое воздействие, как и соответствующая ей фактическая эпюра скорости в рассматриваемой точке.

Появление двух последних понятий: результирующего момента и эквивалентной скорости в практике проектирования и эксплуатации якорных буйковых систем, гибких морских трубопроводов, волоконно-оптических подводных кабелей связи и других механических систем существенно упрощает сложность оценки воздействия на них океанических течений.

Это связано, во-первых, с тем, что структуры временных рядов векторного момента и обобщенной гидродинамической нагрузки в конкретной точке океана, как правило, совпадают не только по четко выраженным колебаниям приливного, инерционного, синоптического характера, но также и по наборам более высокочастотных колебаний. Это говорит о том, что метод расчета моментов пригоден для определения периодичности такого воздействия течения на систему [6].

Во-вторых, проектировщики с большой достоверностью определяют сегодня порядок обобщенного гидродинамического коэффициента  $C_{x\text{сред}}$ , указанного в формуле (2), для буйковой или механической системы, предназначенной для работы в океане [7]. Поэтому знание величин эквивалентной скорости в точках или районах эксплуатации таких систем позволяет достаточно надежно спрогнозировать единичные и длительные рабочие нагрузки, воздействующие на эти системы.

Учитывая, что расчет результирующих моментов и эквивалентной скорости по экспериментальным данным наблюдений над течениями в каждой конкретной точке океана занимает на современных ЭВМ в сравнении с инженерным расчетом обобщенной нагрузки на океанскую механическую систему время на несколько порядков меньше (доли секунды), появляется реальная возможность создания атласа эквивалентных скоростей течений, а также банка данных наиболее «опасных» реальных эпюр Мирового океана.

На рисунке приведены «стандартные» (I—III) эпюры скорости, а также эпюры, рассчитанные по диагностическим моделям (IV—VII), две максимальные (VIII—IX), одна минимальная (X) и наиболее обеспеченная эквивалентная прямоугольная эпюра (XI), выбранные из 8640 реальных пространственных эпюр Атлантического океана.

Под каждой фактической эпюрой приведены соответствующие значения момента и скорости эквивалентной плоской прямоугольной эпюры, полученной в общем виде, т. е. для значения  $C_{x\text{сред}}$  равного единице.

Рисунок и анализ приведенных библиографических источников позволяют сделать следующие выводы:

1. Наиболее «напряженная» эквивалентная эпюра с наибольшей скоростью, соответствующая расчетам диагностической модели [11], принадлежит Индийскому океану, затем идут соответственно, Тихий, Мировой и Атлантический океаны.

2. Эквивалентная эпюра, соответствующая диагностической модели Атлантического океана, имеет эквивалентную скорость в три раза меньше, чем у реально наблюдаемых максимальных эпюр на «Атлантическом полигоне — 70».

3. Обеспеченность реально наблюдаемых эпюр с уровнем максимального воздействия на якорную буйковую систему в Атлантическом океане крайне мала, составляет менее 0,5% всех наблюдаемых эпюр и их поэтому нужно считать случайными выбросами. Характерно, что 99,5% всех наблюдаемых эпюр «укладываются» в эквивалентную эпюру XI.

4. Район «Атлантического полигона-70» может быть выбран в качестве типичного для всего Мирового океана, так как эквивалентные скорости почти всех эпюр на этом полигоне не превышает 13 см/с.

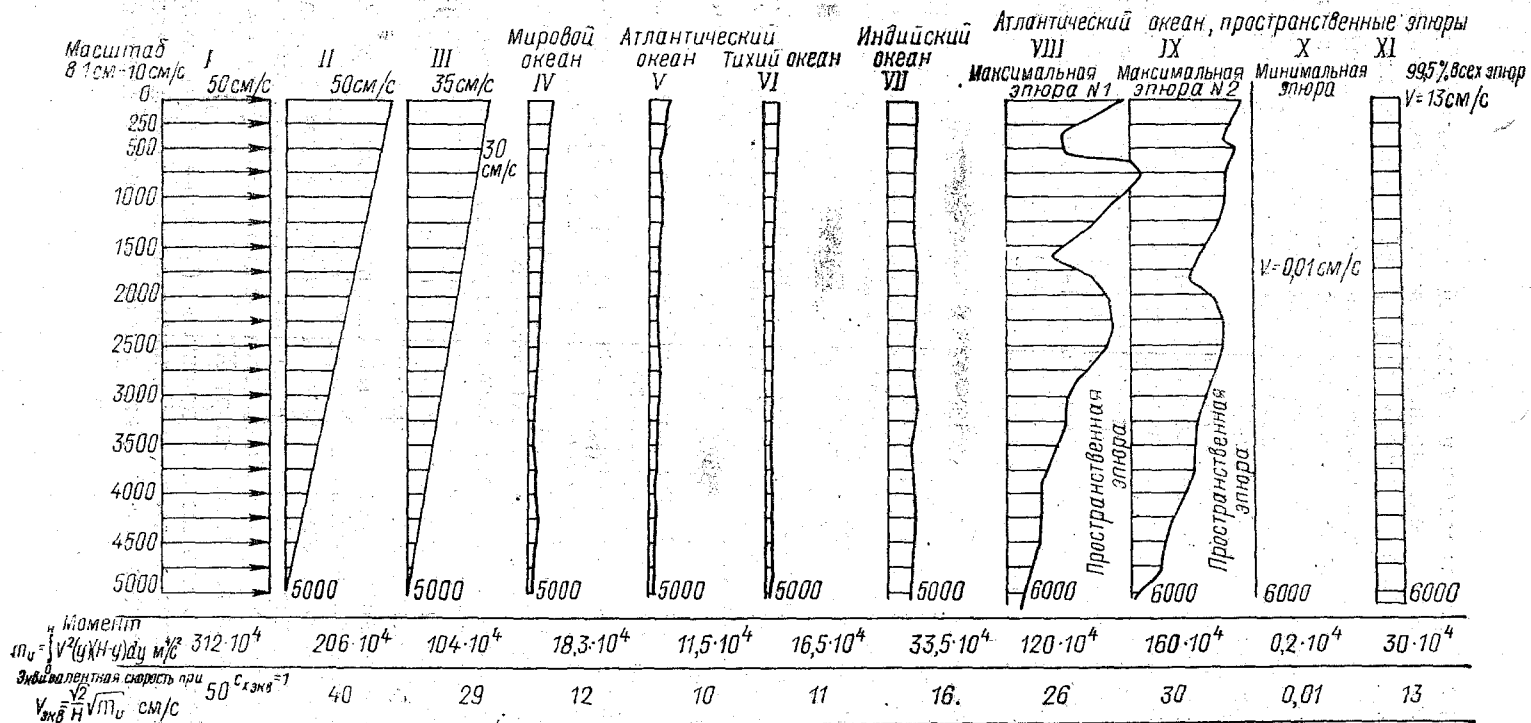


Рис. Эпюры скорости



5. Вывод 4 говорит о необходимости считать эквивалентную скорость в 13 см/с и, соответственно, эпюру XI наиболее типичными.

6. Сравнение всех эпюр со «стандартными» показывает, что последние являются нетипичными, высоконапряженными эпюрами с эквивалентными скоростями, в 2—3 раза превышающими эквивалентные скорости реальных и диагностических эпюр.

7. «Стандартная эпюра» III соответствует по эквивалентной скорости «эпюрам-выбросам» VIII—IX, т. е. является предельно опасной, но малообеспеченной.

Исходя из всего вышеуказанного, на сегодняшний день можно рекомендовать использовать для проектирования океанских буйковых систем, в основном, эпюру XI с проверкой их предельных положений в пространстве по эпюре III.

Окончательный вывод о введении новой «стандартной» эпюры можно будет сделать после обсчета всех имеющихся на сегодня наблюдений над эпюрами течений, определения их эквивалентных плоских эпюр, а также сравнения этих данных с результатами фактических замеров нагрузок на океанские системы в натуральных условиях.

Результаты такой работы также позволят выявить разную динамическую активность районов Мирового океана, что может иметь существенное значение при планировании экспедиционных инструментальных исследований.

Получение большого банка данных позволит также составить специализированные морские атласы эквивалентных эпюр для практических целей изучения и освоения Мирового океана.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Горшков А. С., Гончаров О. Н., Давидан И. Н. и др. О возможности использования современных автономных буйковых станций для океанологических исследований в районах с сильными течениями. — *Метеорология и гидрология*. 1972, № 11, с. 67—74.

2. Горшков А. С., Давидан И. Н., Сустанов Ю. В. Вопросы проектирования автономных судовых буйковых станций для районов с сильными течениями. — *Проблемы экспериментальных исследований в океане*. 1975, № 27, с. 80—86.

3. Шехватов Б. В. Экспериментальные постановки притапливаемой автономной буйковой станции (ПАБС). — *Океанология*, 1978, т. XVIII, вып. 2, с. 342—351.

4. Хартман и Нэш мл. Распределение энергии в океанических течениях и якорные системы. — *Теоретические основы инженерных расчетов*. 1978.

5. Атлантический гидрофизический полигон — 70. М.: Наука, 1974.

6. Кошиц И. Н. Определение эпюры максимального воздействия течения на систему буй—буйреп в реальном океане. Депонировано ЦНИИ «Румб». ДР—1068, Л., 1975.

7. Бурудуковский М. И., Горшков А. И., Гончаров О. Н. и др. Буй для постановки судовых автономных станций в районах с сильными течениями. — Метеорология и гидрология». 1977, № 10, с. 101—106.

8. Степанов В. Н. Поле кинетической энергии Мирового океана — ДАН, 1982, т. 263, № 5.

9. Степанов В. Н., Саркисян А. С., Демин Ю. Л. и др. Диагностические расчеты горизонтальной циркуляции вод Мирового океана. — Морские гидрофизические исследования, 1977, № 1 (76).

10. Степанов В. Н., Шульман Е. Н., Галеркин Л. Н. О величине кинетической энергии в океане. — Метеорология и гидрология, 1982, № 8.

11. Степанов В. Н., Шульман Е. Н., Галеркин Л. Н. Оценки интенсивности переноса вод в океане. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1983, № 6.

12. Степанов В. Н. Океаносфера, М.: Мысль, 1983, с. 270.

13. Монин А. С., Шишков Ю. А. История климата. — Л.: Гидрометеоиздат, 1979, с. 407.

14. Монин А. С., Каменкович В. М., Корт В. Г. Изменчивость Мирового океана, Л., Гидрометеоиздат, 1974.

15. Блатов А. С., Тужилкин В. С. Гидрологическая структура и энергетика среднemasштабных вихрей в Мировом океане. — Вопросы географии, 1983, № 125.

16. Васильев А. М., Закиров С. С., Кошиц И. Н. и др. Автономная буйковая система для наблюдения за макроциркуляционными процессами в океане. — Тез. докл. II Межинститутского семинара «Проблемы экспериментальных и экспедиционных исследований в океане». М., ИОАН, 1974.

УДК 532.5.07.001.5

Ю. Г. ИСПОЛОВ (С.-Пб. ГТУ), И. Н. КОШИЦ (ЦНИИ «ГИДРОПРИБОР»,  
А. А. СУХАНОВ (С.-Пб. ГТУ)

## ВИБРАЦИИ БУЙРЕПА ЯКОРНОЙ БУЙКОВОЙ СТАНЦИИ НА ТЕЧЕНИИ

Трос является неотъемлемой частью буйковых станций, буксируемых систем и пр. Для определения конфигурации троса на течении необходимо знать силы, действующие на трос и буй. Величины этих сил существенно зависят от уровня вибраций троса и буя (см., например [1—5, 7, 8]).

В работе предлагается математическая модель, объясняющая явления, экспериментально наблюдаемые при вибрациях троса в потоке жидкости. Рассматривается задача о колебаниях троса в набегающем перпендикулярно тросу потоке жидкости. Оба конца троса жестко закреплены.

Известно, что на трос со стороны набегающего потока действует сила, пропорциональная кинетической энергии потока. Эта сила создает, в первую очередь, лобовое давление на трос и, кроме того, демпфирует колебания троса.

Известно также, что при обтекании неподвижного троса возникают вихри Кармана, которые сходят по очереди с разных сторон троса, так что на трос действуют близкие к периодическим силы, направленные как поперек, так и вдоль потока. Основную роль в задаче о вибрации троса играют силы, направленные поперек потока. Круговая частота этих сил  $\omega_0$ , называемая струхалевой, пропорциональна скорости потока, обратно пропорциональна диаметру троса и определяется формулой

$$\omega_0 = 2\pi \text{Sh} \frac{V_0}{d}, \quad (1)$$

где  $\text{Sh}$  — число Струхалея (эксперименты дают  $\text{Sh} \approx 0,2$ );  $V_0$  — скорость набегающего потока, м/с;  $d$  — диаметр троса, м.

Силы, действующие в направлении вдоль потока, сравнительно невелики и имеют в два раза большую частоту.

Отметим еще, что корреляция фазы сходящихся вихрей вдоль оси неподвижного троса на расстояниях порядка нескольких диаметров троса практически отсутствует.

Картина обтекания существенно меняется при набегании потока на трос, который может совершать колебания. Экспериментально установлено (см., например, [1, 4, 8]), что зависимость частоты колебаний троса от скорости потока имеет ступенчатый вид. Частоты интенсивных колебаний наблюдаемые в эксперименте, близки к собственным частотам колебаний троса в жидкости. Формы колебаний соответствуют собственным формам колебаний троса. С ростом скорости потока происходит перескок с одной собственной частоты на другую; иногда имеется также промежуточная зона колебаний со струхалевой частотой.

Эксперименты показывают также, что в режимах колебаний с собственными частотами троса имеет место корреляция фазы схода вихрей вдоль оси троса: в пределах одной полуволны колебаний сходит вихрь, имеющий один знак циркуляции скорости, а в пределах соседних полуволн — вихри, имеющие противоположный знак циркуляции [3].

Отметим еще один эффект, сопутствующий колебаниям троса поперек потока — увеличение силы, действующей на трос в направлении вдоль потока.

Некоторые экспериментальные данные [4] показывают, что дополнительное слагаемое в выражении для силы увеличивается пропорционально отношению амплитуды колебаний троса в направлении поперек потока к диаметру троса.

Предлагается математическая модель, описывающая колебания троса в потоке жидкости, которая дает картину движения

троса, согласующуюся с экспериментальными данными. В предлагаемой модели силы, действующие на трос в направлении поперек потока из-за схода вихрей Кармана, складываются из двух составляющих. Первая составляющая — это сила, нелинейно зависящая от скорости движения троса в направлении поперек потока. Вторая составляющая — случайное воздействие с заданной временной и пространственной корреляцией, зависящей от скорости потока.

Сила, нелинейно зависящая от поперечной скорости троса, такова, что при малой скорости она в сумме с силой сопротивления направлена против скорости, что обеспечивает устойчивость положения равновесия троса. С ростом скорости сила становится направленной по скорости, что определяет увеличение амплитуды колебаний. При еще больших значениях скорости сила снова становится направленной против скорости, что обеспечивает ограничение амплитуды колебаний. Отметим, что такой характер зависимости силы от скорости подтверждается теоретическими и экспериментальными результатами [4].

Случайное воздействие на трос представляет собой узкополосный случайный процесс с частотным диапазоном, охватывающим стухалеву частоту  $\omega_0$ . Пространственная корреляция воздействия такова, что на расстояниях порядка длины полуволны  $\lambda_0 = \pi a / \omega_0$ , соответствующей стухалевой частоте, силы, действующие на трос, имеют противоположные направления (здесь  $a$  — скорость распространения поперечных поперечных волн вдоль троса).

Узкополосное случайное воздействие с частотой, близкой к стухалевой, возбуждает колебания троса поперек потока.

С ростом скорости потока частота воздействия тоже растет и, когда она приближается к первой собственной частоте колебаний троса, возбуждаются интенсивные колебания по первой собственной форме. При этом включается механизм раскачки колебаний и последующего ограничения амплитуды, определяемый нелинейной зависимостью силы от скорости, и трос входит в автоколебательный режим с формой колебаний, близкой к первой собственной форме. При дальнейшем увеличении скорости потока частота случайного воздействия продолжает расти и, когда она приближается ко второй собственной частоте колебаний троса, возбуждаются интенсивные колебания по второй собственной форме. Автоколебательный режим с формой колебаний, близкой к первой собственной форме, при этом срывается и трос входит в автоколебательный режим с формой колебаний, близкой ко второй собственной форме. С дальнейшим ростом скорости происходит перескок колебаний на третью собственную частоту и соответственно третью собственную форму и т. д.

Силы, действующие на трос в направлении вдоль потока из-за схода вихрей Кармана, существенно меньше сил, действующих в направлении поперек потока. В предлагаемой модели эти силы описываются как случайные воздействия, основная частота кото-

рых в два раза выше струналевоу. Кроме того, с учетом экспериментальных данных, будем считать, что сила лобового давления на трос увеличивается, причем дополнительное слагаемое пропорционально амплитуде поперечных колебаний.

Составим дифференциальные уравнения движения троса, включив в них описанные выше силы.

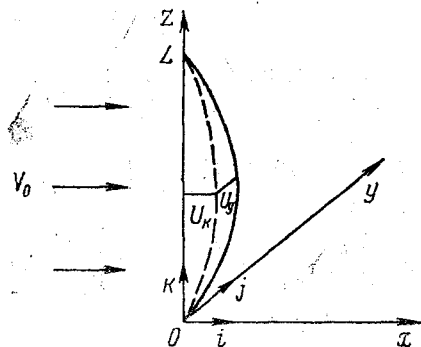


Рис. 1. Расположение троса в набегающем потоке

Трос изображен на рис. 1. При отсутствии потока жидкости трос расположен вдоль оси  $Oz$ . Поток набегае т вдоль оси  $Ox$  со скоростью  $V_0$ . Перемещения троса в направлении оси  $Ox$  (вдоль потока) —  $u_x(z, t)$ , перемещения в направлении оси  $Oy$  (поперек потока) —  $u_y(z, t)$ . Натяжение троса —  $T$ . Оценки показывают, что изгибной жесткостью троса можно пренебречь и использовать модель струны. Уравнения движения троса, в которые пока не включены силы, действующие из-за схода вихрей Кармана, имеют вид

$$(\mu + \Delta \mu) \ddot{u} = Tu'' + c_n \frac{\rho |V| V}{2} d, \quad (2)$$

где  $u = u_x i + u_y j$  — вектор перемещения;  $\rho$  — плотность жидкости;  $\mu$  — масса единицы длины троса;  $\Delta \mu$  — присоединенная масса жидкости ( $\Delta \mu = \kappa \pi d^2/4$ ;  $\kappa$  — коэффициент, зависящий от конструкции троса; для трехрядного троса  $\kappa = 0,8$ );  $c_n$  — коэффициент сопротивления;  $V = V_0 - \dot{u}$  — относительная скорость потока (по отношению к движущемуся тросу). Точкой обозначена производная по координате  $z$ .

Имеем

$$V = (V_0 - \dot{u}_x) i - \dot{u}_y j = V_0 [(1 - \dot{u}_x/V_0) i - (\dot{u}_y/V_0) j],$$

$$|V| = \sqrt{(V_0 - \dot{u}_x)^2 + \dot{u}_y^2} \approx V_0.$$

и уравнения (2) в проекциях запишутся следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} (\mu + \Delta \mu) \ddot{u}_x &= T u_x'' + c_n \frac{\rho V_0^2}{2} d \left( 1 - \frac{\dot{u}_x}{V_0} \right) \\ (\mu + \Delta \mu) \ddot{u}_y &= T u_y'' + c_n \frac{\rho V_0^2}{2} d \left( 1 - \frac{\dot{u}_y}{V_0} \right) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Введем теперь в уравнения (3) силы, действующие на трос из-за схода вихрей Кармана. Имеем вместо (3)

$$\left. \begin{aligned} (\mu + \Delta \mu) \ddot{u}_x &= T u_x'' + c_n \frac{\rho V_0^2}{2} d \left( 1 + \alpha \frac{|\dot{u}_y|}{V_0} \right) \left( 1 - \frac{\dot{u}_x}{V_0} + F_x(z, t) \right) \\ (\mu + \Delta \mu) \ddot{u}_y &= T u_y'' + c_n \frac{\rho V_0^2}{2} d \left( -b_1 \frac{\dot{u}_y}{V_0} + b_3 \left( \frac{\dot{u}_y}{V_0} \right)^3 - b_5 \left( \frac{\dot{u}_y}{V_0} \right)^5 + \right. \\ &\quad \left. + F_y(z, t) \right) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Во втором уравнении (4) группа слагаемых, содержащих различные степени величины  $(\dot{u}_y/V_0)$ , представляет силу, нелинейно зависящую от поперечной скорости потока, свойства которой обсуждались ранее. Слагаемое  $F_y(z, t)$  — случайное воздействие в направлении поперек потока.

Корреляционная функция величины  $F_y(z, t)$  имеет вид

$$\begin{aligned} K(\zeta, \tau) &= \sigma^2 e^{-\alpha_\zeta |\zeta|} \left( \cos \frac{\omega_0 \zeta}{a} + \frac{\alpha_\zeta a}{\omega_0} \sin \frac{\omega_0 |\zeta|}{a} \right) \times \\ &\quad \times e^{-\alpha_\tau |\tau|} \left( \cos \omega_0 \tau + \frac{\alpha_\tau}{\omega_0} \sin \omega_0 |\tau| \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\sigma$  — среднееквадратичное значение силы;  $\omega_0$  — струхалева частота,  $a = VT/(\mu + \Delta \mu)$  — скорость распространения поперечных волн вдоль троса,  $\zeta = z_2 - z_1$ ;  $\tau = t_2 - t_1$ ; параметры  $\alpha_\zeta$  и  $\alpha_\tau$  определяют уровень корреляции по пространству и во времени.

В первом уравнении (4) множитель  $(1 + \alpha |\dot{u}_y|/V_0)$  учитывает увеличение силы лобового давления из-за поперечных колебаний. Величина  $F_x(z, t)$  — случайное воздействие в направлении вдоль потока, причем  $F_x(z, t) = \beta |F_y(z, t)|$ , коэффициенты  $b_1, b_2, b_3, \alpha, \beta$  определяются конструкцией троса.

Система уравнений (4) должна быть дополнена граничными условиями  $u_x(0, t) = u_y(0, t) = 0$ ;  $u_x(L, t) = u_y(L, t) = 0$ , где  $L$  — длина троса.

Полученная математическая модель оказывается достаточно сложной: это нелинейные дифференциальные уравнения в частных производных, кроме того, вынуждающие силы являются случай-

ными функциями координаты и времени. В связи с этим, анализ модели проводится приближенными численными методами с использованием ЭВМ.

Одним из возможных методов численного решения уравнений (4), (6) является дискретизация физической модели, в рамках которой трос рассматривается как безынерционная упругая нить с укрепленными на ней одинаковыми сосредоточенными массами. Расстояния между массами тоже одинаковы и равны  $l$ . Тогда движение троса описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} (\mu + \Delta \mu) l \ddot{u}_{xi} &= T \frac{u_{x, i-1} - 2\dot{u}_{xi} + u_{x, i+1}}{l} + c_{xi} \frac{\rho V_0^2 dl}{2} \\ (\mu + \Delta \mu) l \ddot{u}_{yi} &= T \frac{u_{y, i-1} - 2u_{yi} + u_{y, i+1}}{l} + c_{yi} \frac{\rho V_0^2 dl}{2} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где  $i = 1, \dots, n$ ;

$$\begin{aligned} c_{xi} &= c_n \left( 1 + \alpha \frac{|u_{yi}|}{V_0} \right) \left( 1 - \frac{\dot{u}_{xi}}{V_0} + \beta |F_{yi}(t)| \right); \\ c_{yi} &= c_n \left( -b_1 \frac{\dot{u}_{yi}}{V_0} + b_3 \left( \frac{\dot{u}_{yi}}{V_0} \right)^3 - b_5 \left( \frac{\dot{u}_{yi}}{V_0} \right)^5 + F_{yi}(t) \right); \\ u_{x0} = u_{y0} &= 0, \quad u_{x, n+1} = u_{y, n+1} = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Генерация системы случайных функций  $F_{yi}(t)$  ( $i = 1, \dots, n$ ) осуществляется в два этапа. Сначала формируется система независимых случайных функций времени  $Q_i(t)$  с узкополосным спектром. Функция  $Q_i(t)$  является решением дифференциального уравнения [6]:

$$\ddot{Q}_i + \Delta \omega \dot{Q}_i + \omega_0^2 Q_i = \Delta \omega \xi_i(t), \quad (9)$$

где  $\omega_0$  — струналева частота;  $\Delta \omega$  — ширина полосы спектра;  $\xi_i(t)$  — ступенчатая аппроксимация непрерывного белого шума. Далее величины  $Q_i(t)$  подаются в качестве силовых воздействий на дискретную модель «длинного» (длиннее исходного) троса с теми же логонной массой и натяжением, что и исходный трос. Соответствующая система дифференциальных уравнений имеет вид

$$(\mu + \Delta \mu) e \ddot{F}_{yi} = T \frac{F_{y, i-1} - 2F_{yi} + F_{y, i+1}}{l} - b \dot{F}_{yi} l + Q_i(t) l, \quad (10)$$

где  $b$  — коэффициент трения.

В стационарном режиме колебаний случайные функции  $F_{yi}(t)$  представляют собой дискретное приближение требуемого непрерывного случайного процесса с корреляционной функцией, близкой к (5).

Совместное численное интегрирование уравнений (7) — (10) проводилось методом Рунге — Кутты четвертого порядка на ЭВМ ЕС-1066 с использованием алгоритмического языка ФОРТРАН-77. Численный эксперимент проводился на трехмассовой модели при медленном увеличении скорости набегающего потока от 0,1 м/с до 0,8 м/с по закону

$$V_0 = (0,1 + 0,0005 t) \text{ м/с.}$$

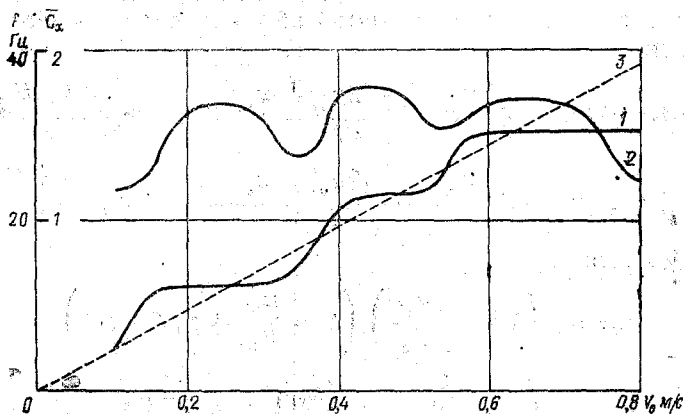


Рис. 2. Результаты численного эксперимента: 1 — частота поперечных колебаний троса; 2 — эффективное значение коэффициента лобового сопротивления; 3 — струхалева частота

На рис. 2 представлены основные результаты вычислений. Кривая 1 соответствует усредненной частоте поперечных колебаний троса в Гц. Кривая 2 отражает среднее (эффективное) значение коэффициента лобового сопротивления  $c_x$ . Поскольку последний колеблется около своего среднего значения  $\bar{c}_x$ , то вычисление  $\bar{c}_x$  осуществляется усреднением коэффициента  $c_x$  при помощи фильтра низких частот

$$\tau_c \dot{c}_x + \bar{c}_x = c_x,$$

где постоянная времени  $\tau_c$  выбирается из условия необходимого ослабления высокочастотной составляющей. Пунктирной линией 3 обозначена соответствующая скорости потока струхалева частота  $f_0$  в Гц.

Время счета при шаге интегрирования 0,001 с составило 10 мин.

Ниже приведены значения параметров модели, при которых проводились расчеты:  $n=3$ ,  $\rho=1000 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ ,  $L=2,6 \text{ м}$ ,  $d=0,0042 \text{ м}$ ,  $T=490 \text{ Н}$ ,  $\mu + \Delta \mu = 0,113 \frac{\text{кг}}{\text{м}}$ ,  $c_n=1,2$ ,  $\alpha=3$ ,  $\beta=0,1$ ,  $b_1=1$ ,  $b_3=60$ ,  $b_5=710$ ,  $b=5 \frac{\text{Н}}{\text{м/с}}$ ,  $\tau_c=2,0 \text{ с}$ ,  $\Delta \omega = 0,1 \omega_0$ .



Результаты численного моделирования подтверждают адекватность построенной модели. Четко прослеживаются скачкообразный характер изменения частоты колебаний троса и увеличение коэффициента лобового давления в зонах автоколебаний.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Белов В. А., Мейлер Л. Е., Перевоицков В. Г. Форма, параметры колебаний и сопротивление гибкой нити в потоке. — Рыбное хозяйство, 1978, № 7, с. 51—53.
2. Белов В. А., Мейлер Л. Е., Кошиц И. Н. Гидродинамические характеристики канатов, шнуров и фалов. — Рыбное хозяйство, 1983, № 9, с. 68—69.
3. Девнин С. И. Гидроупругость конструкций при отрывно обтекании. — Л.: Судостроение, 1975. — 192 с.
4. Девнин С. И. Аэрогидромеханика плохообтекаемых конструкций. Справочник. — Л.: Судостроение, 1983. — 320 с.
5. Егоров В. И. Подводные буксируемые системы. Учебное пособие. — Л.: Судостроение, 1981. — 304 с.
6. Солодовников В. В. Введение в статистическую динамику систем автоматического управления. — М.: Гостехиздат, 1932. — 368 с.
7. Белов В. А., Мейлер Л. Е., Кошиц И. Н. и др. Исследование морских канатов с пониженным гидродинамическим сопротивлением. Экспериментальное исследование демфирования колебаний корпуса автономной буйковой станции. Отчет НПО Промрыболовства № ГР 01840049380, арх. № 2711 НИО, Калининград, 1987.
8. Белов В. А., Мейлер Л. Е., Кошиц И. Н. и др. Исследование морских канатов с пониженным гидродинамическим сопротивлением. Экспериментальное исследование образцов длиномерных гибких связей и моделей корпусов автономной буйковой станции. Отчет НПО Промрыболовства, № ГР 01840049380, арх. № 2711 НИО, Калининград, 1986.

УДК 532.5

И. Н. КОШИЦ (ЦНИИ «ГИПРОПРИБОР»), В. А. ПУПЫРЕВ (С.-Пб. ГТУ)

### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИНФОРМАЦИОННО-УПРАВЛЯЮЩЕГО СИГНАЛА В СТАЛЬНЫХ КАНАТАХ АВТОНОМНЫХ БУЙКОВЫХ СТАНЦИЙ

Освоение океана требует надежной системы связи. В настоящее время для этих целей широко используются гидроакустический и электропроводной (кабельный) каналы связи. Менее развиты подводные волоконно-оптические линии связи, в том числе, в сочетании с электропитающими силовыми кабелями. Однако эти системы связи имеют существенные недостатки.

Гидроакустический канал связи при глубинах места более 1000—1500 м дает зачастую либо ложные срабатывания, либо отказы. Это связано в первую очередь с явлением реверберации звука на границах раздела и с другими, не в полной мере исследованными процессами (обрушение внутренних волн, прохождение через район вихревых структур, апвеллинг и др.).

Канал связи по электрическому кабелю при освоении больших глубин существенно ограничен возможностями получения необходимой механической прочности, веса, изгибной жесткости, гидродинамического сопротивления самого кабеля связи и требует установки на кораблях мощных лебедок больших габаритов. По ряду причин это направление сегодня исчерпало свои возможности и не в состоянии обеспечить надежную постоянную связь с дорогостоящими объектами океанской техники.

Канал с применением оптоволоконных линий связи, размещенных в подводных кабелях связи, в настоящее время получил широкое распространение за рубежом, однако живучесть такого кабеля связи, как показывает мировая практика, также ограничена в основном из-за механических усталостных повреждений.

Для образцов современной океанской техники, стоимость которых сегодня сравнима со стоимостью космических аппаратов, необходимы принципиально другие каналы связи, не имеющие вышеперечисленных недостатков.

Цель данной статьи показать принципиальную возможность и пути создания такого альтернативного канала связи для надежного освоения больших глубин.

Возможность создания такого канала связи основана на том, что сегодня в России практически закончен цикл исследований по созданию коррозионно-стойких высокопрочных длинномерных морских канатов с пониженным гидродинамическим сопротивлением, а современные малогабаритные глубоководные электрогенераторы уже могут обеспечить электропитание буксируемых систем в полном объеме. Электропитание автономных буйковых станций (АБС) возможно обеспечить по своим техническим характеристикам с помощью современных типов аккумуляторов. Поэтому представляется важным попытаться использовать в качестве передающего звена высоконадежной линии связи стальной канат современной конструкции, применяемый в качестве буйрепа АБС или буксира.

Известна возможность передачи информационного сигнала по рельсам железной дороги на сравнительно больших участках.

Стальной канат, напряженный не менее чем на 50%, от его разрывного усилия приобретает жесткость, равную жесткости монолитного стержня.

Предварительные натурные эксперименты на озере Иссык-Куль по прохождению дискретного сигнала с частотой около 1 кГц по стальному канату длиной 200—800 м показали перспективность такого подхода.

Основным вопросом в этой задаче стал вопрос затухания сигнала для обеспечения задач связи.

Рассмотрим распространение управляющего сигнала по протяженной вязко-упругой связи — стальному канату (тросу) специальной конструкции.

1. Одной из характерных особенностей такой конструкции является множество тонких проволок, которые с помощью винтовой свивки между собой образуют прядь, возможно, в несколько повивов. Затем пряди свиваются в канат, в результате чего получаются канаты двойной, тройной и т. д. свивки. Так, например, канат ТК 3×37 (ГОСТ 3095—80) содержит три пряди по 37 проволок, т. е. всего 111 (!) проволок. Винтовая свивка обеспечивает наибольшее заполнение контура поперечного сечения каната металлом [1] с достижением линейного контакта между проволоками. Ясно, что учет дискретного построения каната при исследовании известного факта значительного, и тем самым недопустимого, снижения уровня сигнала на выходе вряд ли теоретически возможен.

К такому же выводу можно прийти, если принять во внимание установленные экспериментально факторы, влияющие на диссипацию энергии при распространении сигнала. Их множество: внутреннее трение в материале проволок и контактное трение между ними, характер которого существенно зависит от условий смазки и вида деформации каната; состояние каната на момент эксплуатации (новый, старый); натяжение каната и его длина; внешняя среда (воздух, пресная, морская вода). Особые трудности могут возникнуть при применении каната со смазкой, так как установлено сильное влияние влажности окружающей среды на декремент поперечных колебаний каната, что, по-видимому, связано с изменением свойств смазки, а следовательно, и характера трения между проволоками.

Поэтому вполне разумно отказаться как от учета всех этих факторов в отдельности, так и от дискретного строения каната и, основываясь на имеющихся, хотя и скудных, экспериментальных данных, изучить характер диссипации энергии в канате в рамках механики сплошной среды.

Такой подход уже известен в литературе [2]. Как правило, изучаются поперечные или продольно-крутильные колебания каната как вязко-упругого стержня с привлечением известной модели Кельвина — Фойгта. Она оказывается вполне приемлемой при изучении низкочастотных стационарных колебаний каната. Имеется ряд работ экспериментального характера, устанавливающих нелинейный характер диссипации. Следовало бы здесь отметить работу [3], в которой отмечается, что при колебаниях коротких канатов силы сопротивления имеют гистерезисный характер, сильно зависящий и от частоты, и от амплитуды колебаний; работу [4], в которой обнаружен эффект слабрезонансного характера декремента крутильных колебаний в зависимости от его

натяжения; работу [5], в которой утверждается, что при малом натяжении каната в нем проявляется сухое трение, при большом — нелинейное вязкое; монографию [6], в которой установлен степенной характер зависимости декремента от амплитуды груза при его свободных продольных колебаниях на вертикально подвешенном

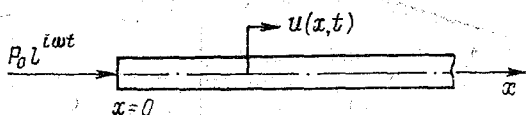


Рис. 1

канате. К сожалению, во многих работах не указаны или приведены с ошибками числовые результаты, касающиеся условий испытаний; многие данные противоречивы, а приводимые в тексте полуэмпирические формулы для сил сопротивления или декремента колебаний носят частный характер и не могут быть использованы в задаче распространения сигнала по тросу. Кроме того, авторам не известны экспериментальные работы по изучению диссипации энергии в подобной задаче.

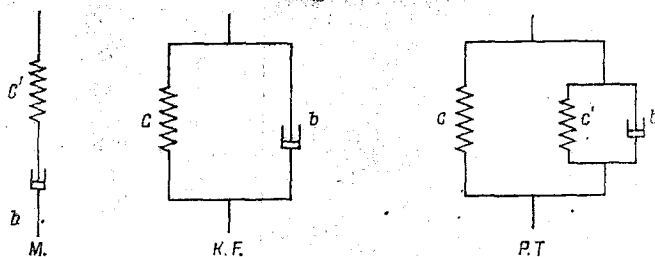


Рис. 2

В настоящей статье рассматривается простейшая из задач такого типа: изучается распространение продольной гармонической волны в полубесконечном стержне, к краю  $x=0$  (рис. 1) которого приложена сжимающая сила. Материал стержня — линейный вязкоупругий; его определяющие соотношения строятся на основании реологических моделей Кельвина — Фойгта (К. Ф.), Максвелла (М.), Пойнтинга — Томпсона (Р. Т.) (рис. 2). Возможно обобщение на тот случай, когда определяющее соотношение задано в виде релаксационного интеграла [7]. Цель исследования — определить характер затухания стационарной волны и скорости ее распространения в зависимости от частоты и оценить степень влияния параметров модели на эти факторы.

В будущем предполагается изучить распространение нестационарных сигналов, создаваемых, например, серией ударных воздействий, а также исследовать модели стержня из упруго-пластических и упруго-вязко-пластических материалов, обнаруживающих, в частности, степенной характер затухания сигнала по длине стержня и его зависимость от амплитуды воздействия [8]. После разработки спектра подобных моделей, по-видимому, можно будет указать такую, которая наиболее качественно описывает реальное демпфирование сигнала в тросе. Для ее использования на практике необходимо решить еще одну задачу — задачу идентификации модели и троса, т. е. определить количественные значения параметров модели по данным эксперимента.

2. Рассмотрим реологические модели, представленные на рис. 2. На нем указаны следующие параметры: жесткости упругих элементов (пружин)  $c$  и  $c'$  и вязкость демпфера  $b$ . Определяющие соотношения, соответствующие этим моделям таковы:

$$\text{К. Ф. } N = c(\varepsilon + t_k \dot{\varepsilon}), \quad t_k = \frac{b}{c}; \quad (1)$$

$$\text{М. } N + t_m \dot{N} = c' t_m \varepsilon, \quad t_m = \frac{b}{c'}; \quad (2)$$

$$\text{Р. Т. } N + t_p \dot{N} = c(\varepsilon + t_p \dot{\varepsilon}), \quad t_p = t_m \left(1 + \frac{1}{\alpha}\right), \quad \alpha = \frac{c}{c'}. \quad (3)$$

Здесь  $N$  — осевое усилие в стержне;  $\varepsilon$  — продольная деформация;  $t_k$  — время запаздывания;  $t_m$  — время релаксации; точкой сверху здесь и ниже обозначается производная по времени.

Как было отмечено, модель К. Ф. наиболее распространена при изучении колебаний каната, используется она и во множестве других задач при необходимости учета внутреннего трения в конструкции. Характерным для этой модели является эффект последствия, когда деформация напряженного элемента стержня развивается не мгновенно, а «задерживается», стремясь к упругой только при  $t \rightarrow \infty$  ( $t$  — время). Отметим здесь же, что эта модель не годится для изучения высокочастотных вибраций и, как будет показано ниже, совершенно непригодна для изучения ударных воздействий, так как приводит к бесконечной скорости распространения волн.

Характерной особенностью модели Максвелла является релаксация напряжений в элементе стержня со временем при сохранении постоянной деформации в нем. Эта модель неприемлема при изучении низкочастотных колебаний троса и описывает, скорее, свойства вязкой жидкости, нежели твердого деформируемого тела. Однако при большом демпфировании, когда  $t \rightarrow \infty$ , материал М. ведет себя как упругое тело и может быть использован, например, для исследования деформаций бетона [9].

Материал Р. Т. обладает обоими фундаментальными свойствами релаксации и ползучести, характерными для материалов

М. и К. Ф. В предельных случаях:  $c \rightarrow 0$ ,  $c' \neq 0$ ,  $ct_p \rightarrow c't_m = b$  он вырождается в материал М., а при  $c' \rightarrow \infty$ ,  $c \rightarrow c'$  ( $t_m \rightarrow 0$ ,  $t_p \rightarrow t_k$ ) — в материал К. Ф. Модель Р. Т. была предложена с целью объяснения поведения стеклянных волокон и некоторых металлов [9]. Она может оказаться полезной при исследовании демпфирующих свойств при колебаниях какого-либо объекта в широком частотном диапазоне.

Определяющие соотношения (1—3) могут быть записаны в интегральной форме. Наиболее употребителен релаксационный интеграл:

$$N(x, t) = \int_0^t R(t - \tau) \dot{\varepsilon}(x, \tau) d\tau; \quad (4)$$

$$R(t) = c + c' \exp(-t/t_m). \quad (5)$$

В (4)  $R(t)$  — функция релаксации, которая для материала Р. Т. определяется соотношением (5). С помощью (4) можно описать множество моделей вязкоупругих материалов, представляющих собой обобщение простейших: К. Ф. и М. По существу (4) представляет математическую формулировку принципа суперпозиции Больцмана, согласно которому текущее усилие определяется суперпозицией откликов на полный спектр приращения деформации [7]. Независимо от строения реологической модели материала для функции релаксации в (4) характерно свойство затухающей памяти:

$$|\dot{R}(t_2)| \leq |\dot{R}(t_1)|, \quad 0 \leq t_1 \leq t_2, \quad (6)$$

которое означает, что мгновенное значение усилия сильнее зависит от недавней истории изменения деформации, нежели от дальней истории этого изменения.

Пусть история деформации определяется гармонической функцией времени

$$\varepsilon(t) = \varepsilon e^{i\omega t}, \quad (7)$$

где  $\varepsilon$  — комплексная амплитуда деформации;  $\omega$  — круговая частота,  $i = \sqrt{-1}$ . Тогда из (4) можно получить

$$\left. \begin{aligned} N(t) &= R(i\omega) \varepsilon e^{i\omega t}, & R(i\omega) &= R_1(\omega) + iR_2(\omega) \\ R_1(\omega) &= R_0 + \omega \int_0^\infty (R(0) - R_0) \sin \omega s ds \\ R_2(\omega) &= \omega \int_0^\infty (R(0) - R_0) \cos \omega s ds \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где  $R_0$  — постоянная составляющая в выражении функции релаксации;  $R_1(\omega)$  — модуль накопления;  $R_2(\omega)$  — модуль потерь [7]. Для материала Р. Т.

$$R_0 = c; \quad \Omega_m = \omega t_m,$$

$$R_1(\omega) = c + c' \frac{\Omega_m^2}{1 + \Omega_m^2}, \quad R_2(\omega) = c' \frac{\Omega_m}{1 + \Omega_m^2}. \quad (9)$$

Отметим, что  $|R(\omega)|$ , так же как и модуль накопления  $R_1(\omega)$  — возрастающие монотонные функции частоты с конечным предельным значением, в то время как модуль потерь  $R_2(\omega)$  после достижения экстремума спадает до нулевого уровня. Из (9) вытекают свойства предельных значений модулей, характерные для любого вязко-упругого материала, заданного определяющим соотношением (4):

$$\left. \begin{aligned} R_0 = R_1(0) = R(\omega), \quad R_2(0) = 0 \\ R_1(\infty) = R(0), \quad R_2(\infty) = 0 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Они показывают, что при низкочастотных ( $\omega \rightarrow 0$ ) и высокочастотных ( $\omega \rightarrow \infty$ ) колебаниях материал ведет себя как твердое тело и запаздывание отсутствует (для Р. Т.:  $R_1(0) = c$ ,  $R_1(\infty) = c + c'$ ,  $R_2(0) = R_2(0) = R_2(\infty) = 0$ ).

3. Возвращаемся к поставленной в п. 1 задаче. Известно, что уравнение продольных колебаний однородного стержня постоянного сечения записывается в форме [7]

$$N' - m\ddot{u} = 0, \quad (11)$$

где  $u(x, t)$  — перемещение точки стержня с координатой  $x$  (рис. 1);  $\ddot{u}$  — ускорение этой точки ( $\dot{u}$  — скорость);  $m$  — погонная масса; штрихом обозначена производная по  $x$ . Малая деформация стержня определяется формулой

$$\varepsilon(x, t) = u'. \quad (12)$$

Совокупность уравнений (11), (12) и соответствующего определяющего соотношения из (1) — (3) приводит к следующим дифференциальным уравнениям с неизвестным перемещением  $u(x, t)$ :

$$\left. \begin{aligned} \text{К. Ф.} \quad u'' + t_p u' - a^{-2} \ddot{u} &= 0, & a^2 &= c/m \\ \text{М.} \quad t_m \dot{u}'' - (a')^{-2} (\ddot{u} + t_m \dot{u}) &= 0, & (a')^2 &= c'/m \\ \text{Р. Т.} \quad u'' + t_p \dot{u}'' - a^{-2} (\ddot{u} + t_m \dot{u}) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Постоянные  $a$  и  $a'$ , как будет видно ниже, имеют смысл фазовых скоростей распространения волн в стержнях с жесткостями на растяжение  $c$  и  $c'$  соответственно. К любому из уравнений (13)

необходимо подсоединить граничное условие на краю стержня  $x=0$ :

$$N(0, t) = -P_0 e^{i\omega t}, \quad (14)$$

где  $P_0$  — комплексная амплитуда заданной гармонической силы.

Решение уравнений (13) при условии (14) разыскивается в форме

$$u(x, t) = U(x) e^{i\omega t}, \quad (15)$$

где комплексная амплитуда перемещения  $U(x)$  должна определяться с учетом условия затухания на бесконечно удаленном конце ( $x \rightarrow \infty$ ). Подстановка (15) в любое из уравнений (13) (или (11), (12) и (4)) приводит к уравнению для  $U$ :

$$U'' + \lambda^2 U = 0; \quad \lambda^2(\omega) = m\omega^2/R(i\omega), \quad (16)$$

где комплексный модуль  $R(i\omega)$  определяется формулами (8) для материала, заданного интегралом релаксации (4) и, в частности, (9) для материала Р. Т. (материала М. необходимо в (9) положить  $c=0$ ); для материала К. Ф.

$$\lambda^2(\omega) = \frac{\omega^2}{a^2} \frac{1}{1 + i\Omega_k}, \quad \Omega_k = \omega t_k. \quad (17)$$

Из двух корней  $\lambda$  необходимо выбрать тот, который имеет отрицательную мнимую часть. При этом решение (15) принимает форму экспоненциально затухающей бегущей волны:

$$u(x, t) = A e^{i(\omega t - \lambda x)} = A e^{-\lambda_2 x} e^{i(\omega t - \frac{x}{a^*})},$$

$$\lambda = \lambda_1 - i\lambda_2, \quad \lambda_2 > 0, \quad a^* = \omega/\lambda_1. \quad (18)$$

Размерный множитель  $\lambda_2$  характеризует степень затухания амплитуды; его частотные свойства рассматриваются в п. 5;  $a^*$  — фазовая скорость волнового движения. По (16) находим общие представления

$$\lambda_{1,2}(\omega) = \frac{\omega}{|R|} \sqrt{\frac{m}{2}} \sqrt{|R| \pm R_1}, \quad a^* = \sqrt{\frac{2}{m}} \frac{|R|}{\sqrt{|R| + R_1}}. \quad (19)$$

Постоянная  $A$  находится из граничного условия (14).

Для более полного исследования картины напряженно-деформированного состояния стержня рассмотрим матрицу следующих характеристик стержня:

$$\{Z(x, t)\} = \{N(x, t), \dot{u}(x, t), u(x, t), \ddot{u}(x, t), \varepsilon(x, t)\}. \quad (20)$$



В результате решения она принимает вид

$$\{Z(x, t)\} = \left\{ -1, \frac{\omega}{\lambda R}, \frac{1}{i\lambda R}, \frac{i\omega^2}{\lambda R}, -\frac{1}{R} \right\} \times \\ \times P_0 \exp \left( -\lambda_2 x + i \left( \omega t - \frac{x}{a^*} \right) \right), \quad (21)$$

Независимо от частоты возмущающего воздействия степень снижения всех характеристик по мере движения фронта волны одинакова.

4. При решении проблемы передачи воздействия по тросу без существенного снижения его амплитуды на большом расстоянии от «входа» надо изучить не только характер частотной зависимости параметра затухания  $\lambda_2(\omega)$ , но и частотные свойства матрицы коэффициентов амплитуд в (21). Последнее позволит выяснить сравнительную чувствительность характеристик по отношению к частоте возбуждения  $\omega$  для данного, силового, типа возмущения.

Прежде всего заметим, что для упругого стержня жесткости  $c$  (21) вырождается в

$$\{Z(x, t)\} = \left\{ -1, \frac{1}{ma}, \frac{1}{im a \omega}, \frac{i\omega}{ma}, -\frac{1}{c} \right\} \exp i \left( \omega t - \frac{x}{a} \right), \quad (22)$$

где скорость  $a = \sqrt{c/m}$  определена в (13). Отсюда видно, что не реагируют на частоту амплитудные коэффициенты усиления  $N$ , скорости  $u$  и деформации  $\epsilon$ ; коэффициент перемещения  $u \approx \frac{1}{\omega}$ , а ускорения  $\sim \omega$ . Получили физически очевидный результат: на высоких частотах происходит усиление ускорения, на низких — перемещения.

Иная реакция у стержня из вязко-упругого материала. Обращаясь к предельным соотношениям (10) и (19), найдем:

$$\omega \rightarrow 0 \quad \lambda_2 = 0, \quad \lambda = \lambda_1 = \frac{\omega}{a^*(0)}, \quad a^*(0) = \sqrt{\frac{R_0}{m}}, \quad (23)$$

$$\omega \rightarrow \infty \quad \lambda_2 = 0, \quad \lambda = \lambda_1 = \frac{\omega}{a^*(\infty)}, \quad a^*(\infty) = \sqrt{\frac{R(\infty)}{m}} > a^*(0).$$

т. е. при  $\omega \rightarrow 0$  и  $\omega \rightarrow \infty$  из (21) вытекает (22), но с заменой  $a$  на  $a^*(0)$  или  $a^*(\infty)$  соответственно. Разность в скоростях  $a^*(0)$  и  $a^*(\infty)$  свидетельствует о более чутком реагировании стержня из вязко-упругого материала на частоту возбуждения. И это становится понятным, если учесть, что как при низкочастотных, так и при высокочастотных колебаниях материал стержня как бы вырождается в упругий, но с различными жесткостями ( $c(\omega \rightarrow 0)$ ) и  $c+c'$  ( $\omega \rightarrow \infty$ ) для материала Р. Т.). В результате рост  $\omega$  приводит к снижению перемещения, скорости и ускорения в  $a^*(\infty)/a^*(0)$

раз по сравнению с характеристиками упругого стержня в (22), а деформации — в  $(a^*(\infty)/a^*(0))^2$  раз. Отметим, что для стержня из материала Р. Т.

$$a^*(0) = a = a' \sqrt{\alpha}, \quad a^*(\infty) = a \sqrt{1 + \frac{1}{\alpha}} = a' \sqrt{1 + \alpha} = a_p, \quad (24)$$

где  $\alpha$  и  $a'$  определены в (3) и (13).

5. Рассмотрим частотные свойства параметра затухания  $\lambda_2$ . Из представления в (19) вытекает еще одно свойство:

$$\lambda_2 = \frac{\omega}{a^*} \frac{R_2}{|R| + R_1}, \quad (25)$$

откуда следует пропорциональность  $\lambda_2$  модулю потерь  $R_2$ . Однако, отсюда не следует, что при  $\omega \rightarrow 0$  и при  $\omega \rightarrow \infty$ , когда, как уже отмечалось, материал ведет себя, как упругий,  $\lambda_2 \rightarrow 0$ . При высокочастотных вибрациях из-за наличия в (25) явного множителя  $\omega$ ,  $\lambda_2$  может оказаться при  $\omega \rightarrow \infty$  конечным или даже неограниченно возрастать, что, возможно, связано с геометрическим фактором — бесконечной протяженностью стержня.

Обратимся к конкретным материалам. По (9), (17) и (25) найдем  $\lambda_2$ :

$$\text{Р. Т. } \lambda_2 = \frac{\omega}{a} \frac{\Omega_m}{\sqrt{2(1 + \Omega_p^2)} \sqrt{1 + \Omega_m \Omega_p} + \sqrt{(1 + \Omega_m^2)(1 + \Omega_p^2)}},$$

$$\text{К. Ф. } \lambda_2 = \frac{\omega}{a} \frac{\Omega_k}{\sqrt{2(1 + \Omega_k^2)} \sqrt{1 + \sqrt{1 + \Omega_k^2}}},$$

$$\text{М. } \lambda_2 = \frac{\omega}{a} \frac{1}{\sqrt{2\Omega_m} \sqrt{\Omega_m} + \sqrt{1 + \Omega_m^2}}.$$

В (26) фигурируют безразмерные частотные параметры

$$\Omega_p = \omega t_p, \quad \Omega_m = \omega t_m, \quad \Omega_k = \omega t_k. \quad (27)$$

Значение  $\lambda_2$  для материала К. Ф. вытекает из верхней формулы (26) в результате предельного перехода  $\Omega_m \rightarrow 0$ ,  $\Omega_p \rightarrow \Omega_k$ .

Рассмотрим каждое выражение в отдельности, находя асимптотические представления  $\lambda_2$  при малых и больших значениях частотных параметров.

Материал К. Ф.

$$at_k \lambda_2(\Omega_k) = \begin{cases} \frac{1}{2} \Omega_k^2 \left( 1 - \frac{5}{8} \Omega_k^2 + o(\Omega_k^4) \right), & \Omega_k \ll 1, \\ \sqrt{\frac{\Omega_k}{2}} \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{1}{\Omega_k} + o\left(\frac{1}{\Omega_k^2}\right) \right), & \Omega_k \gg 1. \end{cases} \quad (28)$$

Параметр затухания — неограниченно возрастающая функция частоты. Можно сказать, что высокочастотные вибрации практически не могут распространяться на большие расстояния.

Материал М.

$$a' t_m \lambda_2(\Omega_m) = \begin{cases} \sqrt{\frac{\Omega_m}{2}} \left( 1 - \frac{1}{2} \Omega_m + o(\Omega_m^2) \right), & \Omega_m \ll 1, \\ \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{1}{8} \frac{1}{\Omega_m^2} + o\left(\frac{1}{\Omega_m^4}\right) \right), & \Omega_m \gg 1. \end{cases} \quad (29)$$

Интенсивен рост параметра затухания на низких частотах с быстрым «насыщением»: практически при  $\Omega_m \geq 1$  он мало зависит от безразмерной частоты, достигая предельного значения  $\lambda_2(\infty) =$

$$= \frac{1}{2a' t_m}.$$

Материал Р. Т.

$$at_k \lambda_2(\Omega_p) = \frac{1}{2} \Omega_p^2 \left( 1 - \frac{1}{8\gamma^2} (1 + 2\gamma + 5\gamma^2) \Omega_p^2 + o(\Omega_p^4) \right), \quad \Omega_p \ll 1, \quad (30)$$

$$a' t_m \lambda_2(\Omega_m) = \frac{1}{2(1+\alpha)^{3/2}} \left( 1 - \frac{1}{8\gamma^2 \Omega_m^2} (5 + 2\gamma + \gamma^2) + o\left(\frac{1}{\Omega_m^4}\right) \right), \quad \Omega_m \gg 1.$$

Здесь использовано обозначение  $\gamma = 1 + \frac{1}{\alpha}$ . Отметим, что из верхней асимптотики (30) вытекает асимптотика (28), если положить  $\Omega_p \rightarrow \Omega_k$  и  $\gamma \rightarrow \infty$  (что соответствует  $\Omega_m \rightarrow 0$  при  $\Omega_p \neq 0$ ). Отсюда вытекает близость свойств параметров затухания для стержней из материалов К. Ф. — Р. Т. при низкочастотном возбуждении. При высокочастотном возбуждении асимптотика в (30) совпадает с аналогичной для материала М. ( $\alpha \rightarrow 0$ , или  $\gamma \rightarrow \infty$ ). Предельное значение параметра затухания определяется из выражения

$$a' t_m \lambda_2(\infty) = \frac{1}{2(1+\alpha)^{3/2}} \leq \frac{1}{2}, \text{ т. е. оно существенно зависит от соотношения жесткостей } \alpha = c/c', \text{ фигурирующих в плечах реологической модели (рис. 2).}$$

С ростом  $\alpha$  (т. е. при  $c' \neq 0$  и  $c \rightarrow \infty$ , когда материал становится недеформируемым), предельное значение  $\lambda_2(\infty)$  резко снижается до нулевого уровня. Следовательно, все кривые  $a' t_m \lambda_2(\Omega_m)$  при  $\Omega_m \gg 1$  лежат ниже подобной кривой материала М. Надлежащим подбором параметра  $\alpha$  можно достичь, таким образом, необходимую степень снижения заданного возмущения на заданном расстоянии от края  $x=0$ .

6. Гармоническая волна в вязкоупругом стержне диспергирует: ее фазовая скорость  $a^*$ , как видно из (19), зависит от частоты возбуждения  $\omega$ . Предельные значения скорости в общем случае определены соотношениями (24). Рассмотрим  $a^*(\omega)$  для конкретных материалов. Принимая во внимание (8), (9) и (19), найдем:

$$\begin{aligned} \text{Р. Т.} \quad a^*(\omega) &= a \frac{\sqrt{2(1 + \Omega_p^2)}}{\sqrt{1 + \Omega_m \Omega_p + \sqrt{(1 + \Omega_m^2)(1 + \Omega_p^2)}}}, \\ \text{К. Ф.} \quad a_*(\omega) &= a \frac{\sqrt{2(1 + \Omega_k^2)}}{\sqrt{1 + \sqrt{1 + \Omega_k^2}}}, \\ \text{М.} \quad a^*(\omega) &= a' \frac{\sqrt{2\Omega_m}}{\sqrt{\Omega_m + \sqrt{1 + \Omega_m^2}}}. \end{aligned} \quad (31)$$

Здесь сохранены обозначения (27). Рассмотрим в отдельности асимптотики скоростей.

Материал К. Ф.

$$a^*(\omega) = a \begin{cases} 1 + \frac{3}{8} \Omega_k^2 + O(\Omega_k^4), & \Omega_k \ll 1, \\ \sqrt{2\Omega_k} \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{1}{\Omega_k} + O\left(\frac{1}{\Omega_k^2}\right) \right), & \Omega_k \gg 1. \end{cases} \quad (32)$$

Отсюда следует неограниченный рост скорости с ростом  $\Omega_k$ . Этот факт вместе с установленным в п. 5. фактом неограниченного возрастания параметра затухания  $\lambda_2$  при высокочастотных вибрациях позволяет заключить о неприемлемости модели Кельвина — Фойгта для исследования задачи о распространении гармонического сигнала при высоких частотах возбуждения. Вместе с тем  $a^*(\omega) > a$  для всех  $\Omega_k \neq 0$ , т. е. она ограничена при низкочастотных вибрациях: нижний предел — скорость упругой волны  $a$ , реализуемой в стержне жесткости  $c$ ; в этом случае модель К. Ф. (рис. 2) вырождается в элемент Гука (пружинку) при  $b \rightarrow 0$ .

Материал М. Здесь асимптотики таковы:

$$a^*(\omega) = a' \begin{cases} \sqrt{2\Omega_m} \left( 1 - \frac{1}{2} \Omega_m + O(\Omega_m^2) \right), & \Omega_m \ll 1, \\ 1 - \frac{1}{8} \frac{1}{\Omega_m^2} + O(\Omega_m^{-4}), & \Omega_m \gg 1. \end{cases} \quad (33)$$

Непрудно видеть, что  $0 \leq a^*(\omega) \leq a'$ , где верхний предел суть скорость  $a'$ , которая реализуется в упругом стержне жесткости  $c'$  (в него вырождается стержень из материала М. при  $b \rightarrow \infty$ ). Как

и в случае с параметром затухания, отметим быстрое «насыщение» по безразмерной частоте  $\Omega_m$  скорости  $a^*(\omega)$ : при  $\Omega_m = 1$   $a^*(\omega)/a' \approx 0,91$ . Как уже отмечалось, модель Максвелла неприемлема для изучения весьма низкочастотных колебаний.

Материал Р. Т. Так же как и при вычислении параметра затухания, для корректного построения асимптотик необходимо использовать неравенства  $\Omega_p \ll 1$  и  $\Omega_m \gg 1$ . Результат таков:

$$a^*(\omega) = \begin{cases} a \left( 1 + \frac{1}{8\gamma^2} (\gamma - 1) (3\gamma + 1) \Omega_p^2 + 0(\Omega_p^4) \right), & \Omega_p \ll 1, \\ a_p \left( 1 - \frac{1}{8\gamma^2} (\gamma - 1) (3 + \gamma) \frac{1}{\Omega_m^2} + 0(\Omega_m^{-4}) \right), & \Omega_m \gg 1. \end{cases} \quad (34)$$

При  $\Omega_p \rightarrow \Omega_k$ ,  $\lambda \rightarrow \infty$  приходим к (32), при  $\Omega_k \ll 1$  и при  $\gamma \rightarrow \infty$ ,  $a_p \rightarrow a - k$  для (33)  $\Omega_m \gg 1$ . Снова  $a^*(\omega)$  — возрастающая функция  $\omega$  при фиксированных параметрах стержня с уже известными из (24) предельными значениями:

$$a^*(0) = a \leq a^*(\omega) \leq a_p = a' \sqrt{1 + \alpha} = a \sqrt{\gamma} = a^*(\infty). \quad (35)$$

Верхнее значение, как и следовало ожидать, представляет скорость в упругом стержне жесткости  $s + s'$ . На рис. 3 и рис. 4 приведены кривые  $a^*(\omega)/a$  и  $a^*(\omega)/a'$  для  $\alpha = 0,3$  и  $\alpha = 1,0$  как функции  $\Omega_k$  и  $\Omega_m$  соответственно. Любопытно, что если кривая  $a^*(\omega)/a'$  для материала М. является ограничивающей снизу этого семейства параметра  $\alpha$ , то кривая  $a^*(\omega)/a$  для материала К. Ф. не является ограничивающей сверху. Существует узкий диапазон  $\Omega_k$ ,

для которого справедливо неравенство  $\left. \frac{a^*(\omega)}{a} \right|_{Р.Т.} > \left. \frac{a^*(\omega)}{a} \right|_{К.Ф.}$ ; ши-

рина его снижается вместе с уменьшением  $\alpha$ . Подобного эффекта не наблюдается для параметра затухания  $\lambda_2(\omega)$ . Важен также факт достаточно медленного нарастания вместе с ростом  $\alpha$  (при малых  $\alpha$ ) фазовой скорости как функции  $\Omega_m$  практически во всем частотном диапазоне (за исключением очень низких:  $\Omega_m \leq 0,2$ ).

Справедлив вывод: в задаче распространения гармонической волны в стержне из материалов К. Ф., М., Р. Т. явно предпочтительнее последняя модель. Только она обеспечивает одновременно конечное затухание и конечную скорость во всем частотном диапазоне. Управляя параметром  $\alpha$  (или  $\gamma$ ), характерным только для этой модели, можно точнее приблизиться не только к количественному описанию скупых экспериментальных данных, но и, вполне вероятно, объяснить некоторые качественные эффекты, обнаруживаемые при подаче гармонического сигнала по протяженной механической связи.

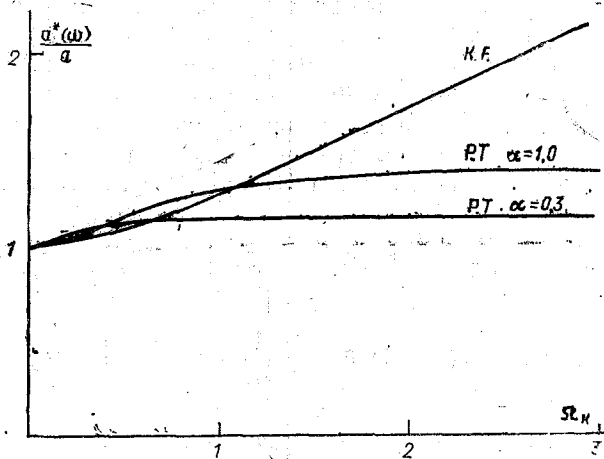


Рис. 3

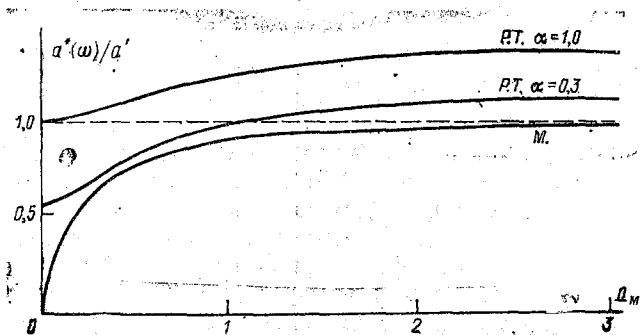


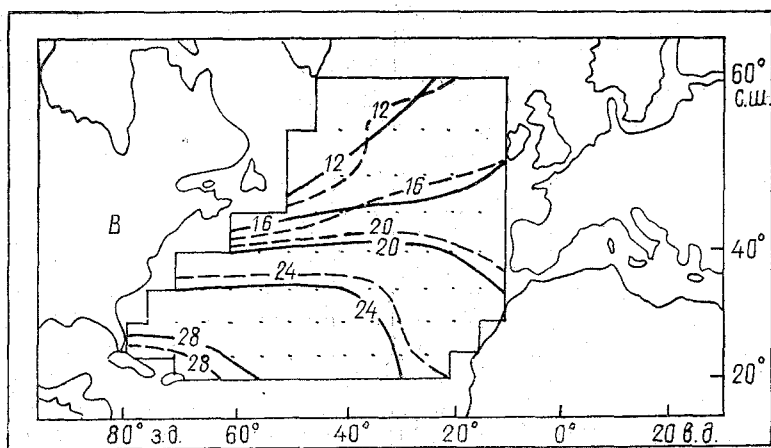
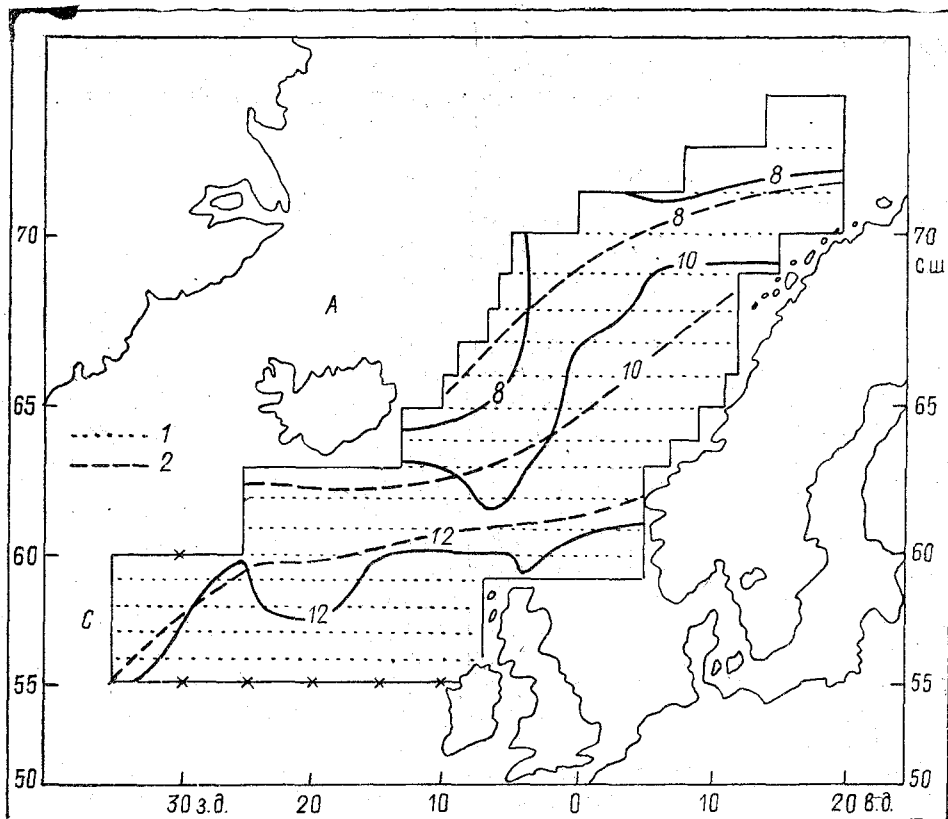
Рис. 4

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Глушко М. Ф. Стальные подъемные канаты. — Киев: Техника, 1966. — 328 с.
2. Савин Г. И., Горошко О. А. Динамика нити переменной длины. — Киев: Техника, 1962, 331 с.
3. Зелюкова Р. В. Об основах инженерного учета гистерезиса при крутильно-продольных колебаниях стальных канатов малой длины. — В сб.: Стальные канаты. — Киев: Техника, 1964, т. 1.
4. Артюхова В. Е., Горошко О. А. Зависимость коэффициента рассеяния энергии в канате от его натяжения. Там же, 1968, т. 5.
5. Зелюкова Р. В. Внутреннее трение при колебаниях каната. Там же. с. 84.
6. Головин Г. Я. Динамика канатов и цепей. — Харьков: Metallurgizdat. 1962. — 125 с.
7. Кристенсен Р. Введение в теорию вязко-упругости. — М.: Мир, 1974. — 338 с.
8. Пальмов В. А. Колебания упруго-пластических тел. — М.: Наука, 1976. — 328 с.
9. Рейнер М. Реология. — М.: Наука, 1965. — 224 с.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ДЕЯТЕЛЬНОГО СЛОЯ ОКЕАНА В СИСТЕМЕ НОРВЕЖСКОЕ МОРЕ — СЕВЕРНАЯ АТЛАНТИКА

Для описания сезонной эволюции деятельного слоя океана в системе Норвежское море — Северная Атлантика в качестве базовой модели использовалась модель Б. А. Кагана и др. [1]. Для возможности применения модели к описанию процессов переноса в системе Норвежское море — Северная Атлантика в уравнения модели были введены члены, описывающие адвективный перенос тепла. Наибольшие трудности при моделировании эволюции деятельного слоя Норвежского моря связаны с отсутствием фактических данных по структуре деятельного слоя и составляющим теплового баланса поверхности, а также с необходимостью аппроксимации поверхности Норвежского моря и Северной Атлантики разными шагами по пространству. На рисунке приведена расчетная область, разбитая на три подобласти: *A* — Норвежское море, севернее  $60^\circ$  с. ш. (разбиение на сетку  $1^\circ \times 1^\circ$ ); *B* — Северная Атлантика от  $20^\circ$  с. ш. до  $55^\circ$  с. ш. (разбиение на сетку  $5^\circ \times 5^\circ$ ); *C* — пограничная область от  $55^\circ$  с. ш. до  $60^\circ$  с. ш., относящаяся к обеим областям *A* и *B*. Причем область *C* содержит 6 граничных и 7 внутренних общих точек, через которые и происходит обмен между Норвежским морем и Северной Атлантикой. Методика решения системы уравнений, описывающих эволюцию деятельного слоя океана состоит в том, что в дополнение к заданным граничным условиям используются соотношения, которым должны удовлетворять функции и их нормальные производные) на границе области, чтобы их можно было доопределить внутри области, до некоторого решения исходной системы уравнений. Применительно к нашему сеточному разбиению процедура расчета сводилась к следующему: по начальным данным рассчитываются параметры, характеризующие деятельный слой океана в области *B* (до выхода решения на квазипериодический режим). Далее, аналогичная процедура применяется к области *A+C*, причем рассчитанные значения параметров системы в области *C* отличаются от полученных при решении в области *B+C*. После чего процедура повторяется до тех пор, пока невязка значений параметров в области *C* не станет наперед менее заданной. Далее на каждом временном шаге организуется аналогичная итерационная процедура. Необходимо отметить, что затраты машинного времени при таком разбиении исследуемой области возрастают в 2—3 раза по сравнению с разбиением на равномерную



Распределение температуры поверхности в июле: 1 — натурные данные; 2 — модель



сетку, однако при аппроксимации области  $B$  одноградусной сеткой время расчета возрастает в 15—20 раз. Перерасчет значений параметров системы из сетки  $5^\circ \times 5^\circ$  в сетку  $1^\circ \times 1^\circ$  и обратно проводился при помощи линейной интерполяции с учетом сферичности исследуемой области. При интерполяции проводился контроль за выполнением условия сохранения баланса тепла в деятельном слое океана. Так как исследуемая область представлена простым односвязным многоугольником, который можно разрезать прямыми отрезками на треугольники так, что каждое сечение увеличивает число раздельно лежащих областей, то критерий Шварца для составных областей выполняется и рассматриваемая система уравнений разрешима [2].

В связи с тем, что обеспеченность начальными данными и данными на границах областей по Норвежскому морю значительно меньше, чем по Северной Атлантике, то часть параметров модели по Норвежскому морю была временно заменена на приближенные аппроксимирующие соотношения. К таким параметрам относится толщина деятельного слоя, баланс тепла на поверхности, данные о течениях в поверхностном слое. Такая замена не позволяет получить хорошее воспроизведение моделью годовой эволюции толщины деятельного слоя и температуры поверхности Норвежского моря, но становится возможным получить предварительные оценки исследуемых характеристик в системе Норвежское море — Северная Атлантика. На рисунке приведено модельно распределение температуры поверхности в июле и ее фактическое распределение. Хорошо видно, что, несмотря на отсутствие натуральных данных по Норвежскому морю, можно говорить о качественном совпадении исследуемых полей.

Расчет температуры поверхности по остальным месяцам показал, что в другие сезоны результаты модельного расчета удовлетворительно согласуются с фактическими данными.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что при наличии надежных натуральных данных по Норвежскому морю предложенная методика расчета эволюции характеристик деятельного слоя океана в системе Норвежское море — Северная Атлантика позволит получить модельно распределение температуры поверхности с точностью, достаточной для практического применения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Каган Б. А., Рябченко В. А., Чаликов Д. В. Параметризация деятельного слоя в модели крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы. — Метеорология и гидрология, 1979, № 12.
2. Годунов С. К. Уравнения математической физики, § 22. — М.: Наука, 1971, с. 249—259.

## РАЙОНИРОВАНИЕ КЕРЧЕНСКОГО ПРОЛИВА ПО ДИНАМИЧЕСКОМУ ФАКТОРУ ПРИ ОЦЕНКЕ УСЛОВИЙ РАЗВЕДЕНИЯ МАРИКУЛЬТУР

В настоящее время все настоятельнее ощущается необходимость реализации ряда задач в области прикладной океанологии, актуальность которых определяется практической деятельностью. Одной из них является океанологическое обеспечение промысла в самом широком смысле: оценка условий формирования биопродуктивных зон, определение связей между физическими условиями среды обитания и поведением объектов промысла, регулированием вылова, воспроизводством и охраной объектов лова и другие.

Настоящая работа является продолжением начатых ранее авторами исследований по определению влияния динамического фактора на условия формирования биопродуктивных зон в ряде промысловых районов Мирового океана [3, 5, 6]. Не останавливаясь подробно на методе реализации поставленной задачи, только отметим, что в основе подхода лежит использование аналогового и численного моделирования динамической структуры с целью оценки влияния циркуляции вод на биологические процессы и разработки промысловых прогнозов на основе выявленных связей [2, 4, 5].

В предлагаемой работе делается попытка оценки условий для разведения марикультур в одном из промысловых районов Азово-Черноморского бассейна — Керченском проливе. Для этой цели было выполнено моделирование циркуляции вод в данной области в квазистационарном приближении для типовых гидрометеорологических ситуаций. В данном случае представляется интересным рассмотреть распределение и повторяемость квазистационарных вихревых образований, которые оказывают влияние на физико-химические процессы при формировании водных масс, а также во всех звеньях биологической цепи [2, 3].

Отличительной особенностью рассматриваемого района является то, что это проливная область с достаточно малыми глубинами: севернее п-ва Тамань — до 5—8 м, а южнее  $45^{\circ} 10'$  глубина увеличивается от 10—12 м, до 15—20 м при входе в пролив.

В задачу исследований входило выявление квазистационарных вихревых образований в пределах южной половины Керченского пролива, хотя на первый взгляд может показаться, что для района характерен перенос водных масс только в широтном направлении.

При реализации задачи, учитывая относительную малость района, задавался равномерный ветер над всей акваторией 7,5 м/с, соответствующий средним гидрометеорологическим условиям [1]. В этой связи необходимо помнить, что картины циркуляции вод для двух противоположных по румбам ветров (с точки зрения математической постановки задачи) будут зеркально обратными, а сами картины переноса водных масс будут определяться прежде всего морфометрическими характеристиками района, в первую очередь, топогенным фактором. На практике задача может быть реализована для любых синоптических условий и в нестационарном приближении. При построении аналоговой модели шаг сетки принимался равным 2 км.

На рис. 1—3 приведены картины интегральной циркуляции вод в квазистационарном приближении для СЗ, СВ и В ветров. С учетом сказанного выше замечания, при ЮВ, ЮЗ и З ветрах отмечается обратный перенос водных масс. В случаях северный — южный ветры в проливе, с учетом разрешающей способности сетки на модели — 2 км, наличие квазистационарных вихрей не отмечается, т. е. происходит водообмен между Азовским и Черным морями по всей ширине Керченского пролива. Повторяемость данной ситуации не превышает 16—18% [1].

Как видно из приведенных рисунков, в проливе можно выделить еще два типа циркуляции вод:

а) северо-западный (юго-восточный) ветер (рис. 1): квазистационарные вихри отмечаются у западного побережья пролива, три менее интенсивных — вдоль южной границы, два из которых — южнее мыса Тахилб и один в глубоководной части пролива (глубины 18—23 м);

б) северо-восточный (юго-западный) и восточный (западный) (рис. 2, 3) ветры: образование квазистационарных вихревых систем происходит вдоль западного побережья пролива и у полуострова Тамань.

Интенсивность вихрей при переходе от одной гидрометеорологической ситуации к другой изменяется в 1,3—1,8 раза.

На основании полученного материала были выделены зоны квазистационарных вихрей в Керченском проливе, которые приведены на рис. 4. С учетом повторяемости ветра [1] мы имеем четыре зоны:

1. Западное побережье Керченского пролива, где повторяемость антициклонических вихрей до 42—47% (СВ, В, ЮВ ветры), циклонических — до 35—40% (СЗ, З, ЮЗ ветры).

2. Южнее мыса Тахиль, с повторяемостью квазистационарных вихрей до 25—30% (СЗ, С, ЮВ и Ю ветры).

3. Район Таманского п-ва, где повторяемость антициклонических вихрей до 30—35% (ЮЗ, З и СВ ветры), циклонических — до 37—42% (СВ, В, и ЮЗ ветры).

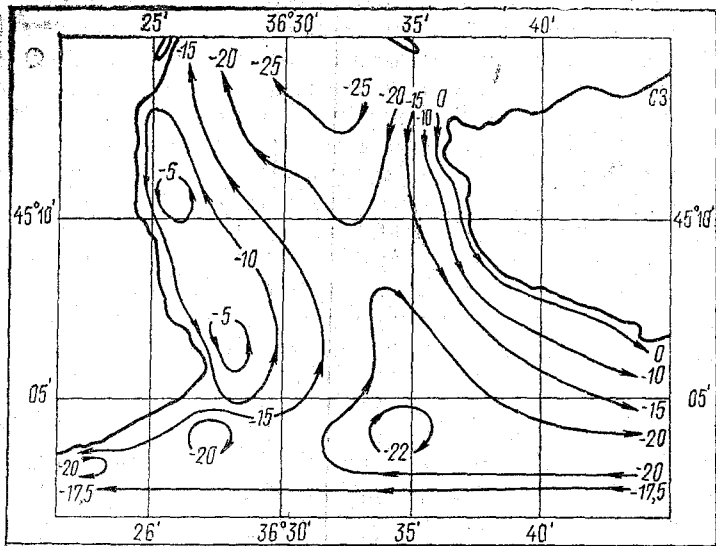


Рис. 1. Интегральная циркуляция вод в Керченском проливе при северо-западном ветре ( $10^{-8} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ )

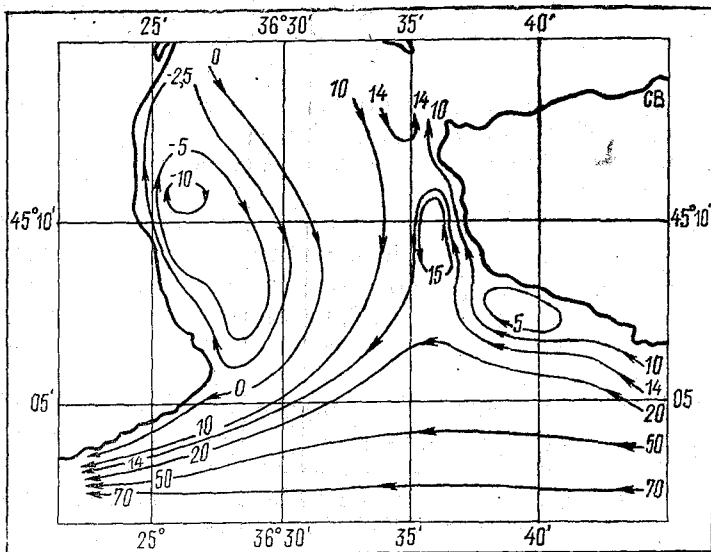


Рис. 2. Интегральная циркуляция вод в Керченском проливе при северо-восточном ветре ( $10^{-3} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ )

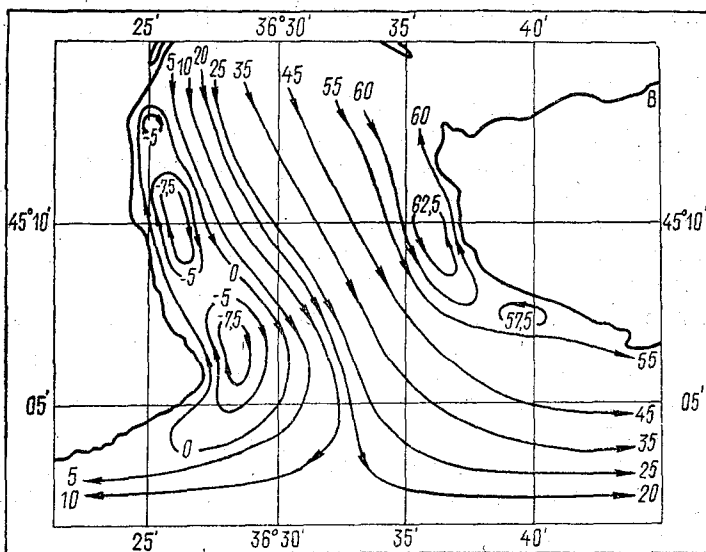


Рис. 3. Интегральная циркуляция вод в Керченском проливе при восточном ветре ( $10^{-8} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ )

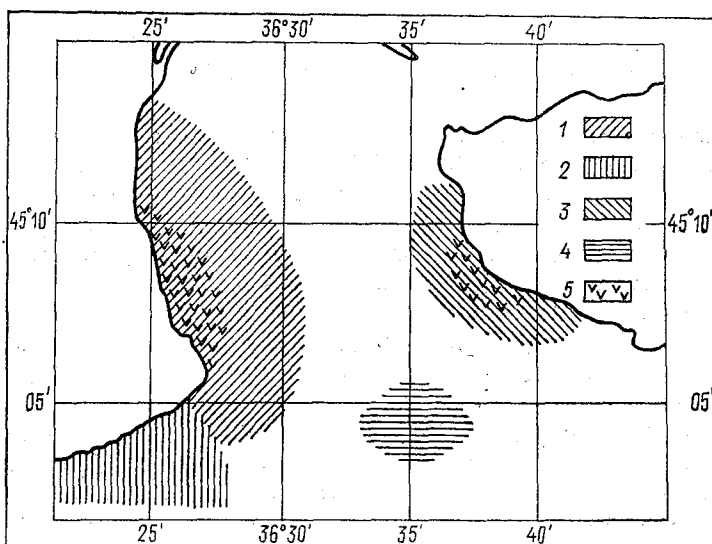


Рис. 4. Зоны квазистационарных вихревых образований в Керченском проливе

4. Центральная зона — на юге при входе в пролив с повторяемостью квазистационарных вихрей до 10—15% (СЗ и ЮВ ветры).

Таким образом, с учетом влияния квазистационарных вихревых образований на биологические процессы в морях, наиболее перспективной зоной для дальнейших исследований и проведения экспериментальных работ по разведению марикультур в Керченском проливе является район севернее мыса Тахиль, а также к юго-западу у п-ва Тамань (рис. 4, зона 5).

В результате проведенных исследований получены следующие результаты:

— выполнено моделирование циркуляции вод в квазистационарном приближении для восьми вариантов барических полей, что позволило провести типизацию переноса водных масс в Керченском проливе и оценить изменчивость интенсивности вихревых образований;

— проведено районирование области по динамическому фактору с учетом повторяемости гидрометеорологических процессов в Азово-Черноморском бассейне;

— определены наиболее перспективные зоны для дальнейших исследований и проведения экспериментальных работ по разведению марикультур в Керченском проливе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас волнения и ветра Черного моря. — Л.: Гидрометеиздат, 1969. — 112 с.

2. Биология океана. Т. 2. Биологическая продуктивность океана. Отв. ред. Виноградов М. Е. — М.: Наука, 1977. — 398 с.

3. Брянец В. А., Ковальчук Л. А., Мензин А. Б. и др. Условия зимовальных миграций и формирование скоплений черноморской хамсы у берегов Грузии. — Тез. докл. VII Всес. конференции по промысловой океанологии, посвященной 125-летию со дня рождения Н. М. Книповича (Астрахань, 19—21 мая 1987 г.). — М.: 1987, с. 113—114.

4. Макаров В. А., Мензин А. Б. Электрическое аналоговое моделирование в океанологии. Некоторые вопросы теории и эксперимента. — Л.: Гидрометеиздат, 1976. — 112 с.

5. Мензин А. Б., Сыроватко Н. А. Динамические предпосылки образования продуктивных зон в центральной части Индийского океана. — В сб.: Методы и средства исследования Мирового океана. — Л., изд. ЛПИ, 1984, вып. 87, с. 78—93 (ЛГМИ).

6. Мензин А. Б., Сыроватко Н. А. Сезонная изменчивость ветровой циркуляции вод моря Скотия. — В сб.: Гидрометеорологические процессы в промысловых районах Северной и Южной Атлантики. Л., изд. ЛПИ, 1987, вып. 99, с. 129—136 (ЛГМИ).

## АНАЛИЗ И ОПТИМИЗАЦИЯ УСЛОВИЙ КОСМИЧЕСКОЙ СЪЕМКИ ОКЕАНА КОНИЧЕСКИМ СКАНЕРОМ МСУ-СК

В последние годы большое значение приобрели дистанционные методы гидрофизических исследований, основанные на использовании изображений зоны солнечного блика на космических сканерных снимках главным образом среднего разрешения [1—5]. При этом оказалось, что внутренние волны, фронтальные зоны, вихри, меандры лучше всего проявляются на периферийной части зоны блика. В то же время для получения данных о наличии загрязнений, переносе взвешенных осадков, выносе речных вод и т. д. информативным является изображение только вне зоны блика.

Для детального изучения всех перечисленных и подобных явлений требуется пространственное разрешение порядка 0,2 км.

В СССР был разработан и в 1980 г. включен в число датчиков системы исследования природных ресурсов Земли «Ресурс-0» конический сканер среднего разрешения МСУ-СК [6].

Для большей части задач исследования природных ресурсов предпочтительна съемка с линейной, а не с конической разверткой. Однако многочисленные эксперименты [1—5] показывают, что конический сканер МСУ-СК является адекватным датчиком для съемки морского волнения и для изучения гидрофизических характеристик акваторий. Кроме того, в настоящее время это единственный датчик, обеспечивающий требуемое пространственное разрешение.

В данной работе исследованы условия возникновения зон блика, их размеры, расположение, конфигурация. Приведены рекомендации по выполнению специализированных съемок в зоне блика.

### Основные определения и постановка задачи

Основные параметры оптико-механического сканера с конической разверткой МСУ-СК приведены в работе [6]. К ним относятся постоянный угол отклонения луча визирования от надира  $\varepsilon = 39^\circ$  и угол сканирования, т. е. дуга окружности, описываемой этим лучом, в пределах которой производится съемка  $2\alpha_{\max} = 66,5^\circ$ . При средней высоте  $H = 650$  км размеры пиксела на местности в надире: 175 м вдоль строки и 243 м поперек.

МСУ-СК был впервые установлен на ИСЗ «Метеор-природа» («Метеор-30»), выведенный в 1980 г. на околокруговую солнеч-

но-синхронную орбиту со средней высотой  $H=640$  км, периодом оборота  $T=97,4$  м, наклонением  $i=97,9^\circ$ . Съемка производилась на нисходящих витках при среднем местном времени пересечения экватора  $t_0 \approx 10^h$ . Информация, зарегистрированная МСУ-СК, передается на пункты приема в аналоговой форме и фиксируется на фототелеграфных аппаратах с форматом негатива  $600 \times 480$  мм. На нем сам снимок занимает 44 см вдоль строки и 48 см или 24 см поперек (иногда применяются и другие форматы). Аннотация, впечатанная в рамку кадра, содержит наименование центра приема; № ИСЗ; № витка; шифр «096» снимка, зарегистрированного МСУ-СК; спектральный интервал канала, в котором получен снимок, мкм; дату съемки; московское время регистрации первой и последней строки; гринвичскую долготу восходящего узла, после прохождения которого велась съемка; высоту съемки в км; максимальную и минимальную высоту солнца над местностью (изобразившейся в кадре) в момент ее регистрации.

Для уточнения и формализации понятий «зона блика» и «бестеневая зона» (в совокупности называемых зонами засветки), введем, согласно [8] следующие определения и обозначения;

$\varphi$  и  $\beta$  — координаты точки (элемента, пиксела) сканерного снимка, зарегистрированного при пролете точки трассы, лежащей на широте  $\varphi$ , лучом визирования, наполненным на угол  $\beta$  к вертикали этой точки трассы. Прямоугольные координаты  $x$ ,  $y$  нетрансформированного сканерного снимка пропорциональны  $\varphi$  и  $\beta$  при съемке оптико-механическим сканером с линейной разверткой. Для конического сканера существует аналогичная, хотя и более сложная зависимость. С помощью известных формул связи координат снимка и местности при космической съемке сканером (КСС) (см. например [7]) от координат  $x$  и  $y$  можно перейти к координатам элемента местности, идентичного рассматриваемой точке изображения. Соответственно ниже для краткости говорится и о точке заснятой местности с координатами  $\varphi$ ,  $\beta$ .

Следует иметь в виду, что широта  $\varphi_\beta$  зарегистрированного элемента местности не совпадает с  $\varphi$ .

Угол  $\alpha$ , определяемый для каждой точки изображения и идентичной ей точки местности, — угол между лучом визирования этой точки и направлением солнечных лучей в момент ее регистрации. Бестеневая точка или центр бестеневой зоны — точка изображения и идентичная ей точка местности, для которой  $\alpha=0$ . Бестеневая зона — геометрическое место точек, для которых  $\alpha \leq \text{const}$ . Изолиния бестеневой зоны — геометрическое место точек, для которых  $\alpha = \text{const}$ . Направление блика в точке — направление лучей солнечного света, зеркально отраженного от плоскости, касательной к поверхности Земли в этой точке (т. е. от горизонтальной плоскости). Направление блика в точке рассматривается в момент ее регистрации. Угол  $\gamma$  — угол между лучом визирования точки и лучом, коллинеарным направлению



блика и направленным в противоположную сторону. Центр блика или центр зоны блика — точка местности, в которой нормаль к поверхности Земли является биссектрисой угла  $\alpha$ , и идентичная ей точка изображения.

Центр зоны блика можно определить так же, как точку изображения и идентичную ей точку местности, для которой  $\gamma=0$ . Оба определения эквивалентны в силу закона зеркального отражения света.

Зона блика — геометрическое место точек, для которых  $\gamma \leq \text{const}$ . Изолиния зоны блика — геометрическое место точек, для которых  $\gamma = \text{const}$ .

Орбита спутников системы «Ресурс-0», как и других систем дистанционного зондирования, является солнечно-синхронной. Можно показать, что на таких орбитах условия освещения местности определяются одним из параметров орбиты, местным средним временем прохождения нисходящего узла  $t_0$ . При этом  $t_0$  остается практически неизменным в течение всего времени функционирования КА.

Космические системы дистанционного зондирования Земли (в частности «Ресурс-0») многоцелевые. Их параметры должны прежде всего подходить для съемки суши. В частности, должно выполняться условие:  $9^h \leq t_0 \leq 11^h$  [9], а съемка вестись на нисходящих частях витков. Вследствие этого менять условия освещения, да и то в небольших пределах, можно лишь путем запуска спутника на соответствующую орбиту.

### Высота и азимут солнца при съемке МСУ-СК

В работе [9] получены формулы высоты  $h$  и азимута  $A$  солнца в точках местности в момент их регистрации сканирующим устройством с линейной разверткой. При выводе формул предполагалось, что поверхность Земли — сфера радиуса  $R$ , орбита — круговая с высотой  $H$  и что все элементы строки регистрируются одновременно. Трасса полета КА (т. е. совокупность точек местности, изображающихся в центрах регистрируемых строк) рассматривалась на инерционной (неподвижной) Земле, причем было показано, что при изучении условий освещения это предположение не ограничивает общности.

Согласно [9] для точки трассы КА с широтой  $\varphi$

$$h = \arcsin(\sin \delta \sin \varphi - \cos \delta \cos \varphi \cos t), \quad (1)$$

$$A = \arctg(\cos \delta \sin t / (\sin \delta \cos \varphi + \cos \varphi \sin \varphi \cos t)) + \frac{\pi}{2} (2 - \text{sgn} \sin t - \text{sgntg} A). \quad (2)$$

Для точки строки, регистрируемой лучом, отклоненным на угол  $\beta$  от вертикали поперек трассы,

$$h_{\beta} = \arcsin(\sin \delta \sin \varphi_{\beta} - \cos \delta \cos \varphi_{\beta} \cos t_{\beta}), \quad (3)$$

$$A_{\beta} = \arctg(\cos \delta \sin t_{\beta} / (\sin \delta \cos \varphi_{\beta} + \cos \delta \sin \varphi_{\beta} \cos t_{\beta})) + \frac{\pi}{2} (2 - \operatorname{sgn} \sin t_{\beta} - \operatorname{sgn} \operatorname{tg} A_{\beta}), \quad (4)$$

где  $\delta$  — склонение солнца, определяемое датой съемки;  $\varphi$  — широта подспутниковой точки в момент съемки  $t = t_0 + \eta - \arcsin(\operatorname{tg} \varphi / \operatorname{tg} i)$ . Здесь ( $i$  — наклонение орбиты КА;  $t_0$  — параметр орбиты КА — местное среднее время съемки точек экватора,  $\eta$  — уравнение времени).

$\varphi_{\beta}$  и  $t_{\beta}$  связаны с  $\varphi$  и  $t$  зависимостями

$$\begin{aligned} & \varphi_{\beta} \arctg(\sin \varphi \cos \psi(\beta) + \cos i \sin \psi(\beta)), \\ & t_{\beta} = t + \arcsin(\sin \psi(\beta) (1 - \cos^2 i \cos^2 \varphi)^{1/2} / \cos \varphi_{\beta}) \\ & \left( \varphi(\beta) = -\beta + \arcsin \left( \frac{R+H}{R} \sin \beta \right) \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Покажем, что изменение условий освещения вдоль строки МСУ-СК, а также и вдоль трассы, описывается соответствующими зависимостями для линейного сканера. Сравним значения  $h$  и  $A$  при регистрации МСУ-СК и сканером с линейной разверткой, производящим съемку таким образом, чтобы точки, регистрируемые в центре строк обоих датчиков совпадали (рис. 1).

Обозначим  $\alpha$  угол  $ONM$  (согласно [6],  $\alpha$  меняется от  $-\alpha_{\max} = -33^{\circ}$  до  $\alpha_{\max} = 33^{\circ}$ ),  $M'$  — точку, лежащую на пересечении прямой  $NM$  и перпендикуляра к  $NO$ , проходящего через точку  $O$  и  $r$  — отрезок  $ON$ .

Легко увидеть, что различия значений  $\alpha$  и  $\beta$  для крайних точек строки при съемке коническим и линейным сканером возникают только вследствие различия широт  $\Delta \varphi \approx 0,5^{\circ}$  точек  $M$  и  $M'$ , т. е. пренебрежимо малы.

Таким образом, при рассмотрении условий освещения вдоль строк МСУ-СК можно пользоваться формулами и графиками работы [9]. При этом следует иметь в виду, что соответствующие значения  $\alpha$  и  $\beta$  связаны очевидной формулой, следующей из рис. 1:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{r' \operatorname{tg} \alpha}{H} \approx 0,85 \operatorname{tg} \alpha, \quad (6)$$

где  $r' = R \psi(\alpha) = R \left[ \arcsin \left( \frac{R+H}{R} \sin \alpha \right) - \alpha \right] \approx 544$  км.

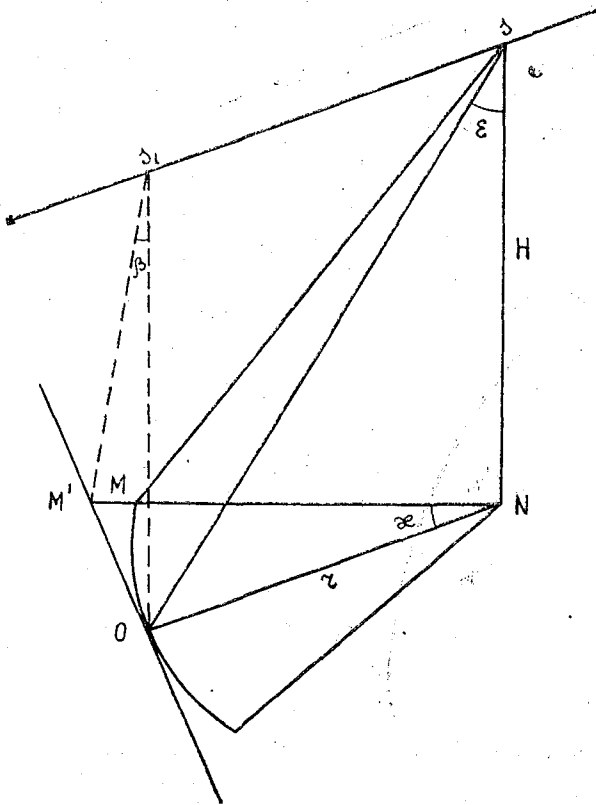


Рис. 1. К описанию условий освещения при съемке МСУ-СК:  $S$  — положение спутника при съемке МСУ-СК строки, в центре которой регистрируется точка  $O$ ;  $N$  — подспутниковая точка;  $M$  — произвольная точка строки МСУ-СК;  $S_1$  — положение спутника при съемке линейным сканером, производящейся таким образом, что точка  $O$  регистрируется в центре строки

### Расчет изолиний зон засветки

Выведем формулы для вычислений изолиний  $\alpha$  и  $\gamma$  при съемке коническим сканером МСУ-СК.

Рассмотрим сферические треугольники  $SNM$ ,  $SNn_m$  и  $n_mB_mM$  (рис. 2).

В этих треугольниках по определению  $\alpha_m = \widehat{SM}$ ,  $\gamma_m = \widehat{MB_m}$ ,  $\widehat{SN} = z$  где  $z$  — зенитное расстояние солнца в подспутниковой точке.

Очевидно  $\angle SNn_M = A_T + \kappa - A$  (рис. 1), где  $A_T$  — азимут трассы спутника;  $A$  — азимут солнца в подспутниковой точке;  $Nn_M = \psi$ ,  $NM = \varepsilon$ . Обозначим через  $\tau$  равные (по определению направления блика в точке) дуги:  $\widehat{Sn_M} = \widehat{n_M B_M} = \tau$ .  $\angle Sn_M N$  обозначим через  $\mu$ .

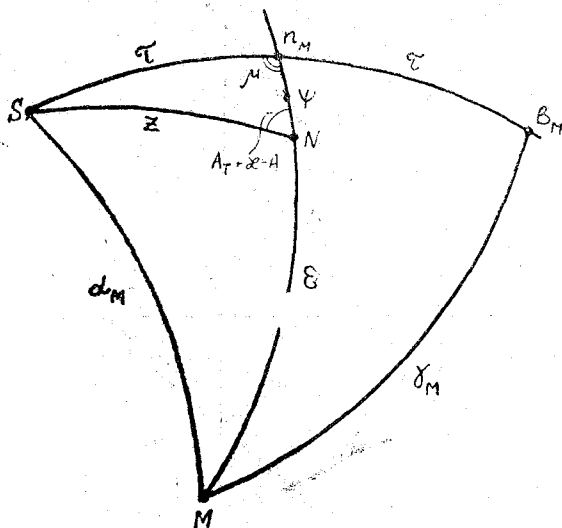


Рис. 2. К выводу уравнений изолиний зон засветки при съемке сканером с конической разверткой:  $M$  — направление луча, регистрирующего произвольную точку строки;  $S$  — направление солнечных лучей;  $N$  — вертикаль подспутниковой точки;  $n_M$  — нормаль к поверхности Земли в точке  $M$ ;  $B_M$  — направление блика в точке, регистрируемой лучом  $M$

Применив к рассматриваемым треугольникам формулы сферической тригонометрии, получим

$$\cos \alpha = \cos \tau \cos (\varepsilon + \psi) + \sin \tau \sin (\varepsilon + \psi) \cos \mu, \quad (7)$$

$$\cos \gamma = \cos \tau \cos (\varepsilon + \psi) - \sin \tau \sin (\varepsilon + \psi) \cos \mu, \quad (8)$$

где

$$\cos \tau = \cos z \cos \psi + \sin z \sin \psi \cos (A_T + \kappa - A), \quad (9)$$

$$\sin \mu = \frac{\sin z \sin (A_T + \kappa - A)}{\sin \tau}. \quad (10)$$

Заметим, что если нужно одновременно вычислить  $\alpha$  и  $\gamma$ , то формулы (5) — (10) можно упростить:

$$\cos \alpha = \cos z \cos \varepsilon - \sin z \sin \varepsilon \cos (A_T + \kappa - A), \quad (11)$$

$$\cos \gamma = 2\tau \cos(\varepsilon + \psi) - \cos \alpha, \quad (12)$$

где  $\tau$  определяется формулой (9), а  $A_T$  известной формулой (см., например [9]):

$$A_T = \pi - \arcsin(\cos i / \cos \varphi). \quad (13)$$

### Особенности зон засветки

Как уже говорилось, значительную ценность для океанологических исследований представляют космические снимки, выполненные МСУ-СК в зоне блика. При этом, судя по имеющимся публикациям [1—5], внутренние волны и иные гидрофизические характеристики лучше всего дешифрируются на краях зоны блика при  $\gamma \approx 15..30^\circ$ .

Соответственно зоны засветки при съемке МСУ-СК вычислялись для  $\alpha \leq 40^\circ$  и  $\gamma \leq 40^\circ$ . Изолинии этих зон для сезона летнего и зимнего солнцестояния представлены на рис. 3. По оси абсцисс отложены углы  $\kappa$ , отсчитываемые вдоль строки снимка от ее центра. В восточной части строки  $\kappa$  положительные, в западной — отрицательные.

На оси ординат справа надписаны значения  $\varphi$  — широты подспутниковых точек, соответствующих строкам съемки, а слева — значения  $\varphi_c$  широты центров строк.

Рис. 3, а соответствует лету ( $\delta = 23^\circ 26'$ ), а рис. 3, б — зиме ( $\delta = -23^\circ 26'$ ).

Из рис. 3 вытекают следующие свойства зон засветки.

1. В пределах  $|\kappa| \leq 33^\circ$  изолинии  $\alpha$  и  $\gamma$  близки к дугам концентрических эллипсов примерно одинакового эксцентриситета.

2. При  $t_0 = 10^h$  центр блика и бестеневая точка не изображаются на снимках МСУ-СК.

3. С изменением сезона зоны засветки сохраняют конфигурацию и взаимное расположение. При этом они сдвигаются за период от летнего до зимнего солнцестояния примерно на  $50^\circ$  к северу.

4. Зона блика возникает только при съемке северного полушария. Лишь в декабре-январе ее южный край заходит за экватор и прослеживается до южного тропика.

5. Зона блика расположена почти целиком к юго-востоку от осевой линии снимка. Только летом за эту линию заходит изолиния  $\gamma = 30^\circ$ .

6. В июне-июле часть зоны блика, требуемая для океанологических съемок, располагается в широтном поясе  $\varphi_c \approx 30..80^\circ$ . К зиме она постепенно сдвигается и в декабре-январе охватывает широтный пояс от  $-15$  до  $+50^\circ$ .

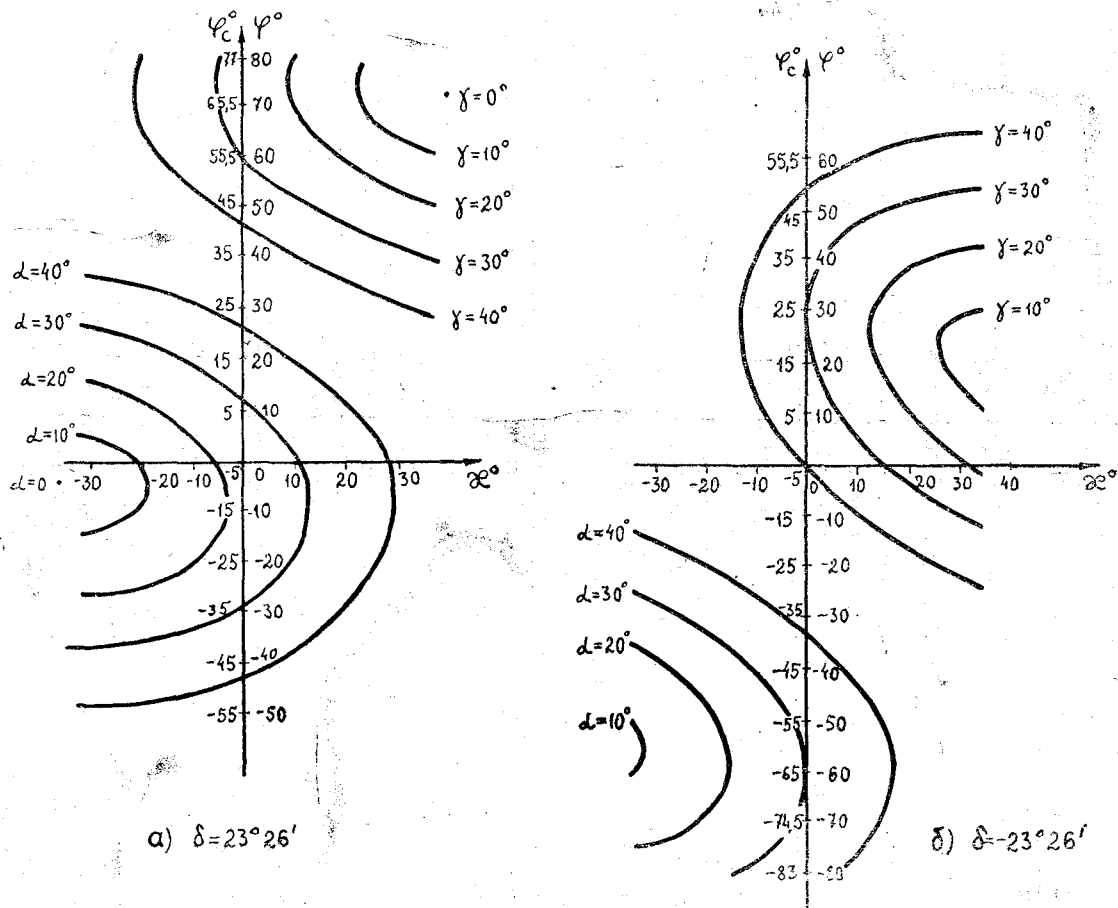


Рис. 3. Зоны засветки при съемке МСУ-СК,  $t_0 = 10^h$

## Оптимизация условий освещения при съемке коническим сканером в зоне блика

На рис. 4, аналогичном рис. 3, представлены изолинии  $\alpha$  и  $\gamma$  при съемке МСУ-СК с  $t_0$ , равным 9, 10 и 11 ч. Из рисунка ясно, что с изменением  $t_0$  от 10<sup>h</sup> до 9<sup>h</sup> зона блика сдвигается к краю снимка и существенно сокращается. Вследствие этого уменьшение  $t_0$  явно нецелесообразно. Сравнивая рис. 3 и 4 нетрудно убедиться, что это заключение справедливо для любого сезона съемки.

При  $t_0=11^h$  центры зон засветки попадают на снимок, а сами зоны распространяются, в соответствующем широтном поясе, на весь снимок, причем при  $\varphi_c=35..53^\circ$   $\gamma$  мало меняется вдоль строк, т. е. условия изображения края блика оказываются примерно идентичными в пределах всего снимка. Очевидно, все это существенно облегчает решение океанологических задач.

По-видимому, для многоцелевых КА целесообразно сохранить  $t_0=10^h$ . Однако в системе ИПРЗ, включающей несколько КА, действующих одновременно, целесообразно выводить один из них, оснащенный датчиком МСУ-СК, на орбиту с  $t_0=11^h$ . Съемка с этого КА была бы полезна для гидрофизических исследований и одновременно позволила бы получить съемку суши в зонах засветки, полезную в качестве дополнительной съемки.

Второй путь оптимизации съемки в зоне блика — выбор сезона съемки. Из рис. 3 и 4 следует, что, меняя соответствующим образом сезон съемки, можно добиться съемки любой акватории северного полушария в зоне блика. Поскольку с изменением  $t_0$  эта зона не смещается по широте, а при любом изменении сезона практически не переходит экватора, рассмотренные приемы не подходят для съемки акваторий южного полушария Земли.

Луч визирования МСУ-СК при съемке каждой строки пересекается с местностью по окружности, однако до сих пор предполагалось, что регистрация производится только по дуге этой окружности размером в  $66^\circ$ , середина которой расположена вдоль трассы, впереди подспутниковой точки (рис. 1).

Третий путь оптимизации, необходимый для съемки акваторий южного полушария Земли, — регистрация местности вдоль дуги, середина которой расположена на трассе, позади подспутниковой точки. Этот вариант назовем «съемкой назад». Датчик МСУ-СК позволяет реализовать его.

На рис. 5 изображены зоны засветки при «съемке назад» МСУ-СК при  $t_0=10^h$ . Рис. 5, а соответствует сезону летнего солнцестояния, а рис. 5, б — зимнего. Из рис. 5 ясно, что при соответствующем подборе сезона «съемка назад» позволяет получить изображение любой акватории южного полушария Земли в зоне блика.

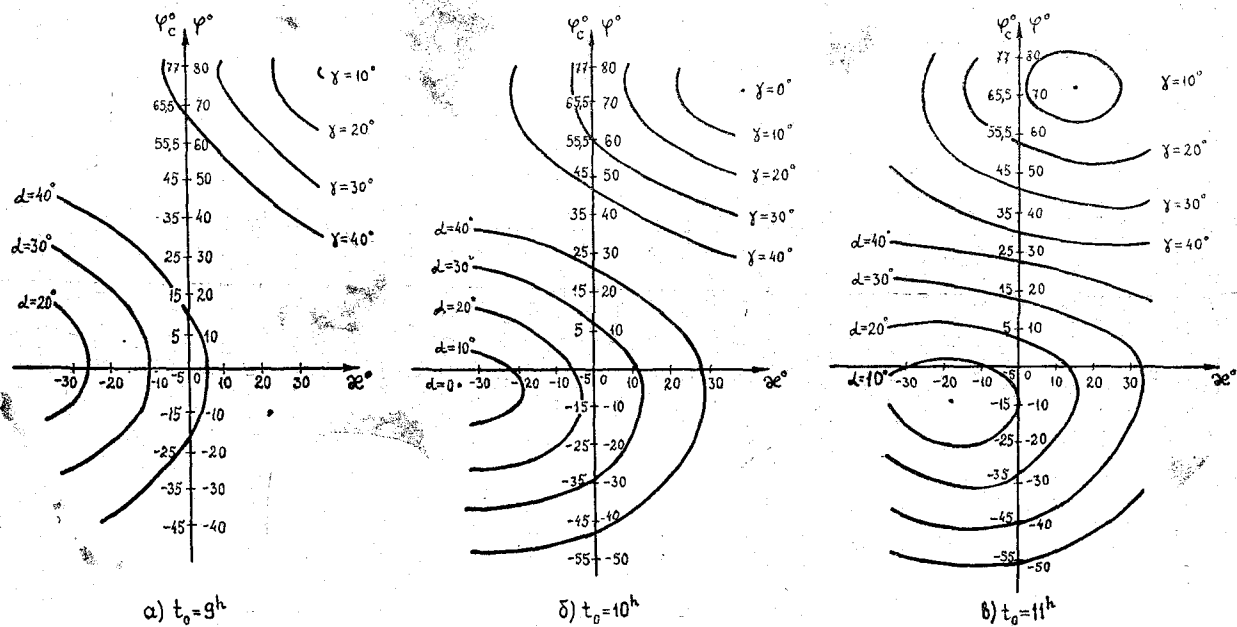
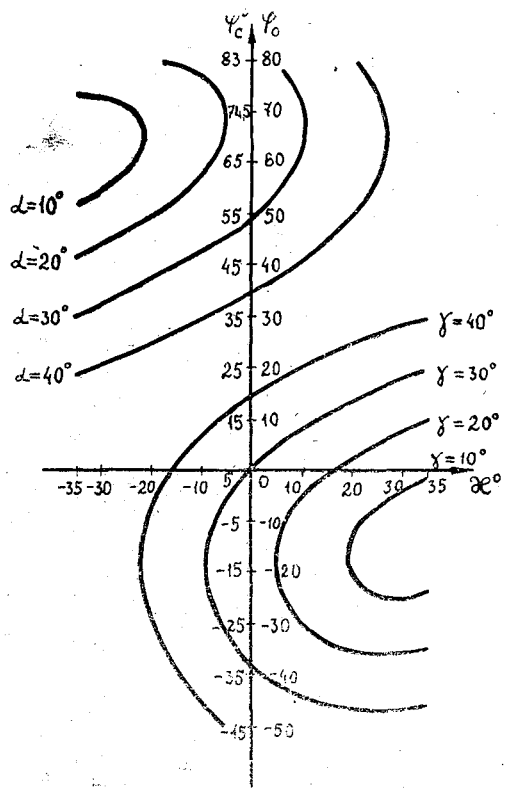
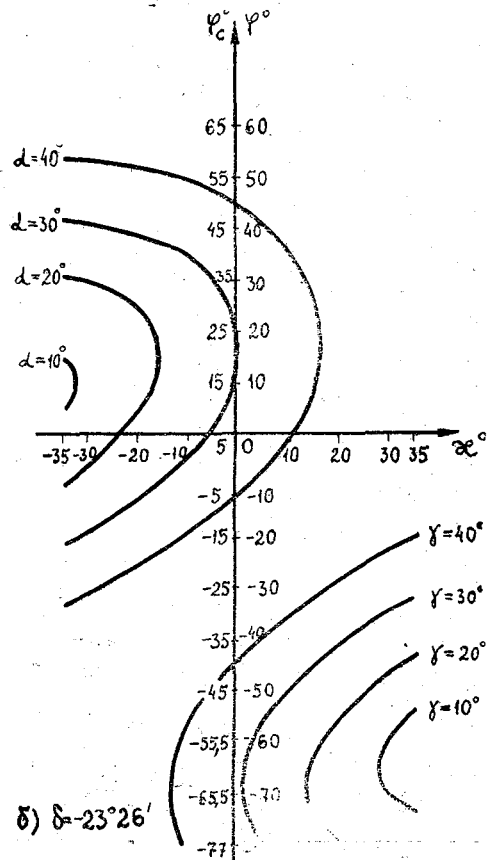


Рис. 4. Зависимость зон засветки от  $t_0$  при съемке МСУ-СК в сезон летнего солнцестояния ( $\delta_\odot = 23^\circ 26'$ )



а)  $\delta = 23^\circ 26'$ б)  $\delta = 23^\circ 26'$ Рис. 5. Зоны засветки при съемке МСУ-СК назад при  $t_0 = 10^h$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Селиванов А. С. и др. Исследование условий съемки поверхности океана в спектральном диапазоне 0,4—1,1 мкм. — Исследования Земли из космоса, 1981, № 2, с. 82—89.
2. Селиванов А. С., Гектин Ю. М. Об использовании кругового сканирования для наблюдения акваторий в оптическом диапазоне. — Исследования Земли из космоса, 1982, № 4, с. 122—124.
3. Гришин Г. А. и др. Исследование яркостной структуры спутникового изображения Охотского моря. — Исследования Земли из космоса, 1983, № 5, с. 3—10.
4. Козьмин А. С., Снегирев В. Е. Опыт использования видеoinформации с ИСЗ «Метеор» для исследования явлений в океане. — Исследования Земли из космоса, 1981, № 6, с. 48—57.
5. Селиванов А. С. и др. Исследование океана с помощью многоспектральных сканирующих устройств малого разрешения. — Исследования Земли из космоса, 1986, № 3, с. 70—75.
6. Селиванов А. С. и др. Многозональный сканер с конической разверткой для исследования природных ресурсов. — Исследования Земли из космоса, 1985, № 1, с. 66—72.
7. Мальцева И. Г., Рамм Н. С. Переход от точек космического сканерного снимка к точкам местности. — В кн.: Алгоритмы и программы. М.: Мингео СССР, 1979, с. 29—33.
8. Мальцева И. Г. Расчет зон блика и бестеневых зон при космической сканерной съемке и оптимизация условий освещения. — Исследования Земли из космоса, 1984, № 2, с. 107—116.
9. Кузина А. М., Мальцева И. Г., Рамм Н. С. Условия освещения местности при космической сканерной съемке. — Исследования Земли из космоса 1984, № 2, с. 98—106.

УДК 551.465.71

Л. Г. МЕЛИХОВА (РГГМИ)

### РАССЕЯНИЕ ПРИМЕСИ НАД ВОДОЙ ОТ ПОВЕРХНОСТНОГО ИСТОЧНИКА В УСЛОВИЯХ СЛАБОГО ВЕТРА

Изучение рассеивания примеси в условиях штиля является важной задачей, так как ослабление ветра до штиля может приводить, особенно в случае низких источников, к резкому увеличению концентрации примеси вблизи источника.

Так как при слабом ветре нельзя пренебрегать диффузией примеси вдоль ветра, то для решения задачи рассеивания примеси при  $u \rightarrow 0$  нужно использовать уравнение диффузии в виде

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} + u(z) \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial c}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} k_y \frac{\partial c}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial c}{\partial z}, \quad (1)$$

где  $u$  — скорость ветра (ось  $x$  направлена вдоль ветра);  $k_x$ ,  $k_y$ ,  $k_z$  — составляющие коэффициента турбулентной диффузии.

При решении трехмерного нестационарного уравнения сталкиваемся с большими вычислительными трудностями: проблемой счетной вязкости и требованием большого объема машинной памяти. Кроме того,  $k_x$ ,  $k_y$ ,  $k_z$  при слабом ветре недостаточно изучены.

Всего этого можно избежать, используя статистический подход, основанный на лагранжевом моделировании движения частиц в турбулентном потоке. В последнее время в связи с увеличением быстродействия ЭВМ большое распространение получил метод Монте-Карло, простота и общность которого позволяют эффективно решать трехмерную задачу распространения примеси при слабом ветре.

Подробное описание метода Монте-Карло применительно к задачам атмосферной диффузии дается в [9, 10, 12]. Вкратце суть метода заключается в следующем.

Рассматривается выброс из источника большого числа частиц. Траектория движения каждой частицы разбивается на множество шагов продолжительности  $\Delta t$ , на каждом шаге скорость частицы считается постоянной. Как известно, скорость движения частицы можно представить в виде суммы средней ( $\bar{v}$ ) и пульсационной составляющих ( $v'$ ):

$$v = \bar{v} + v'. \quad (2)$$

Главная сложность заключается в определении пульсации. Она, в свою очередь, представляется в виде суммы коррелированной компоненты пульсации, зависящей от пульсационной скорости на предыдущем шаге, и чисто случайной составляющей [1]:

$$v'(t + \Delta t) = \rho_L \cdot v'(t) + v'', \quad (3)$$

где  $\rho_L$  — лагранжева корреляционная функция.

Для  $\rho_L$  была выбрана экспоненциальная аппроксимация

$$\rho_L(\Delta t) = \exp(-\Delta t/\tau_L), \quad (4)$$

где  $\tau_L$  — лагранжев временной масштаб.

Таким образом, прослеживается траектория движения каждой частицы и определяется вероятность попадания ее в достаточно малый объем, центром которого является расчетная точка. Эта вероятность пропорциональна средней по этому объему концентрации.

Условно были выделены три предельных случая сочетания штиля с нейтральной, устойчивой и неустойчивой стратификацией атмосферы. В устойчиво стратифицированной атмосфере при штиле затухает турбулентный обмен и рассеяние примеси происходит практически по законам молекулярной диффузии [1]. Поэтому исследуем подробно оставшиеся два случая.

## Штиль при нейтральной стратификации

Наиболее часто над морем штилевые условия сочетаются с нейтральной стратификацией. Для проверки применимости метода Монте-Карло к решению задачи о штиле было произведено сравнение с аналитическим решением трехмерного стационарного уравнения диффузии [2]:

$$u \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial c}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} k_y \frac{\partial c}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial c}{\partial z} + Q \delta(x) \delta(y) \delta(z - H), \quad (5)$$

где  $Q$  — мощность источника выброса;  $\delta$  — функция Дирака; ось  $x$  направлена вдоль ветра.

Коэффициенты в (5) были выбраны следующим образом:

$$k_z = k_1 \hat{z}^n, \quad u = u_1 \hat{z}^m, \quad k_x = k_y = k_0 u, \quad \hat{z} = z/z_1, \quad z_1 = 1 \text{ м}. \quad (6)$$

Сравнение производилось при

$$k_1 = 0,1 \text{ м}^2/\text{с}, \quad u_1 = 0,1 \text{ м/с}, \quad n = 1, \quad m = 0,15, \quad (7)$$

высота источника выброса  $H = 0$  м;  $Q = 10^6$  г/с.

Для стандартного отклонения компонент скорости ветра  $\sigma_u$ ,  $\sigma_v$ ,  $\sigma_w$  были приняты соотношения, выполняющиеся в приземном слое атмосферы при нейтральной стратификации [12]:

$$\begin{aligned} \sigma_w &= \sigma_v = 1,3 v_* \\ \sigma_u &= 2,5 v_*, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $v_*$  — динамическая скорость.

Лагранжев временной масштаб  $\tau_L$  выбирался таким образом, чтобы обеспечить согласование параметров детерминированной и стохастической задачи:

$$\tau_L = k_z / \sigma_w^2 \quad (9)$$

Следует отметить, что (9) верно при  $t \gg \tau_L$ . Результаты сравнительных расчетов приведены на рис. 1, погрешность не превышает 15%.

Описанная выше модель использует соотношения (6) для среднеквадратических отклонений скорости ветра, выполняющиеся в приземном слое атмосферы при нейтральной стратификации. Эти формулы неприменимы для случая  $u=0$ , однако в реальной атмосфере практически не встречаются случаи полного безветрия, — обычно ситуацию, когда скорость ветра  $u < 1$  м/с относят к разряду штилевых. Концентрация примеси от наводного точечного источника единичной мощности рассчитывалась при отсутствии и при наличии над водной поверхностью штилевого слоя

высотой  $h=20$  м и  $h=40$  м, причем скорость ветра в штилевом слое принималась  $u_{шт}=0,5$  м/с и  $0,1$  м/с. Динамическая скорость рассчитывалась для моря, исходя из формулы для коэффициента сопротивления морской поверхности  $c_u$  при  $u_{10} \leq 1$  м/с [4] ( $u_{10}$  — скорость ветра на высоте 10 м):

$$c_u = (v_* / u_{10})^2 = 1,25 / u_{10}^2 \cdot 10^{-3}.$$

Над штилевым слоем (а при его отсутствии — над поверхностью) вертикальный профиль скорости ветра выражался логарифмическим законом.

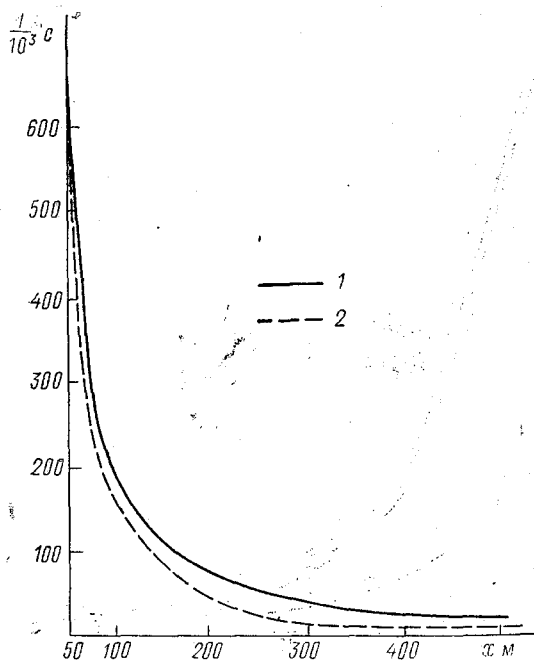


Рис. 1. Сравнение численного и аналитического решения (штиль при нейтральной концентрации): 1, 2 аналитическое и численное решения соответственно

На рис. 2 приведены сравнительные графики распределения вблизи поверхности воды концентрации примеси  $c_{шт}$  и  $c$  при наличии и отсутствии штилевого слоя ( $u_{шт}=0,5$  м/с) для случаев полного поглощения (рис. 2, а) и полного отражения (рис. 2, б) примеси на поверхности (реально имеет место некая промежуточная ситуация, так как разные примеси ведут себя по-разному,

но поскольку большинство примесей поглощается водой, в дальнейшем на поверхности задавалось условие полного поглощения примеси).

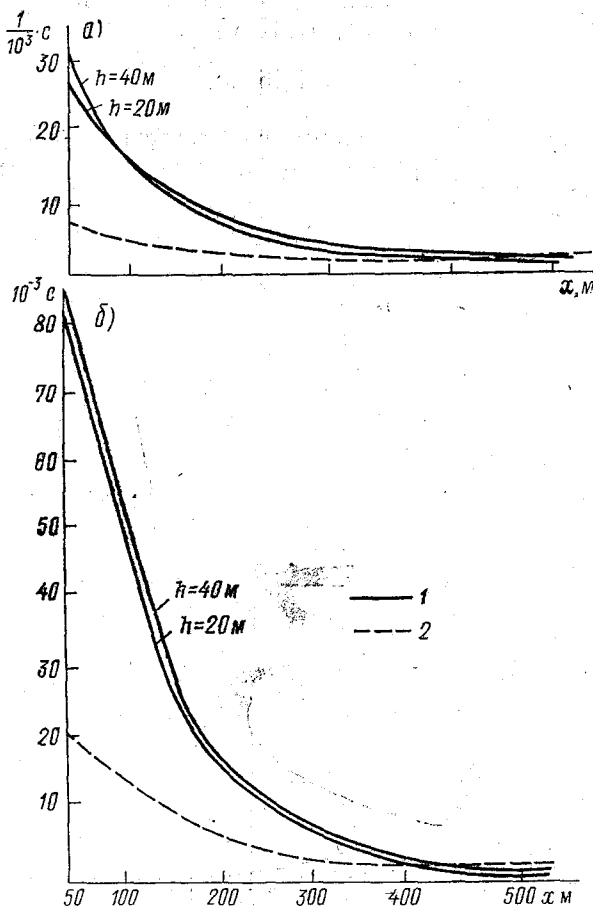


Рис. 2. Осевая концентрация при наличии и отсутствии штилевого слоя: а) условие полного поглощения примеси на поверхности; б) условие полного отражения; 1, 2 — концентрация при штиле и без штиля соответственно

Из сравнения графиков видно, что при штиле концентрация примеси  $c_{шт}$  вблизи источника резко возрастает: приблизительно в 4—5 раз по сравнению с  $c$ ; пропорционально высоте штилевого слоя  $h$  (хотя зависимость от  $h$  выражена слабо), но на расстоянии 400—500 м от источника  $c_{шт}$  становится меньше  $c$ . Расчеты показывают, что на расстоянии 4 км от источника при  $h=20$  м концентрации различаются на порядок.

Если  $u_{шт} = 0,1$  м/с, то  $c_{шт}$  вблизи источника возрастает примерно в 40 раз, затем очень резко падает, перекрывается концентрацией  $c$  на расстоянии около 1 км от источника и уже на расстоянии чуть больше 1 км  $c_{шт}$  становится меньше, чем  $c$  на порядок.

### Штиль при неустойчивой стратификации

В случае сочетания штиля с неустойчивой стратификацией в пограничном слое атмосферы возникает свободная конвекция, в условиях которой распространение примеси происходит иначе, чем при нейтральной стратификации. В атмосфере образуются восходящие и нисходящие потоки воздуха, вовлекающие частицы примеси в вертикальные движения. Лагранжев подход, разработанный в [5, 11], позволяет моделировать движение примеси в конвективных потоках.

В конвективном пограничном слое вертикальные скорости имеют нулевое среднее значение, но большую отрицательную моду, т. е. вероятность попадания частиц в нисходящий поток больше, чем в восходящий. Следовательно, внутри конвективного пограничного слоя нисходящие движения занимают большую область, чем восходящие, но имеют меньшую скорость. Это выражается в том, что вертикальные скорости не распределены по нормальному закону, а обладают ненулевой асимметрией и эксцессом, что было подтверждено данными натурных и лабораторных экспериментов и теоретическими моделями [6—8, 14].

Воспользуемся моделью, описанной в [5]. Функция плотности вероятности вертикальной скорости  $w$  имеет вид

$$p(w) = \frac{a_+}{\sqrt{2\pi}\sigma_+} \exp\left(-\frac{(w-w_+)^2}{2\sigma_+^2}\right) + \frac{a_-}{\sqrt{2\pi}\sigma_-} \exp\left(-\frac{(w-w_-)^2}{2\sigma_-^2}\right), \quad (10)$$

где  $a_+$  ( $a_-$ ) — вероятность попадания в восходящий (нисходящий) поток;  $\sigma_+$  ( $\sigma_-$ ) — стандартное отклонение в восходящем (нисходящем) потоке;  $w_+$  ( $w_-$ ) — средняя скорость восходящего (нисходящего) потока.

$$f(t + \Delta t) = f(t) \frac{\sigma(z(t + \Delta t))}{\sigma(z(t))} R + \eta \sigma(z(t + \Delta t))(1 - R^2)^{1/2}, \quad (11)$$

где  $f$  — флуктуация средней конвективной скорости  $w_c$ ;  $R$  — лагранжева корреляционная функция;  $\eta$  — случайные числа, нормально распределенные, со средним, равным 0, дисперсией — 1; для частиц из восходящего потока  $\sigma = \sigma_+$ ,  $w_c = w_+$ ,  $R = R_+$  из нисходящего:  $\sigma = \sigma_-$ ,  $w_c = w_-$ ,  $R = R_-$ . Каждой частице приписывается фаза

$$N_+/N_- = a_+/a_-,$$

где  $N_+$ ,  $N_-$  — общее число частиц в каждой фазе в данной точке испускания.

Для частицы из восходящего или нисходящего потока имеется дополнительная вероятность смены фазы, связанная с временем жизни потока:

$$P_{\pm} = 1 - \exp(-\Delta t / T_{\pm}), \quad (12)$$

где  $T_{+}(T_{-})$  — среднее время жизни восходящих (нисходящих) потоков.

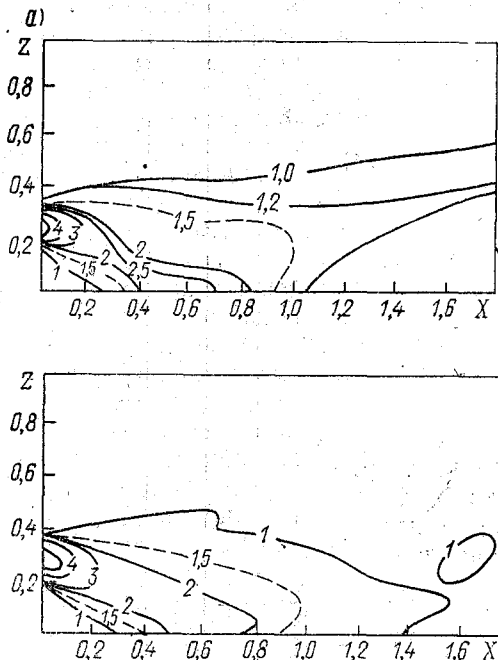


Рис. 3. Сравнение модели конвективного пограничного слоя с экспериментом [15]: а) данные эксперимента; б) расчеты по модели

Было проведено сравнение модели с экспериментом [15] для источника выброса высотой  $H_n = 0,25 H$ , где  $H$  — высота конвективного пограничного слоя. На рис. 3 представлены результаты сравнения данных эксперимента и расчетов по модели: зависимость концентрации, проинтегрированной в поперечном к ветру направлении ( $c_y$ ) от высоты ( $z$ ) и расстояния от источника ( $x$ ). Все указанные величины были обезразмерены:

$$C_y(x, z) = c_y(x, z) H_n / Q, \quad (13)$$

$$X = w_* x / uH,$$

$$Z = z / H, \quad w_* = \left( H \frac{g}{T} \frac{\overline{w'Q'}}{\rho c_p} \right)^{1/2}.$$



Как видно, имеется хорошее соответствие эксперимента и модели.

Рассмотрим распространение примеси от наводного точечного источника. Очевидно, что максимальная приводная концентрация<sup>1</sup> примеси будет достигаться в источнике. Вблизи него примесь, попавшая в восходящий поток, будет подниматься вверх, а частицы, попавшие в нисходящий поток, или утонут (если примесь поглощается водной поверхностью), или будут двигаться горизонтально, пока их не увлекут восходящие течения. Следовательно, ось факела будет подниматься к основанию слоя инверсии. Это явление было исследовано в [15]. Достигнув верхней границы конвективного пограничного слоя, примесь начнет опускаться вниз, и при достижении ею поверхности образуется вторичный максимум приводной концентрации.

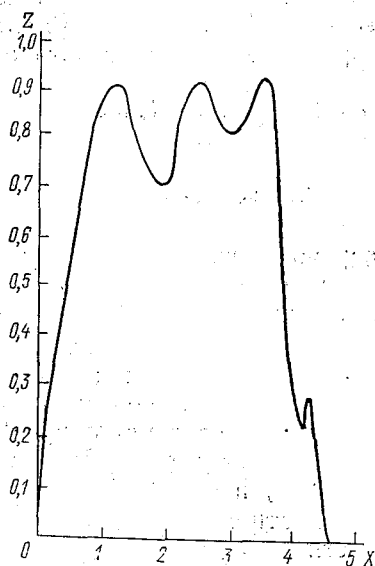


Рис. 4. Ось факела примеси

На рис. 4 отражено поведение факела примеси в зависимости от  $x$  и  $z$  при высоте штилевого слоя  $h=0,25 H$  (в штилевом слое задается  $u_{шт}=0$ ). Наличие штилевого слоя у нижней границы конвективного пограничного слоя, как и при нейтральной концентрации, приводит к затуханию турбулентности, а следовательно, к увеличению концентрации примеси вблизи поверхности.

<sup>1</sup> При условии полного или частичного поглощения примеси градиент концентрации вблизи поверхности очень велик, поэтому имеет смысл рассматривать концентрацию, осредненную по некоторому слою. В данном исследовании принималась высота слоя, равная 10 м.

Расчеты показали, что при постоянной мощности источника максимальная приводная концентрация при штиле ( $h=0,25 H$ ) возрастает примерно в 5 раз (как в первичном максимуме, так и во вторичном), а положение вторичного максимума концентрации за счет отсутствия при штиле горизонтального переноса сдвигается к источнику на  $x=0,76..0,8$  (везде используется нормировка (13)).

### Изменение мощности источника при штиле

Для решения задачи диффузии примеси при штиле от источника, находящегося в приповерхностном слое моря, принципиальное значение имеет вопрос о выносе примеси из воды в атмосферу, так как при ослаблении ветра поток примеси из воды (т. е. мощность источника выброса) уменьшается. Это обусловлено, во-первых, тем, что при штиле не работает механизм выноса примеси, во-вторых, уменьшением потока примеси за счет испарения.

В [13] приводится следующая формула для потока примеси из воды в атмосферу:

$$F_r = k_b \alpha_r (p_a - p_b), \quad (14)$$

где  $k_b$  — скорость переноса газа в воде;  $p_a, p_b$  — парциальные давления газа в воде и в воздухе.

Из (14) следует, что при неизменении  $p_a$  и  $p_b$  это уменьшение будет происходить только за счет уменьшения  $k_b$ . Следовательно, чтобы оценить уменьшение при штиле потока примеси  $F_r$ , достаточно сравнить  $k_b$  при слабом и обычном ветре,  $k_b$  рассчитывалось по формулам, приведенным в [13]. Так как  $k_b$  зависит не только от скорости ветра, но еще от температуры водной поверхности, расчет  $k_b$  производился при  $t^\circ=0, 10$  и  $20^\circ\text{C}$ . В таблице представлены отношения  $k_b$  при отсутствии штилевого слоя (профиль скорости ветра выражен логарифмическим законом), к  $k_b$  при наличии штилевого слоя у поверхности воды в случае  $u_{шт}=0,5$  и  $u_{шт}=0,1$  м/с.

Результаты расчетов  $k_b$  при штиле и без штиля

$t^\circ\text{C}$	0	10	20
$\frac{k_b}{k_b, u_{шт}=0,5}$	27,1	24,0	21,5
$\frac{k_b}{k_b, u_{шт}=0,1}$	36,0	36,4	36,9

Таким образом, при  $u_{шт}=0,5$  м/с мощность источника уменьшится за счет испарения в 21...27 раз, а при  $u_{шт}=0,1$  м/с — в 36...37 раз. При устойчивой стратификации атмосферы вследствие накопления примеси над источником и уменьшения ее оттока при штиле следует ожидать, что поток примеси из воды в атмосферу будет еще меньше.

Как известно, концентрация примеси пропорциональна мощности источника выброса. Если сравнить уменьшение концентрации примеси за счет ослабления потока примеси из воды в атмосферу с оценками увеличения концентрации вблизи источника, то легко увидеть, что даже при почти полном безветрии ( $u_{шт}=0,1$  м/с) концентрация примеси вблизи источника увеличится всего в 1,1 раза по сравнению с концентрацией при отсутствии штилевого слоя; при небольшом (менее 1 км) удалении от источника концентрация примеси в условиях слабого ветра становится меньше концентрации примеси при ветре.

Таким образом, выполненные расчеты показали, что в случае, когда источник примеси расположен в приповерхностном слое воды, штилевые условия не являются опасными метеорологическими условиями.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей. Под ред. Ф. Т. Ньистадта и Х. Ван Допа. — Л.: Гидрометеиздат, 1985. — 351 с.
2. Берлянд М. Е., Куренбин О. И. Об атмосферной диффузии примесей при штиле. — Тр. ГГО, 1969, вып. 238, с. 3—13.
3. Кротова И. А. Диффузия примеси от нестационарного непрерывного источника в пограничном слое атмосферы. — В сб.: Физика пограничного слоя атмосферы и ее прикладные аспекты. Л., изд. ЛПИ, 1984, вып. 85, с. 82—94. (ЛГМИ).
4. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан — атмосфера. Под ред. А. С. Дубова. — Л.: Гидрометеиздат, 1974. — 213 с.
5. Baarentson J. H., Berkovich R. Monte-Carlo simulation of plume dispersion in the convective boundary layer. — *Atm. Env.*, 1984, v. 18, p. 701—712.
6. Caughey S. J., Kitchen H., Leighton J. R. Turbulence structure in convective boundary layer and implications for diffusion. — *Boundary-Layer Met.*, 1983, v. 25, p. 345—352.
7. Deardorff J. W. Three-dimensional study of turbulence in an extraining mixed layer. — *Boundary-Layer Met.*, 1973, v. 1, p. 169—196.
8. Faconet O., Weil J. C. Vertical velocity field in the convective layer observed with Doppler sodar. — *Boundary-Layer Met.*, 1982, v. 23, p. 133—151.
9. Gifford F. A. Horizontal diffusion in the atmosphere: Lagrangian dynamic theory. — *Atm. Env.*, 1982, v. 16, p. 505—512.
10. Hanna S. R. Some statistics of Lagrangian and Eulerian wind fluctuation. — *J. of Appl. Met.*, 1979, v. 18, p. 518—525.
11. Lamb R. G. A scheme for simulating particles pair motions in turbulent fluid. — *J. Comp. Physics*, 1981, v. 39, p. 329—346.
12. Ley A. J. A random walk simulation of two-dimensional turbulent diffusion in the neutral surface layer. — *Atm. Env.*, 1982, v. 16, N 12, p. 2799—2808.
13. Liss P. S., Merlivat L. Air-Sea gas exchange rates. — The role of air-sea gas exchange in geochemical cycling. — NATO ASI Series, 1986, Ses. C, v. 185, p. 113—127.

14. Willis G. E., Deardorff J. W. A laboratory model of the unstable planetary boundary layer. — J. Atm. Sci., 1974, v. 31, p. 1297—1307.

15. Willis G. E., Deardorff J. W. A laboratory study of dispersion from an elevated source within a modelled convective planetary boundary layer. — Atm. Env., 1978, v. 12, p. 1305—1311.

УДК 551.465

*И. П. КАРПОВА (РГГМИ), С. Э. МЯЭКИВИ (ИТЭФ ЭССР)*

## СТРУКТУРА ВОД БАЛТИЙСКОГО МОРЯ

Целью настоящего исследования являлось рассмотрение особенностей термохалинной и гидрохимической структуры вод Балтийского моря в различные сезоны. В качестве исходных данных были использованы материалы I Междугосударственной комплексной экспедиции по проекту «Балтика» в августе-сентябре 1983 г. и двух сезонных океанографических съемок, выполненных НИС «Рудольф Самойлович» в рамках той же программы исследований в мае (1—20) и ноябре (1—10) 1983 г. Гидролого-гидрохимические измерения включали следующие параметры: температуру, соленость, растворенный кислород, нитриты, нитраты, фосфаты и рН. Гидрологические наблюдения над температурой и соленностью проводились на всех стандартных горизонтах, а гидрохимические наблюдения велись на горизонтах 0, 10, 20, 50, 100 м и придонном. Расположение океанографических станций представлено на рис. 1. Для решения задачи были использованы классический метод TS-анализа и метод многомерной классификации, основанный на построении, так называемого, кратчайшего незамкнутого пути [1, 2]. Использование вышеуказанного метода многомерного анализа показало его применимость для решения задач районирования морских акваторий, в частности, выделения водных масс [3, 4]. Результаты расчетов представлены в виде схем распределения однотипных водных масс в плоскости продольного векового разреза для трех сезонов (весна, лето, осень).

В весенний период термохалинная структура вод Балтийского моря представляет собой три основные водные массы: поверхностную, промежуточную и глубинную (рис. 2, а). В поверхностной водной массе выделяются два подтипа: воды открытой части моря и распресненные воды Финского залива (таблица). Мощность поверхностной водной массы Финского залива составляет 10—15 м, а открытой части моря — 25—30 м. Промежуточная водная масса представлена холодным промежуточным слоем, имеет минимальную температуру воды и солености, близкую к средней солености вод Балтийского моря. Глубинная водная

масса заполняет оставшуюся глубоководную часть моря ниже галоклина. Приведенная схема термохалинной структуры вод Балтийского моря в весенний период согласуется с климатическими данными [5], однако объем поверхностной водной массы в 1983 г. несколько больше, нижняя граница ее заглублена.

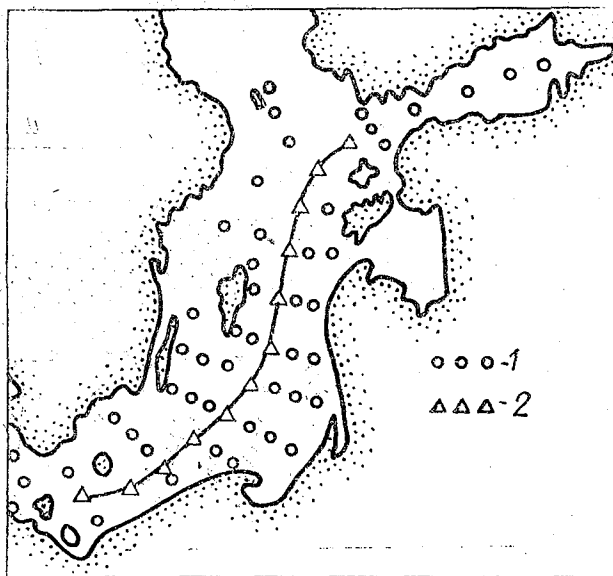


Рис. 1. Распределение океанологических станций на акватории Балтийского моря: 1 — в мае и августе 1983 г.; 2 — в мае, августе и ноябре 1983 г. (продольный вековой разрез)

Анализ распределения гидрохимических параметров приводит к выводу о существовании также трехслойной структуры вод (рис. 2, б), но существенно отличающейся от термохалинной. Поверхностная структурная зона занимает весь слой до галоклина. Содержание биогенных элементов в ее водах увеличивается с юго-запада на северо-восток. Поверхностные воды, характерные для подтипа вод Финского залива с повышенным содержанием нитратов и фосфатов, распространяются до широты о. Готланд. Глубинная структурная зона представлена двумя водными массами: собственно глубинной (с пониженным содержанием кислорода и повышенным содержанием фосфатов) и придонной водной массой глубоководных впадин (с минимальным содержанием кислорода и максимальным фосфатов). Граница их раздела в центральной части моря находится на глубинах около 120—130 м. Выделение в отдельную структурную зону вод глубоководных впадин

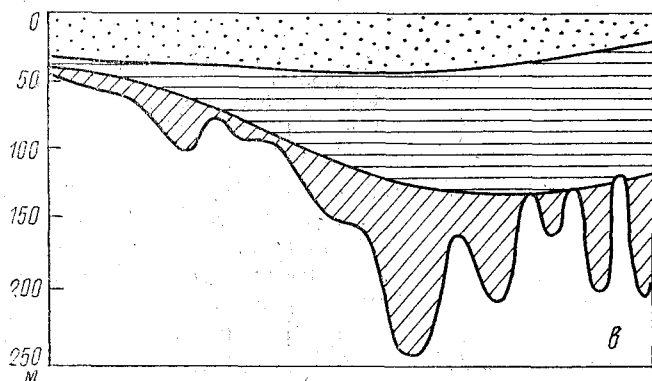
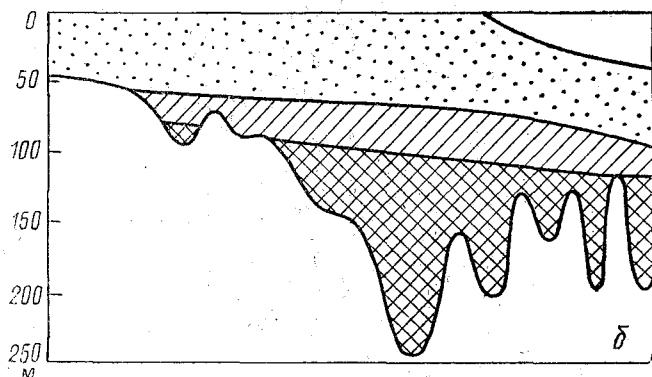
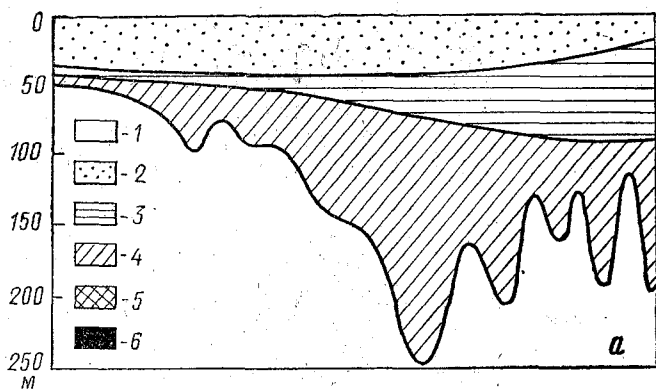


Рис. 2. Распределение водных масс на вековом разрезе в мае 1983 г.: а — анализ по температуре и солености; б — анализ по содержанию кислорода, нитритов, нитратов, фосфатов, водородному показателю; в — анализ по всем параметрам.

Условные обозначения к рис. 2—4: 1 — поверхностная водная масса Финского залива; 2 — поверхностная водная масса открытого моря; 3 — промежуточная водная масса; 4 — глубинная водная масса; 5 — водная масса глубоководных впадин; 6 — североморская (каттегатская) водная масса

**Характерный диапазон изменений термохалинных и гидрохимических параметров  
в водных массах Балтийского моря по сезонам (при расчете с учетом всех  
параметров измерений)**

Сезон, месяц	Водная масса	Параметры					
		Т°С	S‰	O <sub>2</sub> мл/л	pH	NO <sub>2</sub> мг/л	PO <sub>4</sub> мг/л
Весна (май)	Поверхностная (Финского залива)	5,4—6,8	4,3—5,2	9,3—10,0	—	0,3—7,1	6,4—12,0
	Поверхностная (открытого моря)	5,4—10,3	6,1—8,5	7,6—9,4	—	0,0—5,3	8,2—24,0
	Промежуточная	2,5—4,8	7,3—11,5	3,2—7,8	—	0,0—3,9	9,1—70,0
	Глубинная	2,7—5,8	7,8—15,8	0,0—3,6	—	0,0—1,3	44—178
Лето (август)	Поверхностная (Финского залива)	15,6—16,7	4,2—5,8	5,8—7,8	7,3—8,4	0,2—6,1	6—20
	Поверхностная (открытого моря)	11,4—19,1	4,9—10,0	5,9—8,6	7,4—8,5	0,2—6,9	7—18
	Промежуточная	3,0—11,5	4,2—5,7	3,1—5,8	7,5—7,9	0,0—7,2	19—46
	Глубинная	3,3—15,1	7,7—13,7	0,0—3,2	6,9—7,5	0,0—1,2	41—118
	Придонная (североморская)	6,4—7,5	14,9—16,8	4,3—5,1	6,8—7,3	0,0—4,3	42—96
Осень (ноябрь)	Поверхностная (открытого моря)	7,2—10,1	7,0—8,7	7,4—7,9	7,9—8,1	—	5—29
	Промежуточная	4,0—7,3	8,6—11,0	1,1—7,8	8,0—8,2	—	14—52
	Глубинная	4,6—11,3	10,1—18,1	0,0—6,3	7,3—8,2	—	43—197

водных впадин согласуется с работой [6]. По распределению температуры, солености, плотности, расчетам устойчивости вод нет достаточных оснований для выделения в отдельную водную массу придонных вод глубоководных впадин. Однако вертикальное распределение гидрохимических элементов, особенно содержания кислорода и сероводорода, позволяет достаточно четко проследить границу придонных вод глубоководных впадин.

Совместный учет термохалинных и гидрохимических параметров приводит к выделению трех однотипных слоев (рис. 2, в), но положение границ структурных зон имеет существенные отличия от рассмотренных выше. Характерные значения гидролого-гидрохимических параметров в водных массах при совместном учете всех параметров приведены в таблице. Поверхностная структурная зона аналогична соответствующей термохалинной зоне, а нижняя граница промежуточной водной массы практически совпала с верхней границей придонных вод глубоководных впадин (рис. 2).

В летний период для термохалинной структуры вод в центральной части Балтийского моря характерно наличие трех основных водных масс, только в Борнхольмской впадине отмечается присутствие в придонном слое соленых североморских вод (рис. 3, а). В поверхностной структурной зоне подтип распресненных вод сохранился только в восточной части Финского залива. Холодный промежуточный слой — следствие осенне-зимней конвекции, расположен в пределах глубин, близких к его климатическому положению [5]. Глубинная водная масса в летний период характеризуется большим диапазоном изменения температуры и солености (таблица). Североморские воды, трансформированные вследствие процессов перемешивания в Каттегате и Датских проливах, занимают придонные слои в глубоководных впадинах юго-западной части Балтийского моря.

По распределению гидрохимических параметров в летний период выделяются четыре структурные зоны (рис. 3, б), в дополнение к трем вышеуказанным по-прежнему выделяются воды глубоководных впадин, но североморские воды в юго-западной части моря не обособились в отдельную водную массу. Поверхностная структурная зона частично совпадает с верхним квазиоднородным слоем, но толщина ее уменьшается с юго-запада на северо-восток, так как северные районы оказались более насыщенными ионами фосфатов. Для глубинных вод и вод глубоководных впадин характерно некоторое уменьшение содержания кислорода, нитритов и фосфатов. Совместный учет термохалинных и гидрохимических параметров приводит в целом к картине, мало отличающейся от схемы термохалинной структуры вод (рис. 3, а, в).

В ноябре были выполнены наблюдения только на станциях векового разреза. В этот период осеннее конвективное перемешивание приводит к уменьшению диапазонов изменения термо-



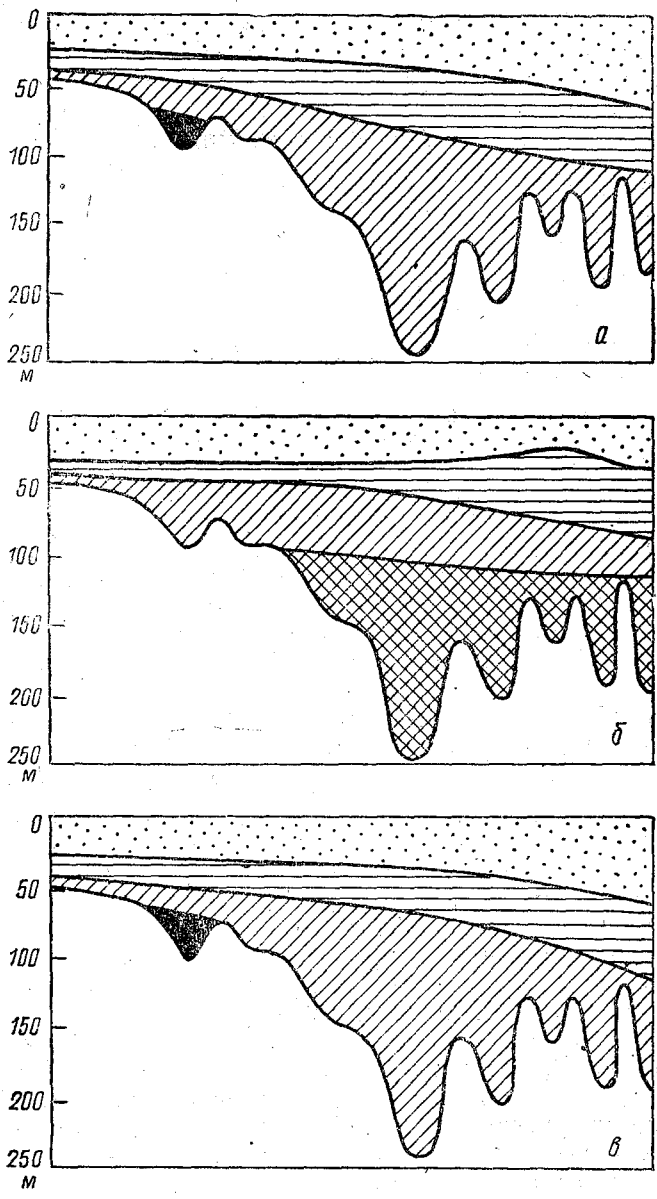


Рис. 3. Распределение водных масс на вековом разрезе в августе 1983 г. Условные обозначения см. рис. 2

халинных параметров в поверхностной и промежуточной структурных зонах, а также увеличению содержания кислорода. По термохалинным параметрам прослеживается трехслойная структура вод (рис. 4, а), а по гидрохимическим параметрам, как и ранее, выделяются четыре типа водных масс, но с существенным уменьшением объема придонных вод глубоководных впадин за счет заглупления нижней границы глубинных водных масс (рис. 4, б). Структура вод по всему комплексу рассматриваемых параметров характеризуется трехслойностью и уменьшением вертикальной мощности промежуточной водной массы (рис. 4, в). Характерные значения термохалинных и гидрохимических параметров в различных структурных зонах в осенний период приведены в таблице. Здесь следует отметить, что в этот период наблюдается увеличение солености глубинных вод.

Представленные результаты сезонных изменений термохалинной и гидрохимической структур вод Балтийского моря в целом находятся в соответствии с основными закономерностями изменений режима моря в годовом цикле [5]. Определяющую роль в формировании структур вод играют температура и соленость, обуславливающие стратификацию вод и, как следствие, особенности вертикального перемешивания в разные сезоны года. Об этом свидетельствуют сравнительно небольшие различия схем термохалинной структуры вод и схем, полученных при расчете с использованием всех океанографических параметров. Гидрохимическая структура вод, в отличие от термохалинной, является четырехслойной: прудонные воды глубоководных впадин четко отделяются от глубинных вод по минимальному содержанию кислорода (особенно в периоды между затоками соленых североморских вод) и максимальному содержанию фосфатов.

Следует заметить, что проведение измерений гидрохимических параметров не более чем на 6 горизонтах (при глубинах более 100 м) позволяет очень схематично проводить исследование структуры вод. Толщины слоев (расстояние между горизонтами) в 30—50 м в этом случае определяют точность проведения границ. Выполненный анализ TS-кривых с использованием наблюдений на всех стандартных горизонтах и только на тех горизонтах, на которых определялись гидрохимические параметры, показал, что ошибка в нахождении границ водных масс может достигать 10 м, а значения солености в ядрах водных масс различаться до 1‰. Поэтому для исследования химической структуры вод с той же степенью точности, с которой анализируется термохалинная структура вод, наблюдения над гидрохимическими параметрами необходимо проводить на всех стандартных горизонтах. Представленные схемы структурных зон вод Балтийского моря следует рассматривать как первую попытку подобного исследования, выполненного с той степенью подробности, которую позволили осуществить материалы гидрохимических наблюдений.

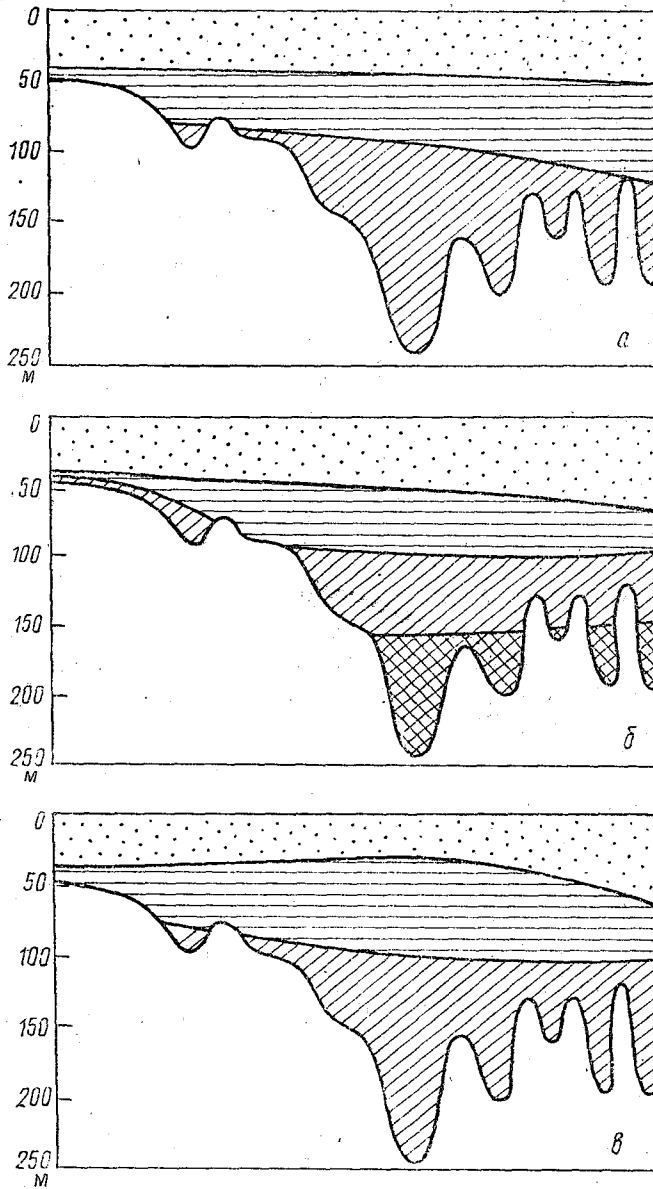


Рис. 4. Распределение водных масс на вековом разрезе в ноябре 1983 г.: *а* — анализ по температуре и солёности; *б* — анализ по содержанию кислорода, фосфатов, водородному показателю; *в* — анализ по всем параметрам. Условные обозначения см. рис. 2

## ЛИТЕРАТУРА

1. Карпова И. П., Науменко М. А. О применении метода кратчайшего незамкнутого пути для выделения водных масс. — В сб.: Исследование и освоение Мирового океана. Л., изд. ЛПИ, 1978, вып. 66, с. 61—71 (ЛГМИ).
2. Карпова И. П., Кузина Н. А. Об использовании показателя оптимальности классификации в задачах выделения водных масс. — В сб.: Исследование и освоение Мирового океана. Л., изд. ЛПИ, 1982, вып. 77, с. 103—108 (ЛГМИ).
3. Карпова И. П. Водные массы Балтийского моря. — Тр. XII конференции Балтийских океанографов. — Л.: Гидрометеиздат, 1981, с. 158—161.
4. Збараг И. В., Карпова И. П. Районирование Балтийского моря по особенностям термохалинной структуры вод. — Сб. Лен. ГМЦ, 1985, вып. 2(15), с. 151—158.
5. Проект «Балтика». Проблемы исследования и математического моделирования экосистемы Балтийского моря. Вып. I: Экосистема и ее компоненты. — Л.: Гидрометеиздат, 1983, с. 89—133.
6. Калейс М., Тамсалу Р. О моделировании Балтийского моря. — В сб.: Динамика вод Балтийского моря. — Таллинн, изд. АН СССР, 1975, с. 17—36.

УДК 551.46.07

В. Г. ЯКУБЕНКО, С. Б. ЭСАУЛОВ (ЮгИОАН)

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КОРТОКОПЕРИОДНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В РАЙОНЕ ШЕЛЬФОВОГО СКЛОНА СЕВЕРО-ВОСТОЧНОЙ ЧАСТИ ЧЕРНОГО МОРЯ

Летом и осенью 1987 г. на судне «Прибой» проводились работы по экспериментальному исследованию термической структуры верхнего деятельного слоя, а также регистрация и определение частотных характеристик внутренних волн в сезонном термоклине. Наблюдения выполнялись с судна, пришвартованного к стабилизированному бую, заякоренному на глубине 75 м на окончании подводного мыса перед свалом глубин. В качестве датчиков применялись точечные и распределенные терморезисторы. Регистрация была непрерывной на двухканальный самописец. Продолжительность записей от 1 до 23 ч, точность измерений до 0,1 °С. В летние месяцы термоклин с градиентом температуры от 0,8 град/м до 1,6 град/м был хорошо выражен на глубинах от 10 до 20 м. В августе регистрация внутренних волн проводилась 5 раз. Во всех случаях, кроме одного, были зарегистрированы внутренние волны, особенно хорошо выраженные 11 и 12 августа (рис. 1).

Были измерены волны высотой от 1 до 7 м. Спектральный анализ полученных данных показал, что характерный период был около 6 мин. Наиболее интенсивному проявлению внутрен-

них волн предшествовали колебания давления и недалекий шторм.

Во время второго осеннего этапа работ сезонный термоклин опустился с 10 до 55 м, градиент температуры также достигал 1,6 град/м. По данным зондирования была построена стратификация плотности и рассчитана частота Вайсяля-Брента для каждого измерения (рис. 2).

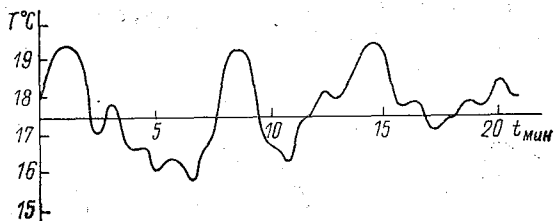


Рис. 1. Фрагмент записи колебаний температуры воды на горизонте 15 м 11.08.1987 г.

Регистрация внутренних волн была выполнена 11 раз и в 10 случаях они были выделены, причем большей интенсивности, чем летом, с периодом 5—6 мин. В нескольких случаях они распространялись цугами на фоне 35-минутных волн. Во всех случаях, когда измерения проводились с помощью распределенного датчика, на фоне 6-минутных волн хорошо были видны более высокочастотные колебания 2—3 мин. периодичности. В двух

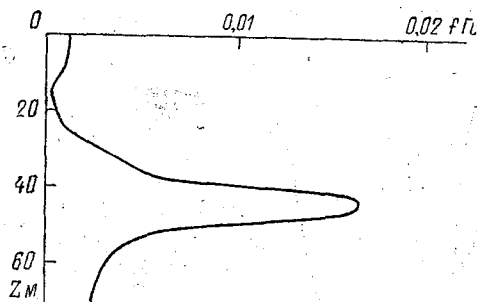


Рис. 2. Характерный вертикальный профиль частоты Вайсяля-Брента для октября

случаях выделен 12—13-минутный период. Несколько раз было отмечено прохождение солитонов (рис. 3). Практически всегда 6-минутные волны были в 1,5—2 раза выше всех остальных, их характерная высота 3—4 м, высота 3-минутных — 1,5—2 м.

Во время проведения измерений на суточной станции с помощью двух датчиков, разнесенных по вертикали были зарегистрированы различные волны: вначале 12—13-минутные, затем период уменьшался до 8—10 мин, затем одновременно появились 6- и 12-минутные волны высотой до 6—7 м. Увеличение интенсивности колебаний сопровождалось обрушением этих волн (рис. 4), после чего стали хорошо выражены высокочастотные колебания с периодом около 3 мин. Возможно, именно это обрушение внутренних волн вызвало значительное уменьшение градиента температуры в термоклине от 2 град/м до 0,5 град/м.

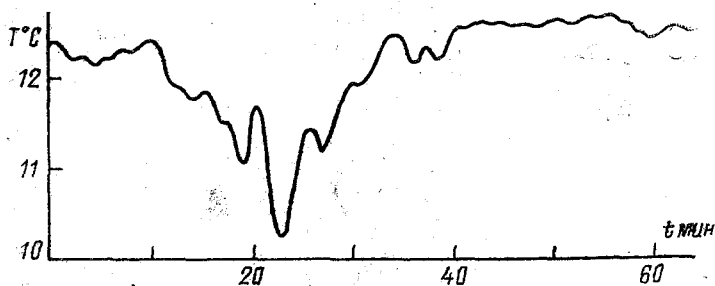


Рис. 3. Колебания температуры воды на горизонте 43 м при прохождении уединенной внутренней волны

В дальнейшем, после размытия термоклина наблюдались слабые проявления внутренних волн периодом 5—7 мин, высотой до 1,5 м с отдельными всплесками. Регистрация внутренних волн на суточной станции производилась во время прохождения через

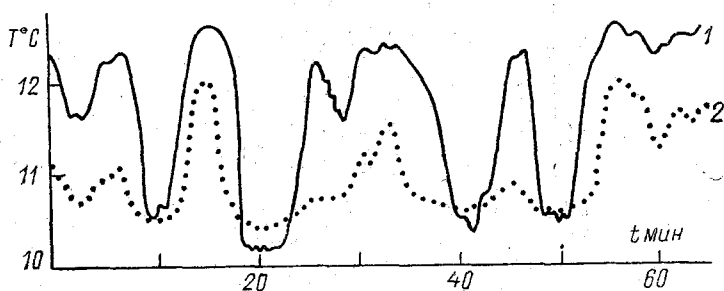


Рис. 4. Фрагмент записи показаний двух датчиков, расположенных на горизонтах 43 м (1) и 46 м (2)

точку наблюдений периферии крупного вихря, обусловившего смену течения на противоположное и замену водной массы на более теплую, что затруднило выявление более низкочастотных волн.

В целом результаты измерений показали, что в исследуемом районе в осенний период внутренние волны были большей интенсивности, чем летом, возможно это связано с более высокими скоростями течений и большей изменчивостью системы течений в это время. Частотные характеристики летом и осенью близки.

Интенсивность волн возрастает в момент прохождения вихревого образования и соответствующей ему перестройки системы течений, а также, если измерениям предшествовали значительные колебания атмосферного давления.

Исследования в этом направлении будут продолжены с помощью разнесенной в пространстве более совершенной системы датчиков.

УДК 551.465.63.

Ж. А. ТЕЙВАН (РГГМИ)

## СОПОСТАВЛЕНИЕ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ МОРСКОЙ ВОДЫ «УС-80» И М. КНУДСЕНА

По настоящее время задача вычисления плотности морской воды сводилась в нашей стране в основном к уравнению состояния М. Кнудсена [2].

Однако в 1980 г. было введено новое — Международное уравнение состояния УС-80, которое действительно в более широком диапазоне практической солености ( $0 < S < 42\text{‰}$ ), температуры ( $-2 < p < 40^\circ\text{C}$ ) и давления ( $0 < p < 1000$  бар) [1]. В связи с этим представляет интерес сравнение этих уравнений состояния, в чем по существу и состоит задача данной работы. Необходимо отметить, что ранее О. И. Мамаевым было проведено сравнение упрощенного уравнения состояния М. Кнудсена с УС-80 [1], тем не менее сравнение полного уравнения М. Кнудсена дает несколько иные результаты, что и будет отражено ниже.

В данной работе расчет производился в диапазонах  $-2 < T < 40^\circ\text{C}$  с шагом  $5^\circ\text{C}$ ,  $0 < S < 40\text{‰}$  с шагом  $5\text{‰}$  при атмосферном давлении и давлении, соответствующем горизонту 1000 м. С учетом поправки на давление плотность морской воды для уравнения Кнудсена была представлена в виде

$$\rho(T, S, p) = \rho(T, S, 0) \frac{1}{(1 - \mu p)},$$

где  $\rho(T, S, 0)$  — плотность при атмосферном давлении, вычисленная по уравнению М. Кнудсена;  $\mu$  — средний коэффициент сжи-

маемости морской воды от поверхности до глубины  $p$ , вычисленный по В. Экману [2].

Давление  $p$  представлено как  $z/9,8$  с учетом перехода из децибар в бары, где  $z$  — глубина горизонта, м.

На рис. 1 и рис. 2 графически представлены результаты расчета разности плотностей  $\Delta\rho = (\rho_{\text{Кнуд}} - \rho_{\text{УС-80}}) 10^{-4}$  кг/м<sup>3</sup> для  $z=0$  и  $z=1000$  м соответственно.

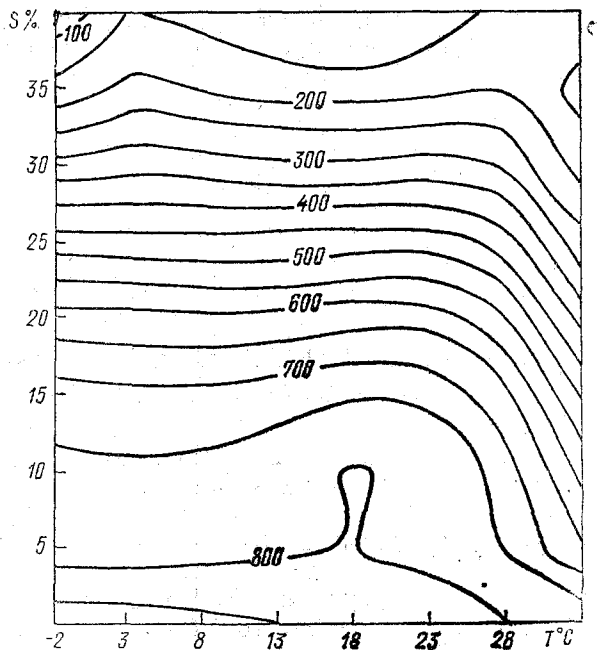


Рис. 1. Результаты расчета разности плотностей для  $z=0$  м

Как видно из рис. 1, 2, изменение  $\Delta\rho$  для  $z=0$  м обусловлено, главным образом, изменением солёности  $S_{\text{‰}}$ , а при  $z=1000$  м — изменением температуры  $T$ . Причем в первом случае увеличение  $\Delta\rho$  связано с уменьшением солёности, а во втором — с увеличением температуры. Наличие прямолинейных участков на обоих графиках обеспечивает возможность расчета поправки к уравнению состояния М. Кнудсена, которая в данной работе предлагается в виде

$$\rho' = 0,0044 \exp(-t)t(1 + 0,0044 p) - 0,0597 t p.$$

Несмотря на свою незавершенность, эта поправка позволяет существенно приблизить уравнение М. Кнудсена к УС-80 в диапазоне  $-2 < T < 40$  °C и  $0 < S < 42$  ‰ при давлении от 0 до 100 бар.



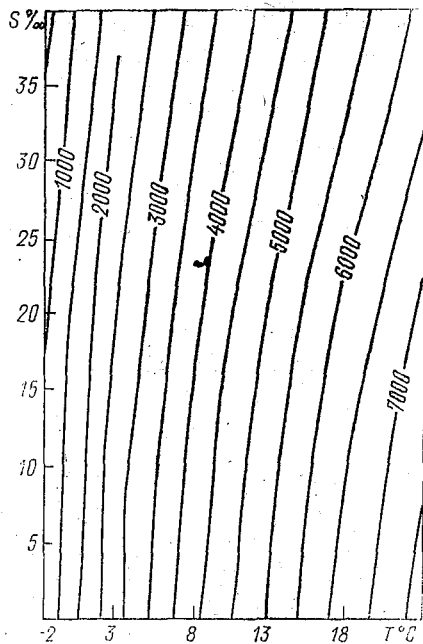


Рис. 2. Результаты расчета разности плотностей для  $z=1000$  м

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мамаев О. И. Термохалинный анализ вод Мирового океана. — Л.: Гидрометеиздат, 1987.
2. Океанографические таблицы. Изд. 4-е. Л.: Гидрометеиздат, 1975.

УДК 551.585(99)

И. П. КАРПОВА (РГГМИ), В. А. ПЛОТНИКОВ (МГНВП «СИСТЕМА»)

### КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ОЦЕНКИ ИНЕРЦИОННОСТИ И СОПРЯЖЕННОСТИ КОЛЕБАНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ

Простейшие и наиболее доступные методы краткосрочного и долгосрочного (с заблаговременностью до 6 мес [1]) прогнозирования тепловых условий в морях строятся на использовании понятия инерционности. Инерция (от латинского *inertia* — бездей-

ствие) — свойство материальных тел сохранять состояние покоя или движения при взаимном уравнивании всех внешних воздействий. Количественной мерой инерции является масса. Водные массы в океанах и морях обладают значительной горизонтальной протяженностью. Так, наблюдения показывают, что крупномасштабные изменения теплового состояния вод в юго-западной и южной частях Баренцева моря происходят в значительной мере синхронно. Несколько в меньшей мере эта синхронность характерна

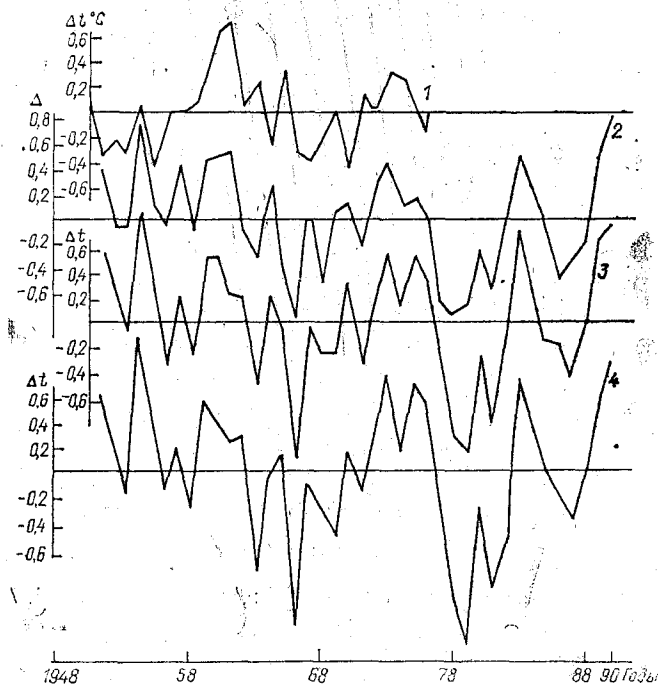


Рис. 1. Временной ход годовых аномалий температуры воды слоя 0—200 м в Норвежском и Баренцевом морях: 1 — с. п. М; 2 — разрез 3; 3 — разрез 6; 4 — разрез 8

также и для восточной ветви Норвежского течения (станция погоды М) (рис. 1). К сожалению, у нас отсутствуют материалы наблюдений на этой станции после 1976 г.

Цель данной работы — показать роль инерционности и сопряженности в изменениях температуры воды в Баренцевом и Норвежском морях и возможность их использования в морских прогнозах.

Следует отметить, что инерционные методы долгосрочного прогнозирования широко применяются на практике, в частности, в Мурманском управлении гидрометслужбы. Таким методом про-

гнозируют среднюю месячную температуру воды деятельного слоя на стандартных разрезах Баренцева моря. Однако количественные оценки инерционности теплового состояния моря до сих пор не изучены.

В качестве исходных данных использованы аномалии средних месячных значений температуры воды на стандартных разрезах Баренцева моря (разрез № 3 — м. Нордкап — о. Медвежий, № 6 — «Кольский меридиан», № 8 — «Харловский») за период с 1951 по 1991 гг., на станциях погоды *M* (66 с. ш., 2 в. д.) с 1949 по 1976 гг. и *C* (52,7 с. ш., 35,5 з. д.) с 1976 по 1988 гг., а также аномалии ледовитости моря и годовых значений температуры воды в слое 0—200 м на Кольском разрезе с 1990 по 1991 гг.

Статистические оценки временных рядов среднемесячных аномалий температуры воды в слое 0—200 м показывают, что для них характерно квазинормальное распределение (коэффициенты асимметрии и эксцесса близки к нулю).

Оценка инерционности тепловых изменений в рядах аномалий температуры воды была получена путем расчета их скоррелированности по всем вышеперечисленным районам при временных сдвигах от 1 до 12 мес. Расчет проведен для следующих слоев: поверхностного, 0—50 и 0—200 м (рис. 2).

Для прогноза обычно считают значимым коэффициент корреляции ( $r$ ), равный или больший 0,7. На 3 разрезе в слое 0—200 м в течение всего года его величина не менее 0,83 при сдвиге на один месяц. При сдвиге на два месяца  $r > 0,7$  во все месяцы года кроме октября, при сдвиге на три месяца  $r > 0,7$  в период с января по июнь, при сдвиге на четыре месяца — в марте — мае (рис. 2, а). Аналогичная картина имеет место и на 6 разрезе с той разницей, что здесь в целом отмечается еще большая корреляция: при сдвиге на 1 мес на протяжении семи месяцев с февраля по август ( $r > 0,93$ ) с максимумом в июне ( $r = 0,98$ ), а для марта и апреля  $r > 0,7$  при сдвиге до шести месяцев (рис. 2, б). Такие высокие коэффициенты корреляции свидетельствуют о значительной инерционности процессов тепломассопереноса в Баренцевом море, что, в свою очередь, обуславливает высокую оправдываемость инерционных прогнозов температуры воды в слое 0—200 м с заблаговременностью один — два месяца. Так, для 3 и 6 разрезов Баренцева моря была рассчитана оправдываемость инерционных прогнозов аномалий средней месячной температуры воды в слое 0—200 м за 10 лет с 1981 по 1990 гг. При заблаговременности в 1 мес оправдываемость составила 92% на 3 разрезе и 90% на 6 разрезе, при заблаговременности 2 мес — 88% и 86% соответственно.

В слое 0—50 м на 3 и 6 разрезах инерционность процессов тепломассопереноса несколько меньше, чем в слое 0—200 м, однако использование инерционного метода прогноза температуры воды в нем целесообразно на протяжении всего года с заблаговременностью один месяц, а в отдельные периоды года и с заблаговременностью два-три месяца (рис. 2а, б).

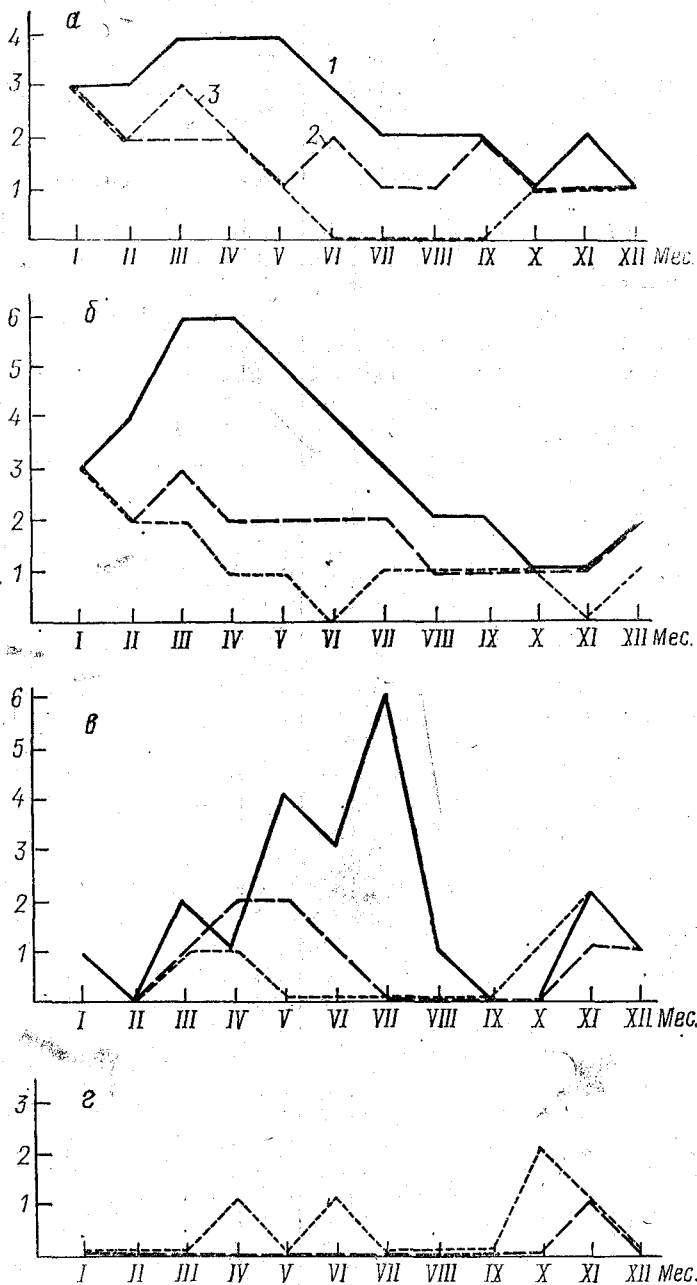


Рис. 2. Продолжительность (месяцы) сохранения коэффициентов корреляции ( $r \geq 0,7$ ) между аномалиями воды данного месяца и последующими: а — разрез 3; б — разрез 6; в — с. п. С; г — с. п. М, — — — слой 0—200 м, — — — — слой 0—50 м, — — — — поверхностный слой.

В поверхностном слое Баренцева моря корреляция аномалий температуры воды в целом еще ниже, а в июне — сентябре на 3 разрезе и в июне, ноябре на 6 разрезе  $r < 0,7$  даже при одномесечном сдвиге (рис. 2а, б). Следовательно, применение инерционного метода прогноза температуры для него не целесообразно.

Высокая инерционность процессов тепломассообмена характерна и для района станции погоды С. Здесь в слое 0—200 м коэффициенты корреляции при одномесечном сдвиге превышают величину 0,7 во все месяцы года кроме февраля, сентября и октября (рис. 2, в). Так же как и в Баренцевом море, меньшей инерционностью обладают слои 0—50 м и поверхностный. Однако есть и отличия: в Баренцевом море скоррелированность убывает с увеличением временного сдвига, а на станции погоды С изменение коэффициентов корреляции в зависимости от временного сдвига имеет колебательный характер. Так, в слое 0—200 м в мае и в июне дважды отмечалось уменьшение  $r$  ниже 0,7 и последующий рост до 0,71—0,80, а в июне отмечен только один коэффициент  $r > 0,7$  при сдвиге в шесть месяцев. Кроме того, в Баренцевом море наибольшая продолжительность скоррелированности аномалий температуры воды наблюдается в марте — мае, на станции погоды С — в мае — июле.

На станции погоды М скоррелированность аномалий температуры воды оказалась слабой (рис. 2, г). Причем в противоположность выше рассмотренным случаям коэффициенты корреляции в этом районе на протяжении всего года даже при минимальном одномесечном сдвиге в слое 0—200 м не превышали 0,7, в слое 0—50 м  $r > 0,7$  только в ноябре, в поверхностном слое — в апреле, июне, октябре и ноябре. Эти данные приводят к несколько неожиданному выводу: в районе станции погоды М поверхностный слой оказался более инерционным, чем нижележащие слои 0—50 и 0—200 м, то есть динамические процессы в деятельном слое протекают значительно активнее, чем на поверхности океана. Однако детальное изучение этого вопроса выходит за рамки статьи. Авторы приводят этот вывод лишь для того, чтобы привлечь внимание исследователей к факту.

Можно предположить, что выявленные различия на разрезах Баренцева моря и на станциях погоды С и М обусловлены не адекватными по продолжительности и по хронологическому отрезку времени рядами данных. Для контроля были проведены расчеты коэффициентов корреляции для 3 и 6 разрезов Баренцева моря по укороченному ряду (с 1976 по 1988 гг.) синхронному ряду станции погоды С. Результаты расчетов подтвердили общие закономерности, характерные для Баренцева моря: по-прежнему  $r > 0,7$  при сдвигах до шести месяцев, наибольшая скоррелированность наблюдается в первой половине года, максимальные коэффициенты — в весенне-летний период.

Прогностический интерес имеют также оценки сопряженности колебаний аномалий температуры воды в различных слоях изу-

чаемых районов. Для получения таких оценок были проведены расчеты коэффициентов корреляции аномалий между слоями 0—200, 0—50 м и поверхностным. Результаты представлены на рис. 3. Они показывают, в какие месяцы года прогнозы  $T(0)$ ,  $T(0-50)$ ,  $T(0-200)$  характеризуют температуру всего деятельного слоя. На 3 разрезе это имеет место в январе — июне и в октябре — декабре (рис. 3, а), на 6 разрезе — в январе — мае и в декабре (рис. 3, б), на станции погоды  $M$  — в феврале — мае и в декабре (рис. 3, в). Во все эти месяцы коэффициенты корреляции между аномалиями температуры в слоях: поверхностном, 0—50 и 0—200 м превышают величину 0,8.

Различная скоррелированность аномалий среднемесячных температур воды в трех различных географических районах обусловлена особенностями природных условий при формировании теплового режима: с. п.  $C$  расположена на северной периферии Северо-Атлантического течения, с. п.  $M$  между основных струй Норвежского течения, разрез 3 — на входе теплых вод Нордкапского течения в Баренцево море, разрез 6 — в однородных водах южной части этого же моря. Соответственно, возможности применения инерционного метода прогноза температуры воды на срок от одного до шести месяцев в вышеперечисленных районах различны. Наилучшие результаты этот метод дает в условиях Баренцева моря для прогноза температуры в слое 0—200 м, удовлетворительные — в районе с. п.  $C$  и неудовлетворительные — в районе с. п.  $M$ .

Не целесообразно применение этого метода для сверхдолгосрочных прогнозов на один-два года. Коэффициенты автокорреляции временных рядов годовых аномалий температуры воды даже в Баренцевом море в самом его инерционном слое 0—200 м на разрезах 3 и 6 при сдвиге на один год составили соответственно 0,35 и 0,37. При больших сдвигах наблюдается закономерное уменьшение коэффициентов автокорреляции и при сдвиге в четыре года — переход к отрицательным значениям.

Между тем в Баренцевом море помимо синхронности изменений тепловых условий обращает на себя внимание и тот факт, что чем крупнее аномалия температуры воды, тем продолжительнее время ее существования (от одного года до шести лет), то есть тем больше период инерции. Это наблюдение позволяет выявить взаимосвязь между величиной аномалии температуры воды и длительностью сохранения ее знака, оценить момент ее перехода через нуль и в конечном итоге уточнить сверхдолгосрочный прогноз тепловых условий в Баренцевом море. Вторая часть работы посвящена этой проблеме.

Для оценки продолжительности сохранения знака крупных аномалий температуры воды в Баренцевом море было выполнено исследование взаимосвязи между максимальными (из среднемесячных) величинами положительных и отрицательных аномалий температуры на 3 и 6 разрезах ( $\Delta t$ ) и продолжительностью ( $T$ ) их

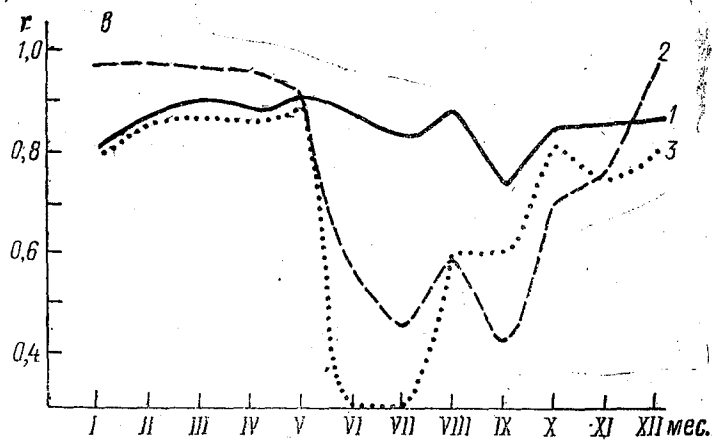
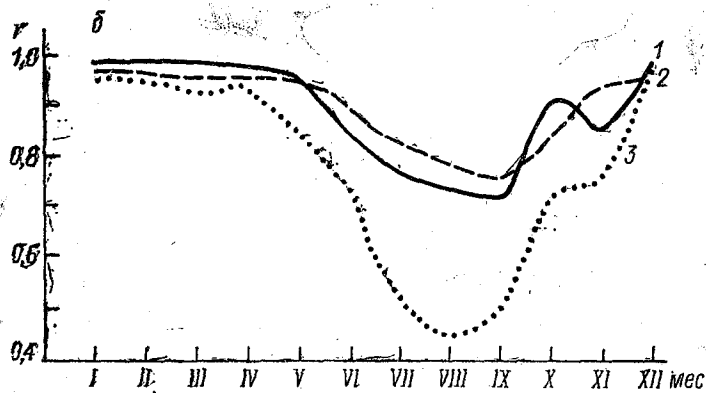
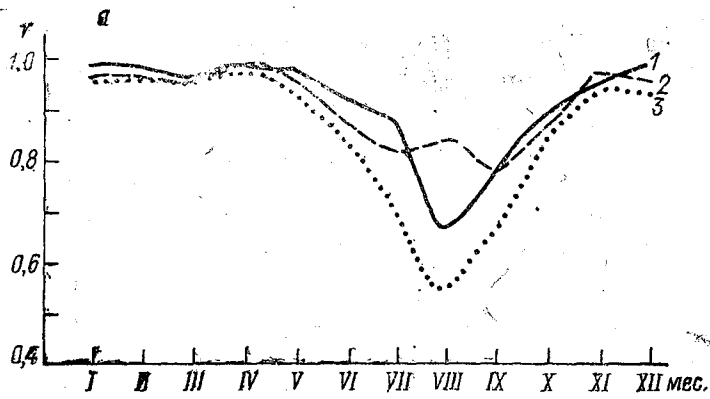


Рис. 3. Временной ход коэффициентов корреляции между поверхностной температурой и температурами слоев 0-50, 0-200 м: а — разрез 3; б — разрез 6; в — с. п. М 1 —  $r_{\Delta t_0, \Delta t'_{0-50}}$ ; 2 —  $r_{\Delta t_{0-50}, \Delta t'_{0-200}}$ ; 3 —  $r_{\Delta t_0, \Delta t'_{0-200}}$ .

существования (рис. 4). Под продолжительностью существования аномалии понимается период времени, на протяжении которого ее знак не меняется.

Анализ графиков связи показал, что, во-первых, зависимость между  $\Delta t$  и  $T$  нелинейная, наилучшие коэффициенты корреляции (более 0,8) получены для экспоненциальной кривой регрессии; во-вторых, ветви кривой регрессии для отрицательных и положительных аномалий оказались симметричными относительно оси

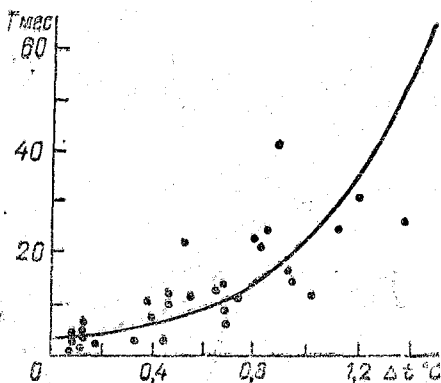


Рис. 4. График связи абсолютных значений аномалий температуры воды ( $\Delta t$ ) слоя 0—200 м с продолжительностью ( $T$ ) сохранения их знака на разрезе 6.

времени, что позволило в дальнейшем использовать абсолютные значения аномалий и тем самым увеличить статистическую достоверность получаемых оценок; в-третьих, с увеличением толщины слоя, охваченного аномалией, отмечается и рост продолжительности ее существования.

Был проведен также анализ связи средних годовых аномалий температуры воды на 3 и 6 разрезах с продолжительностью их существования за период с 1951 по 1991 гг. Кроме того, аналогичные расчеты были выполнены для годовых аномалий температуры воды на 6 разрезе и аномалий ледовитости Баренцева моря за период с 1900 по 1991 гг.

В качестве примера приведена оценка продолжительности существования годовой положительной аномалии температуры воды на 6 разрезе и отрицательной аномалии ледовитости Баренцева моря. Начиная с 1989 г. в Баренцевом море наблюдается крупная положительная аномалия температуры воды, ее максимальные значения ( $0,7^{\circ}\text{C}$  на 6 разрезе) были отмечены в 1990 г. Согласно расчетам такая аномалия может существовать в течение трех—пяти лет, смена знака аномалии может произойти в 1993—1994 гг. Соответственно в эти же годы ожидается увеличение ледовитости Баренцева моря до значений, превышающих норму.



Графики связи, вероятно, лучше работают при рассмотрении крупномасштабных процессов, т. е. не месячного, а годового осреднения для всего деятельного слоя. При составлении сверхдолгосрочных прогнозов температуры воды для стандартных разрезов Баренцева моря на основе учета спектральной структуры изменчивости исходных рядов [2] оценка продолжительности сохранения знаков крупных аномалий дает дополнительную информацию для большего обоснования прогноза.

Как уже сказано ранее, крупномасштабные изменения теплового состояния вод Баренцева моря достаточно синхронны: коэффициенты корреляции между годовыми аномалиями температуры воды на стандартных разрезах в слое 0—200 м составили  $r_{\Delta 13, \Delta 16} = 0,90$ ;  $r_{\Delta 13, \Delta 18} = 0,82$ ;  $r_{\Delta 16, \Delta 18} = 0,96$ . Следовательно, имея прогноз годовых аномалий температуры воды для одного из разрезов, можно на основе уравнений регрессии получить аналогичные прогнозы для других разрезов, находящихся в области теплых вод Нордкапского течения. Это позволяет перейти от прогноза в точке (на разрезе) к прогнозу по акватории того района моря, для которого характерны сопряженные тепловые процессы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Абузяров З. К., Кудрявая К. И., Серяков Е. И. Морские прогнозы. — Л.: Гидрометеондат. 1988. — 320 с.
2. Карпова И. П., Сустанов Ю. В., Николаев Д. Л. Использование приемов экстраполяции временных рядов в методах сверхдолгосрочного прогнозирования. — В сб.: Методы расчета и прогноза гидрометеорологических процессов в промысловых районах океана. СПб, изд. РГГМИ, 1991, вып. 112.

## СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	
1. <i>Суставов Ю. В., Зубова М. М.</i> Роль процессов взаимодействия океана и атмосферы в формировании полей температуры воды в северной части Атлантического океана	4
2. <i>Лебедев И. А.</i> Особенности мезомасштабной структуры вод в однородных зонах Баренцева моря по экспериментальным данным	12
3. <i>Аверкиев А. С., Плотников В. А., Воронков К. Л.</i> Экспериментальное подтверждение гипотезы проникновения атлантических вод из Баренцева моря в Арктический бассейн через пролив Макарова	22
4. <i>Смольников Б. А., Кошиц И. Н.</i> Вертикальные движения заглубленного в потоке буя автономной буйковой станции	29
5. <i>Кошиц И. Н.</i> Выбор эпюры воздействия океанских течений по расчетным и экспериментальным данным для проектирования буйковых систем	35
6. <i>Исполов Ю. Г., Кошиц И. Н.</i> Вибрации буйрепа якорной буйковой станции на течении	42
7. <i>Кошиц И. Н., Пупырев В. А.</i> Распространение информационно-управляющего сигнала в стальных канатах автономных буйковых станций	49
8. <i>Морачевский А. В., Чанцев В. Ю.</i> Моделирование эволюции деятельного слоя океана в системе Норвежское море — Северная Атлантика	63
9. <i>Мензин А. Б., Сыроватко Н. А.</i> Районирование Керченского пролива по динамическому фактору при оценке условий для разведения марикультур	66
10. <i>Мальцева И. Г., Рамм Н. С.</i> Анализ и оптимизация условий космической съемки океана коническим сканером МСУ-СК	71
11. <i>Мелихова Л. Г.</i> Рассеяние примеси над водой от поверхностного источника в условиях слабого ветра	82
12. <i>Карпова И. П., Мязкиви С. Э.</i> Структура вод Балтийского моря	92
13. <i>Якубенко В. Г., Эсаулов С. Б.</i> Экспериментальные исследования короткопериодных внутренних волн в районе шельфового склона северо-восточной части Черного моря	100
14. <i>Тейван Ж. А.</i> Сопоставление уравнений состояния морской воды «УС-80» и М. Кнудсена	103
15. <i>Карпова И. П., Плотников В. А.</i> Количественные оценки инерционности и сопряженности колебаний температуры воды	105

## CONTENTS

	P
1. <i>Sustavov U., Zubova M.</i> The roll of the ocean — atmosphere interaction processes in the formation of sea temperature fields in the North Atlantic	4
2. <i>Lebedev I.</i> Features of the mesoscale water structure in the homogeneous zones of Barentz sea over experimental data	12
3. <i>Averkiev A., Plotnikov V., Voronkov K.</i> Experimental confirmation of Atlantic water penetration hypothesis from Barentz Sea into Arctic basin through Makarov Strait	22
4. <i>Koshitz I., Smolnikov B.</i> Towards the problem of the vertical motion of a subsurface ABS buoy	29
5. <i>Koshitz I.</i> Choice of vertical graphic of ocean current influence over the calculations and experimental data for purpose of buoy systems projects	35
6. <i>Ispolov U., Koshitz I., Suchanov A.</i> Vibration of the buoy — rope at anchor buoy station in a stream	42
7. <i>Pupyrev V., Koshitz I.</i> Transmission of information signals via steel ropes of autonomic buoy stations	49
8. <i>Moratchevsky A., Chantsev V.</i> Modelling of evolution of the ocean upper layer in the North Atlantic — Norwegian Sea system	63
9. <i>Menzin A., Syrovatko N.</i> Division of the Kerch Strait for the estimation of cultivate condition mariculture	66
10. <i>Malseva I., Ramm N.</i> Analysis and optimization the conditions of the space survey of the ocean by the conic scanner MSU-SK	71
11. <i>Melihova L.</i> Dispersion of contaminant over water from the surface source under condition of slow wind	82
12. <i>Karpova I., Mjahnivi S.</i> The water structure of the Baltic Sea	92
13. <i>Jyakubenko V., Esaulov S.</i> Experimental researches of the short — period interwater waves at shelf slope area in North — East part of Black Sea	100
14. <i>Teuvan G.</i> Comparison of sea water state equations by M. Knudsen and ES — 80	103
15. <i>Karpova I., Plotnicov V.</i> Estimations of inertion and covariation of water temperature oscillations	105

Межведомственный сборник научных трудов, вып. 115

**ИССЛЕДОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ  
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ  
В АТЛАНТИЧЕСКОМ ОКЕАНЕ И СОПРЕДЕЛЬНЫХ МОРЯХ**

Редактор *О. С. Крайнова*

Корректор *Холина С. В.*

---

Сдано в набор 16.04.92. Подписано в печать 26.10.92.  
Формат бумаги 90×60<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бум. тип. № 2. Лит. гарн. Печать высокая.  
Печ. л. 7,25. Уч.-изд. л. 8,0. Темплан 1992 г. Зак. 157. Тираж 300. «С» № 4.

РГГМИ, 195196, С.-Петербург, Малоохтинский пр., 98.

---

Типография ВСОК ВМФ