

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

---

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

# СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ВОД МИРОВОГО ОКЕАНА

*СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ  
(межведомственный)*

Бюро гидрометеорологического  
информационного центра  
Ленинградского гидрометеорологического  
института

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА  
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
имени М. И. КАЛИНИНА

ЛЕНИНГРАД  
1983

Структура и динамика вод Мирового океана. Сборник научных трудов (междуведомственный). — Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 158. (ЛГМИ).

Междуведомственный сборник включает статьи сотрудников ЛГМИ и специалистов ряда родственных научно-исследовательских организаций и вузов.

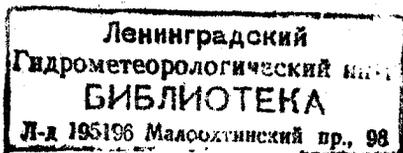
Статьи, представленные в сборнике, посвящены различным аспектам океанологических исследований, как теоретическим, так и экспериментальным. В частности, в ряде работ описываются математические модели различных явлений в океане. Другие статьи содержат анализ результатов обработки экспериментальных данных. Часть работ сборника освещает вопросы методического характера.

Сборник рассчитан на научных работников, инженеров-океанологов, а также студентов старших курсов гидрометинститутов и географических факультетов университетов.

328052

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Д-р геогр. наук **Н. П. Смирнов** (отв. редактор), д-р физ.-мат. наук **Ю. П. Доронин**, канд. геогр. наук **Е. И. Серяков**, канд. геогр. наук **В. Р. Фукс**, канд. геогр. наук **Б. Ф. Чередилов**, д-р техн. наук **Б. Н. Беляев**, канд. техн. наук **Е. И. Черткин**.



Ю. П. ДОРНИН, А. В. МОРАЧЕВСКИЙ (ЛГМИ)

## ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ ДЕЯТЕЛЬНОГО СЛОЯ ОКЕАНА НА ЕГО ТЕПЛОВОЕ КРУПНОМАСШТАБНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С АТМОСФЕРОЙ

Исследования взаимодействия атмосферы и океана показывают, что скорость изменения температуры поверхности последнего, а также зависящих от нее потоков тепла и влаги в атмосферу в значительной степени определяются толщиной деятельного слоя океана, активно участвующего в теплообмене с воздухом. Такой слой выделяется по повышенной интенсивности турбулентного перемешивания или по высоким значениям упорядоченных вертикальных токов. Однако из-за трудности практического определения этих характеристик чаще используется интегральная параметризация верхнего слоя океана, при которой выделяется его толщина  $h$  и считается, что теплоотдача осуществляется либо всей массой этого слоя равномерно, либо уменьшается пропорционально глубине. Естественно, чем больше толщина  $h$ , тем слабее, при прочих равных условиях, меняется температура воды. Поэтому необходимо получить оценки как изменения температуры поверхности океана и приземного слоя воздуха, так и температуры атмосферы в целом при меняющейся толщине деятельного слоя океана. Пока в аналитическом виде выражения для проведения таких оценок получить не удается и приходится применять метод численного моделирования.

В качестве основы для численных экспериментов в данном случае использовалась упрощенная термодинамическая модель системы атмосфера — океан — суша, основное положение которой разработано Х. Адемом [1]. Суть ее состоит в следующем: система атмосфера — подстилающая поверхность разделена на два слоя, первый слой — тропосфера, второй слой — деятельный слой океана и суши. Тепловое состояние каждого слоя описывается соответствующим уравнением теплового баланса, в котором горизонтальный перенос тепла имеет только макротурбулентный характер. Это предположение позволяет построить упрощенную модель термического режима, в которой присутствуют наиболее существенные взаимосвязи, регулирующие приземную температуру. В ней также четко разделены вклады в термический режим со стороны источников и стоков, различных по характеру и изучен-

ных с различной точностью. Так как модель подробно описана в различных статьях, например в [1, 5], то здесь приведены только основные окончательные уравнения с сохранением обозначений, использованных в работах Адема:

$$c_v a_0 \frac{\partial T'_m}{\partial t} - c_v a_0 k \nabla^2 T'_m = E_T + G_5 + G_2; \quad (1)$$

$$h \left( \frac{\partial T'_s}{\partial t} - k_s \nabla^2 T'_s \right) = \frac{1}{\rho_s c_s} (E_s - G_2 - G_3); \quad (2)$$

$$0 = E_s - G_2 - G_3. \quad (3)$$

Первое уравнение определяет среднюю температуру тропосферы  $T'_m$  как функцию радиационного баланса  $E_T$ , теплоты конденсации влаги в атмосфере  $G_5$  и турбулентного теплообмена с подстилающей поверхностью  $G_2$ . Горизонтальный макротурбулентный обмен характеризуется коэффициентом турбулентности  $k$

Температура деятельного слоя океана  $T'_s$  определяется уравнением (2). Она зависит от радиационного баланса океана  $E_s$ , затрат тепла на испарение  $G_3$  и турбулентного теплообмена с атмосферой. Интенсивность макротурбулентного обмена в океане характеризуется коэффициентом  $k_s$ .

Толщина деятельного слоя суши и его теплозапас существенно меньше, чем океанического. Поэтому полагается, что условие теплового баланса в этом случае вполне описывается только основными тремя составляющими, что отражено уравнением (3). Толщина тропосферы объединена с плотностью воздуха в множителе  $a_0$ .

Решение уравнений (1—3) проводилось в сферических координатах для всей поверхности земного шара с шагом по широте  $4^\circ$  и долготе  $5^\circ$ . При такой сетке максимальное расстояние между узлами составляло 560 км. В качестве исходного момента был выбран январь, когда наиболее велики контрасты температуры между полюсом и экватором в северном полушарии и повышена интенсивность циркуляции. По исходным гидрометеорологическим данным вычислялись нормы февральской температуры (рис. 1), причем толщина деятельного слоя открытой от льдов части океана полагалась постоянной и равной 60 м. Граница ледяного покрова определялась по климатической норме, совпадающей примерно с изотермой  $-8^\circ\text{C}$ .

По данным Р. Ф. Сохриной и др. [2], было построено февральское поле норм температуры с шагом  $20^\circ$  по долготе и  $8^\circ$  по широте, покрывающее все северное полушарие. Сравнение этих полей показывает, что в северном полушарии модельная температура поверхности океана занижена в среднем на  $2-3^\circ\text{C}$  при максимальном расхождении в  $5^\circ\text{C}$ . На континентах средняя тем-

пература приземного воздуха занижена на  $3-4^{\circ}$  при максимальном расхождении до  $6^{\circ}\text{C}$ . Необходимо отметить, что при сравнении норм январских температур по Р. Ф. Сохриной и др. [2] и по В. Л. Гейтсу и Г. Шатцу [6] в отдельных точках наблюдались различия до  $5-8^{\circ}$ , что свидетельствует о неоднородности в точности исходной информации по разным источникам.

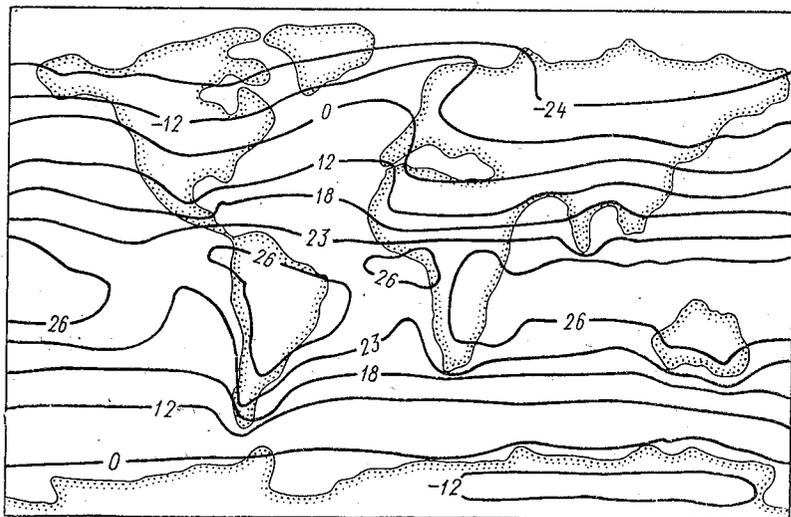


Рис. 1. Расчетное распределение температуры поверхности земли. Февраль

Это затрудняет проверку точности результатов расчетов. Из сопоставления полей температуры в феврале и январе следует, что средняя температура поверхности Земли за месяц повысилась на  $0,5^{\circ}\text{C}$ , причем южное полушарие нагрелось на  $3^{\circ}$ , а северное охладилось на  $2^{\circ}$ . Качественная оценка расчетного поля показывает, что модель правильно воспроизводит основные закономерности распределения температуры подстилающей поверхности и равной ей в модели температуры воздуха у поверхности земли.

Одной из главных причин некоторого занижения температуры в северном полушарии является грубая аппроксимация толщины деятельного слоя, определяющего переменную теплоемкость океанов. Известно, что толщина деятельного слоя в некоторых районах Северной Атлантики достигает  $200-300\text{ м}$  [3], что в  $3-5$  раз превышает принятую в модели. Естественно, что такое занижение теплоемкости океанов сказывается на результатах расчетов. На рис. 2 и 3 приведены отклонения значений температуры поверхности океанов и суши, вычисленных при задании толщины квази-однородного слоя океана соответственно  $20$  и  $200\text{ м}$ , от  $T_s$ , полу-

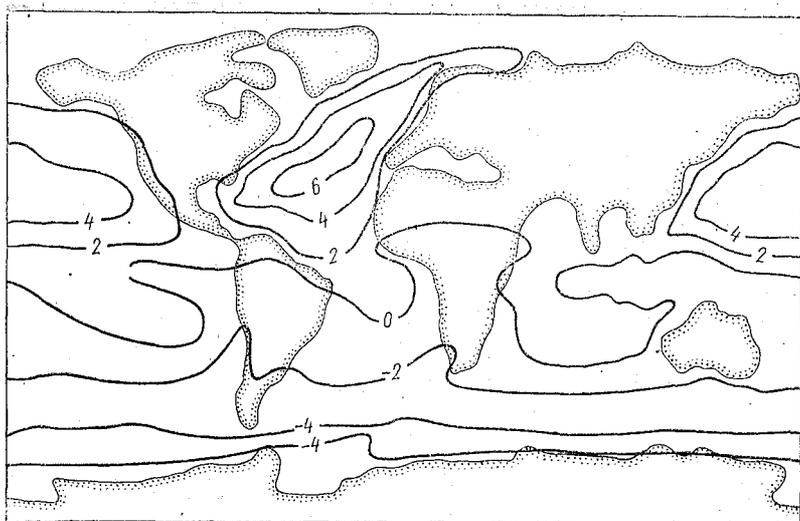


Рис. 2. Аномалии температуры поверхности, возникающие при уменьшении толщины деятельного слоя океана с 60 до 20 м.

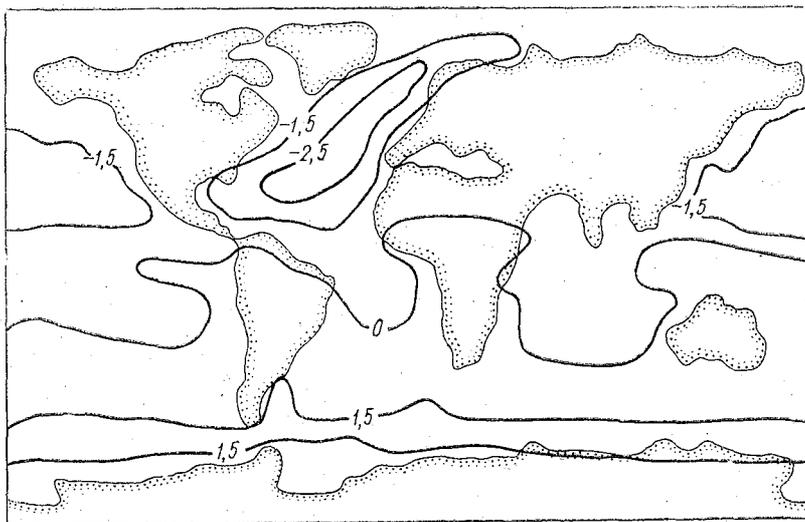


Рис. 3. Аномалии температуры поверхности, возникающие при увеличении толщины деятельного слоя океана с 60 до 90 м.

ченной при  $h=60$  м. Их среднезональные характеристики изображены на рис. 4. Хорошо видно, что глубина деятельного слоя является важнейшим параметром модели, максимальное влияние которого проявляется при вариациях малых глубин, т. е. при больших относительных изменениях  $h$ .

При увеличении  $h$  от 20 до 200 м происходит увеличение температуры подстилающей поверхности в северном полушарии и похолодание в южном полушарии в следующих пределах: в центральных районах континентов температура изменяется в экваториальных районах на  $1-2^\circ$ , в высоких широтах на  $2-3^\circ$ ; в прибрежных точках континентов температура изменяется в экваториальных районах на  $2-3^\circ$ , а в высоких широтах до  $3-4^\circ$ , в центральных частях океанов температура изменяется в экваториальных районах на  $2-4^\circ$ , а в средних и высоких широтах до  $6^\circ$ .

Такая зависимость температуры подстилающей поверхности от толщины деятельного слоя объясняется тем, что зимой вовлечение большой массы воды в теплообмен с атмосферой уменьшает степень ее выхолаживания, и она является более теплой. В южном полушарии в феврале происходит прогрев воды и поэтому увеличение толщин деятельного слоя приводит к несколько меньшей величине прогрева, т. е. к понижению температуры.

Естественно, что изменения температуры подстилающей поверхности влияют на температуру воздуха, которая меняется в же сторону, но в большинстве случаев в меньших масштабах, так как влияние океана постепенно с высотой затухает. В таблице приведены средние зональные значения температуры воздуха на высоте 400 мбар в феврале, рассчитанные при различных значениях  $h$ . Видно что севернее термического экватора температура тропосферы зимой с ростом толщины деятельного слоя становится теплее, а в южном полушарии, где в это время лето, при увеличении  $h$  происходит понижение температуры тропосферы. При этом более интенсивные изменения температуры воздуха, как и температуры подстилающей поверхности, происходят в случае меняющихся малых толщин  $h$ . Когда толщина деятельного слоя становится большой, ее относительно небольшие изменения уже слабо влияют как на температуру самой поверхности, так и на температуру воздуха.

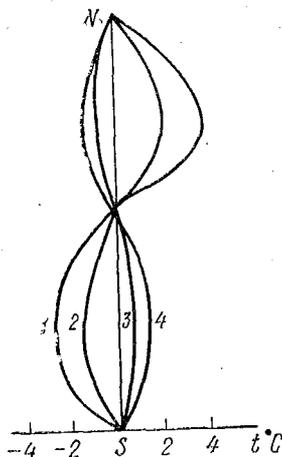


Рис. 4. Среднезональные аномалии температуры поверхности земли при отклонении толщины деятельного слоя океана:

1—от 0 до 5 м; 2—от 60 до 20 м; 3—от 60 до 90 м; 4—от 60 до 200 м

В связи с тем, что площадь океана в северном полушарии меньше, чем в южном, то изменения температуры тропосферы, обусловленные тепловым воздействием океана, в северном полушарии меньше, чем в южном.

Следует отметить также, что наиболее сильно влияние вариаций  $h$  на температуру проявляется в умеренной зоне, где интенсивность взаимодействия атмосферы и океана наибольшая.

Таким образом, задание глубины деятельного слоя постоянной величиной по всей акватории Мирового океана является очень грубым приближением в рассматриваемой модели и что даже при прогнозе на один месяц пространственную изменчивость толщины деятельного слоя следует принимать во внимание.

Средняя зональная температура воздуха на высоте 400 мбар при различной толщине квазиоднородного слоя океана в феврале

$\varphi^\circ$ с. ш.	88	82	74	66	58	50	42	34	26	18	10	2
$h=20$ м	-46,5	-43,8	-40,8	-36,5	-30,3	-23,1	-15,5	-8,5	-2,2	4,1	10,8	16,3
$h=60$ м	-46,0	-43,1	-40,0	-35,6	-29,3	-21,9	-14,3	-7,3	-1,2	4,6	10,7	15,5
$h=200$ м	-45,8	-42,8	-39,7	-35,2	-28,8	-21,4	-13,7	-6,7	-0,8	4,8	10,6	15,1
$\varphi^\circ$ ю. ш.	88	82	74	66	58	50	52	34	26	18	10	2
$h=20$ м	-16,8	-14,3	-11,6	-8,2	-3,1	-2,3	6,9	11,0	15,0	18,1	19,3	18,0
$h=60$ м	-18,8	-17,0	-14,9	-12,5	-7,7	-1,9	3,3	8,2	12,8	16,3	17,9	16,9
$h=200$ м	-19,6	-18,1	-16,3	-14,4	-9,6	-7,3	1,9	7,0	11,9	15,6	17,3	16,5

Одной из важнейших трудностей при решении вопроса об учете изменчивости  $h$  является отсутствие в модели сведений о ветре у поверхности океана. Современные представления об эволюции толщины верхнего квазиоднородного слоя (ВКС) суммированные в обзоре [4], связывают значения этой величины с касательным напряжением ветра в данной точке и значением «потока плавучести», зависящим от потока тепла и соли у поверхности океана. Кроме того, расчет толщины ВКС следует производить по эволюционному уравнению. Решение его требует информации, не входящей в комплект исходных данных модели, и является достаточно громоздким, сравнимым по требованиям к ЭВМ с самой моделью.

Все указанное выше приводит к необходимости создать метод расчета толщины ВКС достаточно простой и отражающий главные черты эволюции этого слоя: минимум толщины в момент

наибольшего прогрева и максимум в период наибольшего выхолаживания поверхности океана. Использование простых эмпирических формул, отвечающих этому требованию и имеющих погрешность 20—30%, значительно улучшает распределение температуры подстилающей поверхности. Предварительный анализ показывает, что температура в Северном полушарии повышается в феврале на  $1,5^\circ$  по сравнению с результатами, полученными при постоянной  $h$ . Это значительно лучше отвечает натурным данным.

Таким образом, толщина деятельного слоя океана оказывает значительное влияние на его крупномасштабное взаимодействие с атмосферой и нужно учитывать ее изменчивость.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Адем Х. О физических основах численного прогноза среднемесячных и среднезональных температур в системе тропосфера—океан—материк. — В сб.: Теория климата. Л., Гидрометеоздат, 1967, с. 258—292.
2. Сохрина Р. Ф., Челпанова О. М., Шарова В. Я. Давление воздуха, температура воздуха и атмосферные осадки Северного полушария. — Л.: Гидрометеоздат, 1959. — 473 с.
3. Калацкий В. И. Моделирование вертикальной термической структуры деятельного слоя океана. — Л.: Гидрометеоздат, 1978—212 с.
4. Зилитинкевич С. С., Реснянский Ю. Д., Чаликов Д. В. Теоретическое моделирование верхнего слоя океана. — В кн.: Итоги науки и техники. ВИНТИ. Сер. Механика жидкости и газа, 1978, т. 12, с. 5—51.
5. Adem J. Ocean Effects on Weather and Climate geofisica Internacional. Mexico, 1973, vol 13, num 1.
6. Schutz G. and Gates. W. L. Global Climatic Data for Surface, 800 mb, 400 mb: January. The Rand Corporation, R—915—ARPA, November, 1971. — 173 p.

УДК 536.25

Е. М. ОВЧИННИКОВ (ЛГМИ)

### МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКЦИИ ПРИ НАЛИЧИИ ЛОКАЛЬНОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА

В настоящей работе предлагается математическая модель термохалинной конвекции при наличии локального источника тепла, что аналогично наличию холодного «пятна» сверху, например конвекция в стационарной полынье полярной области.

1. Для осесимметричной всплывающей струи уравнения движения удобно выразить в цилиндрических координатах ( $r, z$ ),

где  $r$  — радиальное расстояние от оси источника,  $z$  — вертикальная координата:

$$\frac{\partial V_r}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_r}{\partial z} = -\frac{P_0}{\rho_0} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \cdot \frac{P'}{P_0} + k \cdot \Delta V_r; \quad (1)$$

$$\frac{\partial V_z}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} = -\frac{P_0}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \frac{P'}{P_0} + k \Delta V_z + \frac{\rho'}{\rho_0} \cdot g; \quad (2)$$

$$\frac{\partial r V_r}{\partial r} + \frac{\partial r V_z}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

где  $P$  — давление;  $\rho' = (\alpha T' - \beta S')$ ;  $\rho$  — плотность;  $T$  — температура;  $S$  — соленость;  $k$  — коэффициент турбулентности;  $g$  — ускорение свободного падения; значок « $\circ$ » относится к фоновым (невозмущенным) значениям, значок « $'$ » относится к отклонениям от фоновых значений.

Применим перекрестное дифференцирование к уравнениям (1) и (2) и, используя уравнение неразрывности (3), получим уравнение движения в переменных «вихрь, функция тока»

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} + V_r \frac{\partial \omega}{\partial r} + V_z \frac{\partial \omega}{\partial z} = \frac{V_r \cdot \omega}{r} + \\ + \frac{\partial \rho'}{\partial r} \cdot g + k_v \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} - \frac{\omega}{r^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\omega = \frac{\partial V_z}{\partial r} - \frac{\partial V_r}{\partial z}$  — тангенциальная компонента вихря. Введем функцию тока  $\Psi$ , связанную со скоростями соотношениями:

$$V_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \quad \text{и} \quad V_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial z}. \quad (5)$$

После подстановки (5) в (3) имеем

$$\omega = \frac{1}{r} \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right). \quad (6)$$

Уравнения переноса тепла и соли выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T'}{\partial t} + V_r \frac{\partial T'}{\partial r} + V_z \frac{\partial T'}{\partial z} + \frac{\partial T_0}{\partial z} \cdot V_z = \\ = k_T \left( \frac{\partial^2 T'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T'}{\partial r} + \frac{\partial^2 T'}{\partial z^2} \right); \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial S'}{\partial t} + V_r \frac{\partial S'}{\partial r} + V_z \frac{\partial S'}{\partial z} + \frac{\partial S_0}{\partial z} \cdot V_z = \\ = k_S \left( \frac{\partial^2 S'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial S'}{\partial r} + \frac{\partial^2 S'}{\partial z^2} \right), \end{aligned} \quad (8)$$

где  $k_V$ ,  $k_T$  и  $k_S$  — коэффициенты турбулентного обмена движением, теплом и солью.

Система уравнений (4), (6), (7) и (8) решалась при следующих начальных условиях:

$$V_r = V_z = T' = S' = \Psi = \omega = 0,$$

$T_0$ ,  $S_0$ ,  $\frac{\partial T_0}{\partial z}$ ,  $\frac{\partial S_0}{\partial z}$  — меняются в зависимости от задания стратификации.

Граничные условия имеют следующий вид:

$$T' = S' = 0 \text{ при } r = R \text{ и } z = 0,$$

$$\frac{\partial T'}{\partial z} = \frac{\partial S'}{\partial r} = \frac{\partial V_z}{\partial r} = 0 \text{ при } r = 0,$$

$$V_r = \Psi = 0 \text{ при } r = 0, R \text{ и } z = 0, H,$$

$$V_z = 0 \text{ при } r = R \text{ и } z = 0, H,$$

$$\omega_{H,i} = \frac{2}{r} \frac{\Psi_{H-1,i}}{h^2} \text{ при } z = H.$$

Граничные условия на нижней и боковых границах расчетной области удовлетворяют условиям на бесконечности, а на поверхности ( $z=H$ ) — условию «твердой крышки».

Уравнения (4), (7) и (8) решались в явном виде методом разностных схем, адвективные члены записывались по схеме Аракавы [1], имеющей второй порядок точности и исключающей нелинейную неустойчивость. Уравнение типа Пуассона (6) решалось, следуя работе [2], методом понижения размерности и матричной прогонки. Коэффициенты турбулентного обмена принимались постоянными во всей расчетной области, что вносит некоторый отрицательный эффект. Современные исследования [3] показывают, что в свободном турбулентном потоке, например, в следе за телом или в струе, пульсации скорости вблизи границ области смещения не являются непрерывными, а перемежаются. В задаче о смещении струи коэффициент перемежаемости еще не удалось определить.

2. По предложенной модели была предпринята попытка рассчитать численно характеристики свободной струи при условиях, близких к лабораторным экспериментам. Для расчета бралась область  $18 \times 30$  узлов с шагом 1,5 см по вертикали и горизонтали и началом координат на дне, ось  $z$  направлена вверх по оси источника. Источник тепла помещался на глубине 16,5 см с постоянной температурой в  $30^\circ \text{C}$ . Начальная температура воды принималась выше точки максимальной плотности (вода пресная) и постоянной во всей области. Поскольку при лабораторных экспериментах вода в лотке неподвижна и турбулизация происходит только за

счет самой струи, коэффициенты  $k_v$  и  $k_T$  принимались всего в 10 раз больше соответствующих молекулярных коэффициентов обмена. Шаг по времени в соответствии с требованиями устойчивости принимался равным 1 с. Расчет был произведен на 720 шагов и результаты представлены на рисунках. Сравнение лабораторных экспериментов с численными расчетами по модели можно произвести по профилям отклонений температуры на оси источника. На рис. 1 приведен график эволюции вертикального профиля отклонений температуры от фоновой на оси источника тепла, начиная с третьей минуты, после включения источника. Из рисунка видно, что тепло распространяется в виде прогрессивной волны с фазовой скоростью 1 см/с. Ломаной линией на рисунке приведен график лабораторного эксперимента (представлено автору сотрудником кафедры океанологии И. И. Волковым).

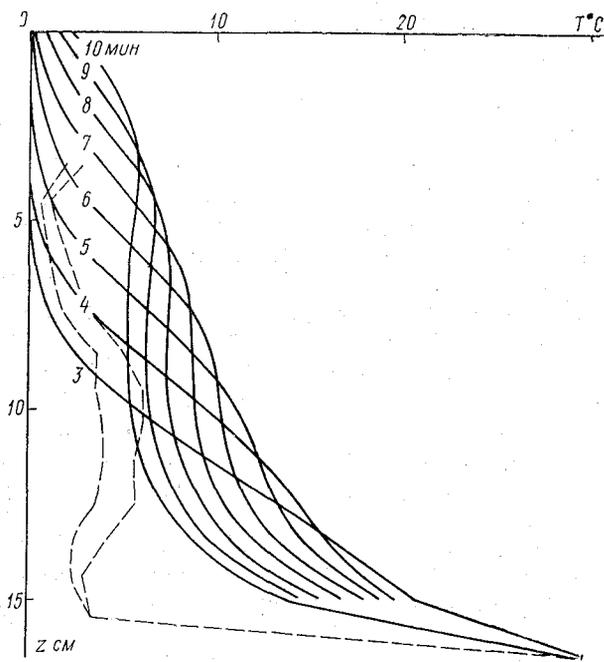


Рис. 1. Эволюция вертикального профиля отклонений температуры на оси источника  $\Delta t = 3 \div 10$  мин:  
 - - - - опыт

Наблюдается согласованная картина как качественно, так и по величине отклонений. На рис. 2 изображен временной ход отклонений температуры воды на различных горизонтах. Видна ярко выраженная тепловая волна, т. е. максимум отклонений смещает-

ся во времени с удалением от оси источника. Величина максимума при этом уменьшается. Помимо основной волны на более удаленных сечениях развивается вторичная тепловая волна. Подобные эффекты наблюдались при лабораторных исследованиях ячеистой конвекции в работе [4]. На рис. 3 и 4 представлены поля отклонений температуры воды для 8-й и 12-й минут от начального момента. Хорошо видно развитие факела струи и образование валообразной конвекции, особенно на 12-й минуте счета. Естественно предположить, что при продолжении расчета конвекции на поверхности бассейна образовалось бы «блюдец» с температурой воды выше фоновой — это неоднократно подтверждалось в лабораторных экспериментах.

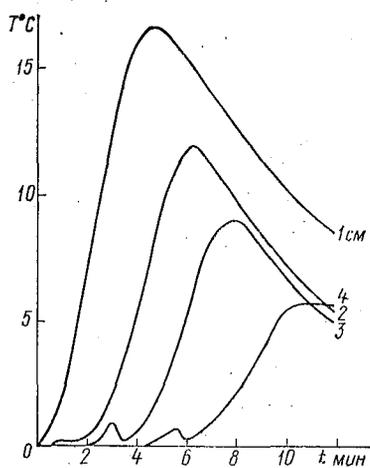


Рис. 2. Временной ход отклонений температуры воды от фоновой на оси источника на расстоянии:

1—3 см от источника; 2—6 см от источника; 3—9 см от источника; 4—13,5 см от источника

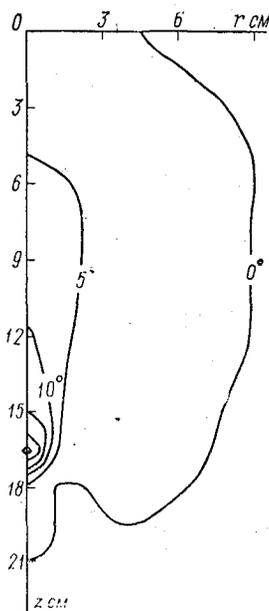


Рис. 3. Поле отклонений температуры воды в «полуструе» на 8-ю минуту счета.

На рис. 5 представлено поле вертикальной скорости для зоны вблизи источника тепла. На графике прослеживается образование области с максимальными скоростями, которая, отделившись от источника, смещается вверх, а значения скоростей убывают. Как уже отмечалось, происходит валообразный процесс конвекции с вовлечением окружающей воды.

Приведенный анализ результатов модельных расчетов и сравнение их с лабораторными данными указывает на то, что эта модель позволяет рассчитать параметры всплывающей струи.

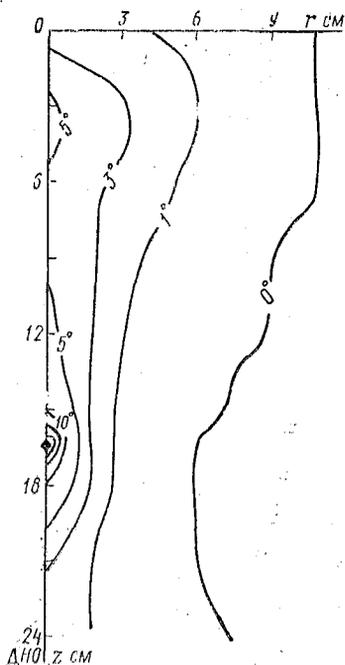


Рис. 4. Поле отклонений температуры воды на 12-ю минуту счета.

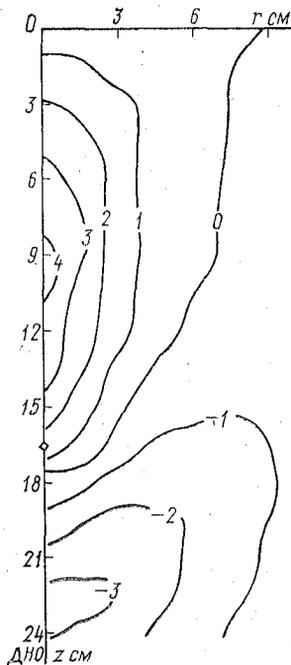


Рис. 5. После вертикальной скорости в «полуструе» на 8-ю минуту счета (положительно — вверх).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Аракава. Схема численного интегрирования уравнений движения жидкости на длительный срок: случай двумерного потока несжимаемой жидкости. — в сб.: Численные методы решения задач динамики атмосферы и океана. — Л.: Гидрометеиздат, 1968, с. 226—251.
2. Ogura M. A direct solution of Poisson's equation by dimension reduction method. — J. Met Soc. Japan. k. 47, № 4, 1969, pp. 319—323.
3. Betchelor G. K. Note on freeturbulent flows, with special reference to the two-dimensional wake. — J. Aeronaut. Sci. 17, № 7, July 1950, pp. 441—445.
4. Бердников В. С., Кирдяшкин А. Г. Ячеистая конвекция в горизонтальных слоях жидкости при различных граничных условиях. — Изв. АН СССР. ФАО, 1979, 15, № 11, с. 1168—1174.

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ СОВМЕСТНОЙ ЭВОЛЮЦИИ СЕЗОННОГО И ГЛАВНОГО ТЕРМОКЛИНОВ

### 1. Введение

В работе авторов [3] были рассмотрены основные механизмы, формирующие термохалинную структуру сезонного и главного термоклинов. Там же была предложена модель, описывающая ее эволюцию во времени и в пространстве, и приведены результаты пробных расчетов. К настоящему времени с помощью этой модели проведено несколько численных экспериментов, анализ которых и явился предметом данной работы. Поскольку постановка задачи и метод ее реализации были изложены в [3], здесь напомним лишь основные уравнения модели.

### 2. Основные уравнения модели

Уравнения распространения тепла и солей, проинтегрированные в пределах верхнего квазигоризонтального слоя (ВКС):

$$\frac{\partial T_0}{\partial t} h + M_x \frac{\partial T_0}{\partial x} + M_y \frac{\partial T_0}{\partial y} = \frac{q_0^T}{c_p \rho_0} - \frac{q_h^T}{c_p \rho_0}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial S_0}{\partial t} h + M_x \frac{\partial S_0}{\partial x} + M_y \frac{\partial S_0}{\partial y} = \frac{q_0^S}{\rho_0} - \frac{q_h^S}{\rho_0}, \quad (2)$$

где  $T_0$ ,  $S_0$  — температура и соленость воды в ВКС;  $M_x = \int_0^h u dz$ ;

$M_y = \int_0^h v dz$  — составляющие полного потока;  $h$  — толщина ВКС;  $u$ ,  $v$  — составляющие скоростей течений;  $q_0^T$ ,  $q_0^S$  — потоки тепла и солей через поверхность океана;  $q_h^T$ ,  $q_h^S$  — потоки тепла и солей через нижнюю границу ВКС;  $\rho_0$  — стандартная плотность морской воды.

Уравнения распространения тепла и солей, проинтегрированные от  $h$  до  $B$  ( $B$  — нижняя граница бароклинного слоя океана):

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_h^B T dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_h^B T u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_h^B T v dz = \frac{q_h^T}{c_p \rho_0}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_h^B S dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_h^B S u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_h^B S v dz = \frac{q_h^S}{\rho_0}. \quad (4)$$

Уравнение баланса энергии турбулентности на нижней границе верхнего квазиоднородного слоя:

$$c_3 \frac{b}{h} \frac{dh}{dt} = G - \frac{g}{\rho} k \frac{d\rho}{dz}, \quad (5)$$

где  $b$  — энергия турбулентных пульсаций;  $G$  — продукция энергии турбулентности;  $g$  — ускорение свободного падения;  $k$  — коэффициент турбулентного обмена массой;  $c_3$  — эмпирическая константа. Перечисленные величины относятся к уровню  $z=h$ .

Уравнения движения:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = fv - ru - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial u}{\partial z}; \quad (6)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -fu - rv - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial v}{\partial z}; \quad (7)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = g\rho, \quad (8)$$

где  $r$  — коэффициент горизонтального трения;  $f$  — параметр Кориолиса;  $P$  — давление жидкости.

Профили температуры и солёности воды ниже квазиоднородного слоя предполагаются в виде полиномов от аргумента  $(z-h)$ , т. е.

$$T(z) = f_1 [(z-h)^n, (z-h)^{n-1}, (z-h)^{n-2}, \dots]; \quad (9)$$

$$S(z) = f_2 [(z-h)^n, (z-h)^{n-1}, (z-h)^{n-2}, \dots]. \quad (10)$$

Для определения коэффициентов при аргументах используются граничные условия, а также уравнения (3) и (4). При этом предполагается, что

$$q_h^T = c_p \rho_0 k \frac{\partial T}{\partial z}, \quad q_h^S = \rho_0 k \frac{\partial S}{\partial z}. \quad (11)$$

### 3. Последовательность решения задачи

Методы реализации отдельных блоков модели описывались в [3]. Здесь же приведем лишь объединенную схему вычислений. Последовательность расчетов по изложенной выше модели удобно представить в виде блок-схемы (рис. 1). Дадим некоторые пояснения к приведенной схеме.

По начальным полям  $T$ ,  $S$ ,  $u$ ,  $v$  и  $h$  рассчитываются скорости течений на один временной шаг. По найденным скоростям течений и заданным потокам тепла и солей через поверхность находятся температура и солёность воды в ВКС и затем значения

толщины верхнего квазиоднородного слоя. Далее рассчитываются значения температуры и солёности воды ниже ВКС. Рассчитанные величины температуры, солёности в ВКС и в сезонном и главном термоклинах, а также значения  $h$  являются начальными для следующего временного шага.

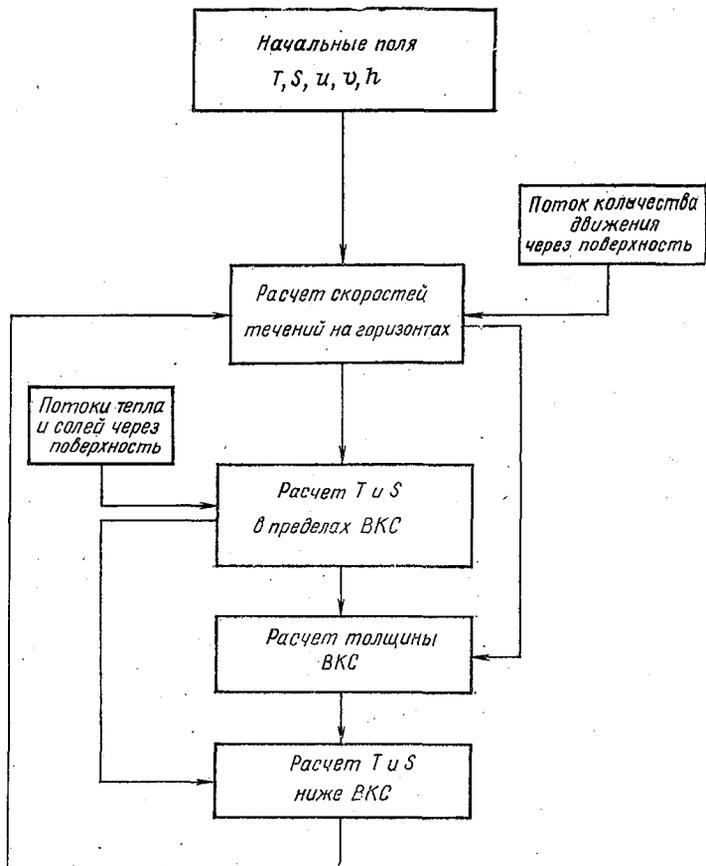


Рис. 1. Блок схема расчетов.

#### 4. Характеристика исходных данных

Для выполнения расчетов по изложенной выше математической модели требуется задание большого объема исходной информации, описывающей начальное состояние и условия на верхней и нижней границах бароклинного слоя океана. Исходные данные были подготовлены для центров  $10^\circ$ -ных квадратов, покрывающих акваторию северной части Атлантического океана.

В качестве начальных данных использовались среднемесячные вертикальные профили температуры и солёности воды в баро-

клинном слое из [1]. Начальные поля течений получались диагностическим расчетом до установления по начальным полям  $T$  и  $S$  и заданному на данный месяц полю атмосферного давления. Для поверхности океана задавались потоки тепла и солей через поверхность и поле атмосферного давления из [2]. Температура и соленость воды на нижней границе бароклинного слоя океана и ее положение считались неизменным и были взяты из [4].

### 5. Анализ результатов расчетов

В результате реализации модели удалось воспроизвести эволюцию практически всех основных характеристик термохалинной структуры бароклинного слоя океана.

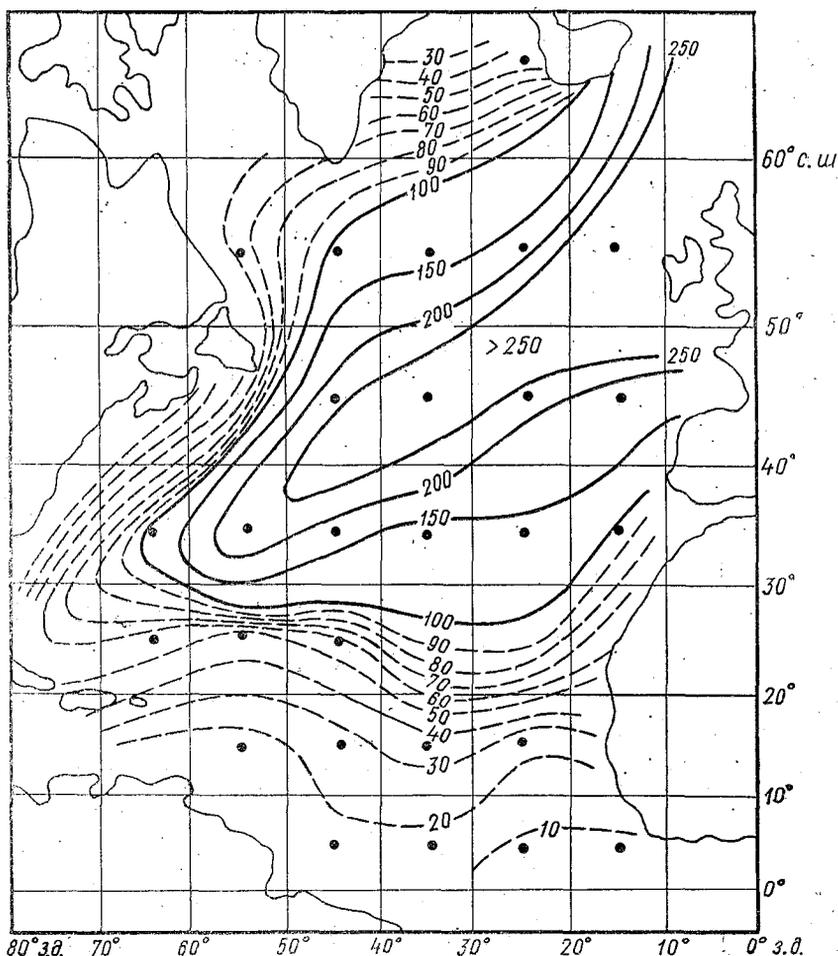


Рис. 2. Рассчитанная толщина квазиоднородного слоя (м), Март.

Обратимся к анализу результатов для наиболее сложных сезонов года — переход от зимы к весне (февраль—март) и от лета к осени (август—сентябрь). Начальное — на февраль — термическое состояние характеризуется еще повсеместным выхолаживанием верхнего слоя океана. В южных квадратах оно чрезвычайно мало, а в северных охлаждение происходит достаточно интенсивно. В отдельных узлах в феврале продолжается осолонение вследствие интенсивного испарения. В соответствии с этим следовало бы ожидать в марте общее увеличение толщины верхнего квазиоднородного слоя по всей акватории и уменьшение температуры и солености воды в нем. Общая картина в целом именно такова (рис. 2, 3). Однако, поскольку модель учитывает адвективные изменения, то из-за этого заметны некоторые отклонения от ожидаемой картины. Так, в районах, где велика роль адвекции (Гольфстрим, Северо-Атлантическое течение), наблюдается увеличение толщины ВКС и увеличение температуры вследствие приноса теплых вод. Здесь вклад адвекции тепла, влекущий за собой уменьшение толщины ВКС, оказался более весомым, чем вклад локальных факторов, способствующих его углублению. Такой эффект можно наблюдать лишь в переходный период, когда локальные факторы (потоки тепла и солей через поверхность и скорость ветра) слабо выражены.

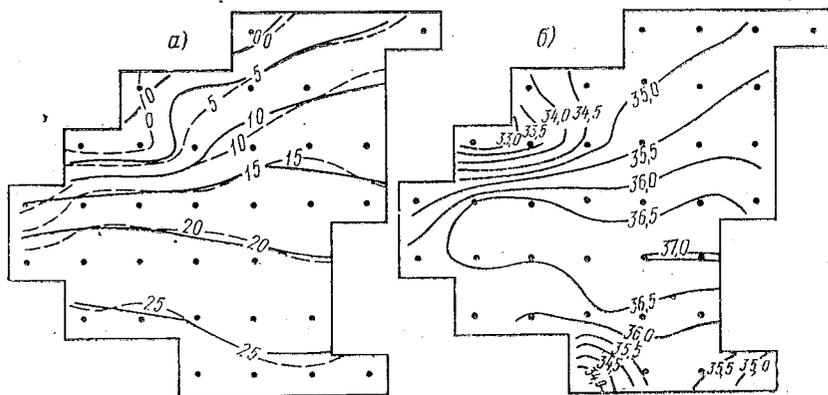


Рис. 3. Температура ( $^{\circ}\text{C}$ ) и соленость воды ( $\%$ ) ВКС в марте: а) рассчитанная (-----) температура, фактическая (—) температура [1, 5]; б) рассчитанная (-----) соленость.

В сентябре рассчитанные поля характеристик ВКС — его толщина, температура и соленость качественно согласуются с их климатическими полями. Сравнение рассчитанных значений характеристик ВКС с «фактическими» можно проводить лишь по

температуре, поскольку надежные ежемесячные данные по солености и толщине ВКС отсутствуют. Соответствие рассчитанных и фактических [1] полей температуры воды на поверхности в целом неплохое. Тот факт, что температура рассчитывается удовлетворительно, может служить косвенным подтверждением адекватности других расчетных характеристик ВКС их фактическим значениям.

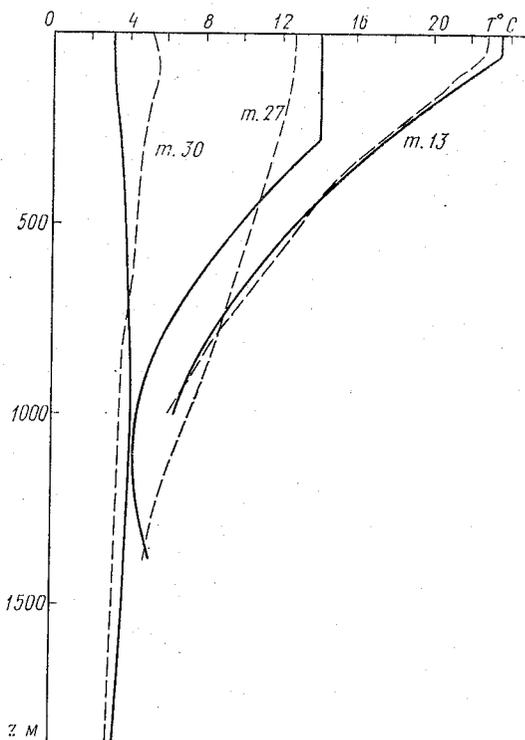


Рис. 4. Рассчитанная ( ————— ) и фактическая ( ————— ) [5] температура воды в марте в узлах расчетной сетки № 13 ( $\varphi = 25^\circ$ ,  $\lambda = 45^\circ$ ); № 27 ( $\varphi = 45^\circ$ ,  $\lambda = 35^\circ$ ); № 30 ( $\varphi = 55^\circ$ ,  $\lambda = 45^\circ$ ).

Обратимся теперь к рассчитанным вертикальным профилям температуры и солености воды в пределах бароклинного слоя океана. Следует отметить, что при проведении расчетов по данной модели использовалась достаточно грубая параметризация профилей температуры и солености воды ниже ВКС. Несмотря на это, рассчитанные профили температуры для марта и сентября удовлетворительно согласуются с фактическими (рис. 4), особенно в тропической зоне океана.

Рассчитанные поля скоростей течений качественно согласуются с имеющимися представлениями о течениях в северной части Атлантического океана. На рис. 5 явно прослеживается Гольфстрим, северное пассатное течение. Рассчитанные скорости течений также согласуются с имеющимися обобщениями фактических данных.

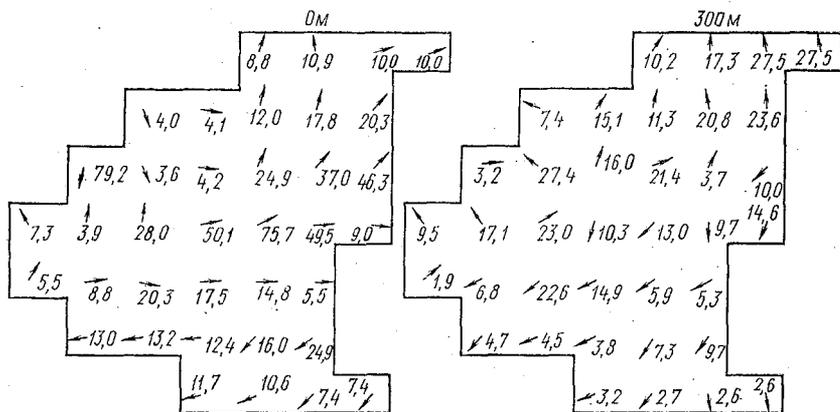


рис. 5. Рассчитанные направления и скорости течений ( $\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$ ) в узлах расчетной сетки.

Все отмеченное выше дает основание сделать вывод о применимости разработанной модели к описанию климатической термохалинной структуры бароклинного слоя океана.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас океанов. Атлантический и Индийский океан. — Л.: ГУНИО МО, 1977.
2. Атлас теплового баланса океанов. — Севастополь, изд. МГИ АН СССР, 1970.
3. Карлин Л. Н., Ключиков Е. Ю. О математическом моделировании совместной эволюции сезонного и главного термоклинов. — В сб.: Исследование и освоение Мирового океана, изд. ЛПИ, 1982, вып. 77, с. 81—89. (ЛГМИ).
4. Смирнова А. И. Атлас изменений состояния системы океан — атмосфера в Северной Атлантике. — Л.: Гидрометеониздат, 1969, вып. 4—5. — 55 с.
5. Муромцев А. М. Основные черты гидрологии Атлантического океана. — Л.: Гидрометеониздат, 1963. — 838 с.

УДК 551.465.6. (261.1)

Е. И. СЕРЯКОВ, В. К. ОЖИГИН (ЛГМИ)

### АНОМАЛЬНОСТЬ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ

Изучение причин формирования крупных аномалий температуры воды в океанах и морях представляет большой научный и

практический интерес, особенно при разработке долгосрочных гидрометеорологических промысловых прогнозов.

В последние годы большое внимание уделяется изучению природы мезомасштабных вихрей в океане. Это признается важным для построения физически обоснованных моделей океанической циркуляции с последующим их использованием при решении проблем гидробиологии и гидрохимии. Знание этих динамических процессов в океане поможет решению задач в области морских прогнозов, в частности предсказания тепловых процессов большой заблаговременности.

Хорошо известно, что поле температуры воды может служить показателем других океанологических процессов, таких, как положение фронтальных зон и мезомасштабных вихрей.

Распределение очагов положительных или отрицательных аномалий температуры воды позволяет определить положение синоптических вихрей. Циклонические вихри в результате вращения против часовой стрелки создают подъем холодных глубинных вод и приводят к формированию отрицательных аномалий температуры воды, а антициклональные вихри приводят к опусканию вод и формированию положительных температурных аномалий.

Возникновение крупных аномалий в поле температуры воды поверхностного слоя в работе Е. И. Серякова и Ю. Э. Титова [5] объясняется связью с квазидвухлетней цикличностью ветра в экваториальной стратосфере. Анализ многолетних колебаний температуры воды в Северной Атлантике по данным судов погоды показал, что в периоды смены ветра с западной фазы на восточную и наоборот отмечается заметное уменьшение колебаний значений температуры воды. Можно предположить, что в периоды перестройки циркуляции в стратосфере она оказывает меньшее воздействие на центры действия атмосферы в Атлантическом океане, а через них и на эволюцию океанологических полей. Так, например, в зимние периоды 1968—1969 гг. и 1971—1972 гг., когда была хорошо выражена западная фаза квазидвухлетнего цикла, наблюдались довольно существенные аномалии температуры воды. В свою очередь эти аномалии в поле температуры воды Северной Атлантики способствовали формированию устойчивых форм меридиональной циркуляции в тропосфере.

В зимние месяцы 1969—1970 гг. и 1970—1971 гг. в экваториальной стратосфере наблюдалась смена фаз ветра. В эти периоды в районах с. п. А, В, J, К прослеживались сравнительно небольшие аномалии температуры воды поверхностного слоя. Вышеуказанная закономерность в формировании крупных аномалий температуры воды отмечалась и в другие годы.

Многие исследователи занимались выяснением связей между температурой воды поверхностного слоя и теплоотдачей в атмосферу [1—4, 8]. Одни авторы полагают, что увеличение или уменьшение теплоотдачи связано с изменением интенсивности течений [2]. В ряде других работ [3, 7] указывается, что наиболее

значительные аномалии теплоотдачи связаны не только с аномальной температурой воды, но и с состоянием самой атмосферы. Исследования по пространственно-временной изменчивости составляющих теплового баланса, выполненные в ЛГМИ [1], показали, что максимальные очаги тепла расположены на западе Атлантического океана и в Норвежском море. Вследствие западного переноса это тепло в верхних слоях атмосферы переносится в восточную часть океана. Благодаря этому создаются условия для образования высотного гребня в восточной части океана, причем дальнейшее увеличение теплоотдачи должно приводить к развиту высотного гребня, увеличению его протяженности.

Увеличение объема вод, приносимых Северо-Атлантическим течением в восточную часть океана, компенсирует рост потерь тепла на испарение и турбулентный теплообмен, поэтому аномалии температуры воды в этом районе сравнительно небольшие. Повышение адвекции тепла течениями при усилении западного переноса компенсирует отдачу тепла и усиливает эффект, возникающего антициклона или гребня высокого давления означает ликвидацию тех условий, которые привели к его образованию. Уменьшение расхода тепла течениями, ослабление теплоотдачи и уменьшение выноса тепла в восточную часть приводит к постепенному восстановлению разности температуры воздуха между высокими и низкими широтами, т. е. к восстановлению западного переноса.

К моменту образования блоков в северо-западной части Атлантического океана формируются значительные отрицательные аномалии температуры и значит теплоотдача в этом районе уменьшается. Когда произойдет разрушение блока, то в северо-западном районе формируется положительная температура вследствие уменьшения расхода Лабрадорского течения и положительных аномалий температуры воздуха в период существования блока. Следовательно, теплоотдача повышается, опять увеличивается вынос тепла в восточную часть океана, что в конечном итоге может привести к формированию нового блока.

В системе западной циркуляции атмосферы умеренных широт формирование блоков представляет собой закономерное явление, а продолжительность таких периодов составляет несколько месяцев. Таким образом, в результате теплового и динамического взаимодействия поверхности Северной Атлантики с атмосферной циркуляцией образуются в определенных районах очаги с положительной или отрицательной аномалией температуры воды, которые через несколько месяцев исчезают или смещаются в другие районы.

В течение 1959—1980 гг. на основе систематизированных материалов наблюдений за температурой воды по 5-градусным квадратам акватории Северной Атлантики проводилось изучение межгодовой изменчивости этого элемента. Для оценки пространственной изменчивости поля температуры воды поверхностного слоя

были вычислены средние квадратические отклонения аномалий температуры. Максимальные значения  $\sigma_{\Delta t_w}$  отмечены у мыса Гаттерас и к югу от Ньюфаундленда и составляют 3,5—4,3°. Центральная часть Северной Атлантики малоизменчива ( $\sigma_{\Delta t_w} = 0,2-0,4^\circ$ ).

Наибольшая временная изменчивость поля температуры воды поверхностного слоя характерна для зимне—весенних месяцев, тогда как летом наступает уменьшение изменчивости и она достигает минимума в октябре.

Для оценки степени аномальности различных полей гидрометеорологических величин используется предложенный Багровым параметр аномальности  $K$ :

$$K = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\Delta t_i^2}{\sigma_i^2}, \quad (1)$$

где  $\Delta t_i$  — аномалия температуры воды в  $i$ -й точке;  $\sigma_i^2$  — ее дисперсия в той же точке;  $N$  — число точек сетки, равномерно расположенных на исследуемой акватории.

В таблице приведены значения параметра аномальности  $K$  температуры воды поверхностного слоя для 101 пятиградусного квадрата Северной Атлантики.

Параметры аномальности  $K$  температуры воды поверхностного слоя  
Северной Атлантики

Годы	Месяцы											
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
1970	0,97	0,62	0,70	0,68	0,55	0,65	0,69	0,55	0,66	0,57	0,70	0,73
1971	0,71	0,77	0,71	0,89	0,94	1,04	0,73	0,84	0,63	0,98	1,00	0,92
1972	0,65	0,99	0,69	1,08	1,48	1,53	1,61	1,49	1,12	0,75	0,69	1,10
1973	0,74	0,98	0,68	0,71	0,83	1,02	0,70	0,75	1,09	0,69	0,87	1,14
1974	0,59	0,84	0,54	0,82	1,67	2,91	2,02	1,64	1,91	0,96	0,37	0,77
1975	0,78	1,13	0,75	0,72	1,17	0,82	1,24	0,88	0,46	0,69	1,32	0,63
1976	0,64	0,70	0,50	0,60	0,59	0,76	2,26	1,49	1,54	0,99	1,30	1,01
1977	0,83	1,08	0,86	0,60	0,70	0,52	0,56	0,79	0,85	0,73	0,99	0,87
1978	1,07	1,01	0,82	0,68	0,72	0,71	1,03	0,44	1,56	0,82	2,20	1,56
1979	1,41	0,96	0,69	0,75	1,29	1,16	1,45	1,01	0,82	1,29	1,39	1,40
1980	1,31	1,29	0,49	0,47								

В последнем десятилетии максимальный параметр аномальности ( $K=2,91$ ) наблюдался в июне 1974 г., а в ноябре 1974 г. зафиксировано минимальное значение этого параметра ( $K=0,37$ ).

Следует отметить также большие величины параметра аномальности с мая по сентябрь 1972 г. Используя расчеты В. Т. Юрко [10], с 1957 г. по вышеуказанному параметру была вычислена повторяемость его, которая показана на рис. 1. Как видно из рис. 1, максимальная повторяемость 35% приходится на градацию 0,7.

При классификации полей температуры воды по степени аномальности все значения параметра  $K$  были разбиты на пять градаций:  $K < 0,71$  — малая,  $0,71 \leq K \leq 1,10$  — средняя,  $1,10 \leq K \leq 1,35$  — значительная,  $1,35 \leq K \leq 1,47$  — крупная,  $K > 1,47$  — экстремальная. Пользуясь этой классификацией легко установить, что за последние 25 лет в поле температуры воды Северной Атлантики наиболее аномальными годами были 1958, 1962, 1972 и 1974 гг.

Для характеристики преобладающего знака аномалии температуры воды и относительной величины площади занятой ею, был вычислен показатель

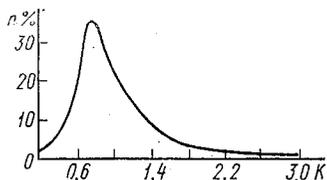


Рис. 1. Повторяемость параметра аномальности  $K$  температуры воды поверхностного слоя.

$$\rho_{t_w} = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}, \quad (2)$$

где  $n_+$  — число 5-градусных квадратов с положительной аномалией температуры воды;  $n_-$  — число 5-градусных квадратов с отрицательной аномалией.

В различные годы параметр  $\rho_{t_w}$  претерпевает существенные изменения. Так, например, в августе 1960 г.  $\rho_{t_w} = 0,81$ , когда более чем на 90% акватории Северной Атлантики преобладали положительные аномалии температуры воды поверхностного слоя. В июне 1962 г.  $\rho_{t_w} = -0,73$  и в это время 85% рассматриваемой акватории было занято отрицательными аномалиями.

На основании расчетов параметра  $\rho_{t_w}$  можно достаточно объективно отнести каждый год к теплым, холодным или близким к норме. За рассматриваемый нами ряд лет к теплым годам можно отнести 1958, 1960, 1961, 1966, 1969, 1970, 1975, 1977, 1978, 1979 гг., к холодным — 1962, 1963, 1965, 1967, 1971, 1972, 1974, а все остальные годы являются близкими к норме.

Из работы Е. А. Семенюк [9] были взяты значения аналогичного параметра по температуре воздуха на уровне судовых наблюдений  $\rho_{t_a}$ .

Анализ изменчивости от месяца к месяцу параметров  $\rho_{t_w}$  и  $\rho_{t_a}$  (рис. 2) показал на отчетливую синхронность в ходе этих

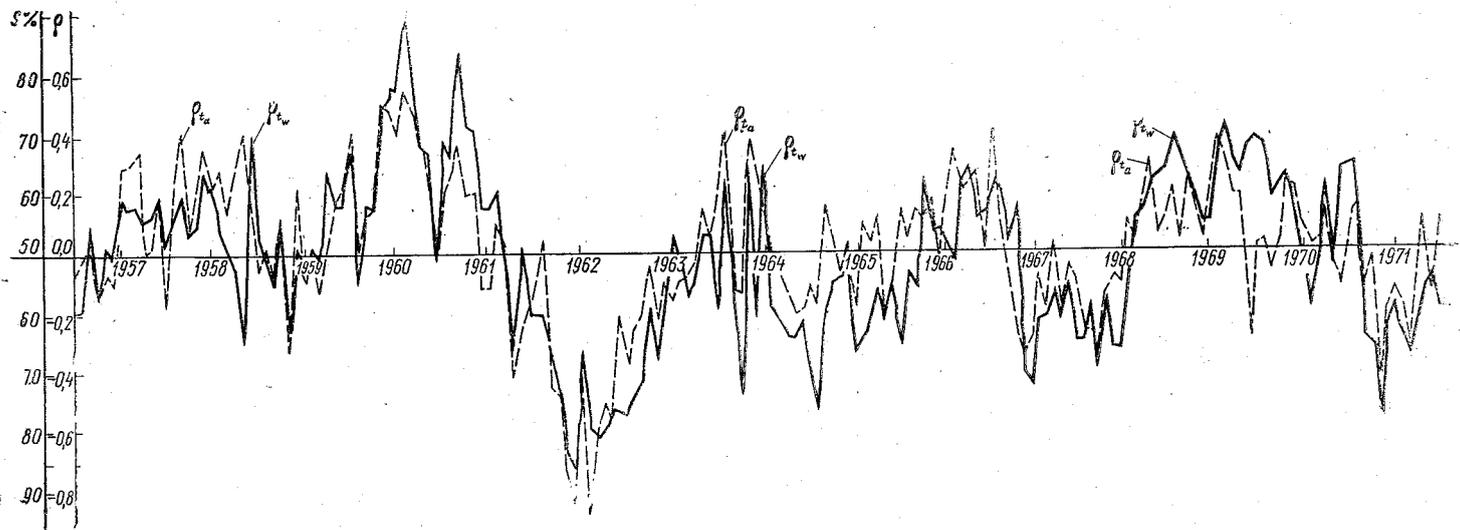


Рис. 2. Изменчивость месячных значений параметров  $P_{t_{2a}}$  и  $P_{t_w}$  для Северной Атлантики.

параметров, причем особенно хорошее совпадение наблюдается при значительном преобладании того или иного знака аномалии, а при малых значениях этих параметров иногда имеют место нарушения взаимосвязи аномальности полей температур воды и воздуха.

С помощью спектрального анализа было установлено, что максимум спектральной плотности  $\rho_{t_w}$  приходится на период в 36 месяцев, а для  $\rho_{t_a}$  — на 48 месяцев (рис. 3). Для колебаний продолжительностью 3—4 года характерна синхронная взаимосвязь, а для более длительных циклов отмечается асинхронность. Результаты спектрального и корреляционного анализов параметров  $\rho_{t_w}$  и  $\rho_{t_a}$  позволяют сделать вывод о цикличности в смене преобладающего знака аномалии на всей акватории Северной Атлантики в 3—4 года.

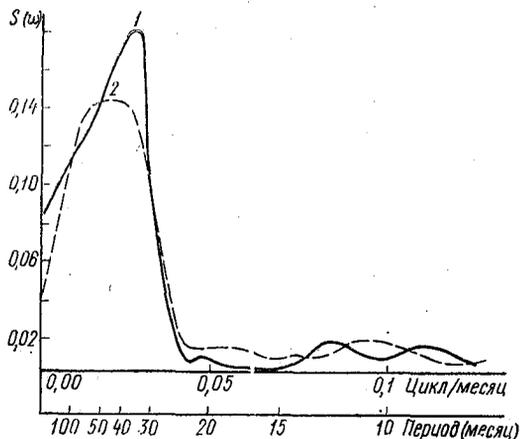


Рис. 3. Спектр параметров  $\rho_{t_w}$  (1) и  $\rho_{t_a}$  (2) для Северной Атлантики:  
1—для температуры воды; 2—для температуры воздуха

В низкочастотной области спектра температурных колебаний для  $\rho_{t_a}$  сосредоточено около 10%, а для  $\rho_{t_w}$  — около 20% общей изменчивости.

Важным результатом исследования полей аномалий температуры воды следует считать установление средней непрерывной продолжительности аномалий теплового режима, которая оказалась равной трем месяцам. Кроме того, в 70% случаев экстремальные величины параметра аномальности  $K$  зафиксированы в теплое полугодие. Как правило, крупные аномалии в поле температуры воды поверхностного слоя формируются при развитии

меридиональных форм циркуляции, причем продолжительное время.

Проведенный анализ за отдельные характерные годы показал, что перемещения очагов крупных аномалий, занимающих значительные площади, хорошо согласуются с интенсивностью атмосферной циркуляции над Северной Атлантикой и направлением воздушных переносов, обуславливающих интенсивность основных крупномасштабных течений в океане.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас изменений состояния системы океан—атмосфера в Северной Атлантике. — М.: Гидрометеиздат, 1971, вып. 7. — 60 с.
2. Корт В. Г. Крупномасштабное взаимодействие вод Северной Атлантики с атмосферой. — Океанология, 1976, т. 16, вып. 4, с. 565—570.
3. Николаев Ю. В. Крупномасштабное взаимодействие атмосферы и океана и проблема долгосрочных метеорологических прогнозов. — Труды ААНИИ, 1977, т. 347, с. 4—28.
4. Радикович В. М. Основные причины изменений сезонных величин турбулентного потока тепла и затрат тепла на испарение в Северной Атлантике. — Труды ЛГМИ, 1970, вып. 32, с. 76—82.
5. Серяков Е. И., Титов Ю. Э. Формирование аномалий полей температуры воды поверхностного слоя в Северной Атлантике. — Труды ПИНРО, 1978, вып. 40, с. 84—88.
6. Серяков Е. И. Долгосрочные прогнозы тепловых процессов в Северной Атлантике. — Л.: Гидрометеиздат, 1979. — 1965 с.
7. Соскин И. М. Некоторые закономерности общей взаимосвязи между теплоотдачей Северной Атлантики и показателями макроциркуляционных атмосферных процессов. — Труды ГОИН, 1974, вып. 120, с. 3—26.
8. Суховой В. Ф. Изменчивость гидрологических условий Атлантического океана. — Киев: Наукова Думка, 1977. — 24 с.
9. Семенюк В. А. Крупные аномалии средней месячной температуры воздуха над Северной Атлантикой. — Труды ВНИИГМИ, 1977, вып. 39, с. 51—59.
10. Юрко В. Т. Аномальность полей температуры воды в Северной Атлантике. — Труды ВНИИГМИ, 1977, вып. 39, с. 60—65.

УДК 910.2(261.3)

*Н. Л. ПЛИНК. П. П. ПРОВОРОТОВ (ЛГМИ)*

### ТЕРМОХАЛИННАЯ СТРУКТУРА ВОД БАЛТИЙСКОГО МОРЯ ОСЕНЬЮ 1980 г. (ПО МАТЕРИАЛАМ 15 РЕЙСА НИС «НЕРЕЙ»)

Экспедиционные исследования в 15 рейсе нис «Нерей» в Балтийском и Северном морях проводились в соответствии с планом межведомственных исследований в океанах и морях ГКНТ СМ

СССР и планом научно-исследовательских работ ЛГМИ. В связи с участием ЛГМИ в межведомственных исследованиях по программе «Проект Балтика», при составлении программы полевых работ в Балтийском море были учтены также рекомендации, высказанные в отделе гидрологических и гидрохимических проблем Балтийского моря ЛО ГОИНа.

Основными научными задачами экспедиции являлись: сбор данных о состоянии гидрологических и гидрохимических полей, изучение термохалинной структуры вод и ее изменчивости под действием естественных режимобразующих факторов (процессов осеннего выхолаживания, водообмена с Северным морем), исследование степени загрязненности поверхностных вод Балтийского моря тяжелыми металлами, экспериментальное определение характеристик аэрозоля в приземном слое атмосферы. Научная группа экспедиции состояла из 15 человек и была укомплектована из числа сотрудников кафедр океанологии, методов океанологических исследований, гидрохимии и охраны природных вод, общей метеорологии, проблемной лаборатории и студентов-практикантов океанологического факультета ЛГМИ.

В данной статье обсуждаются в основном некоторые результаты изучения гидрологического режима Балтийского моря. Результаты определения загрязненности поверхностных вод тяжелыми металлами приводятся в статье Н. Н. Осипова и др. (см. настоящий сборник).

При проведении полевых работ в 15 рейсе нис «Нерей» главное внимание уделялось выделению в полях гидролого-гидрохимических характеристик Балтийского моря мезомасштабных неоднородностей с характерным пространственным масштабом порядка нескольких десятков километров. Принятая стандартная сетка разрезов и станций [3] не позволяла этого сделать, поскольку расстояние между станциями на этой сетке в некоторых случаях (например, на разрезе вдоль главной оси Балтийского моря) достигает 40—50 миль. В связи с этим для достижения поставленной цели были уменьшены пространственно-временные интервалы наблюдений. Число станций, на которых проводились океанологические работы, было увеличено таким образом, чтобы расстояние между ними сократилось до 10—20 миль, а в районе перед датскими проливами — до 5 миль.

Общая схема плавания и расположения разрезов в 15 рейсе показаны на рис. 1, где для дополнительных (нестандартных) станций использована двойная нумерация: первая цифра указывает номер разреза, вторая — порядковый номер станции. Рассмотрим особенности термохалинной структуры вод, выявленные на основании первичной обработки наблюдений на отдельных разрезах.

В центральной части моря (к востоку от о. Готланд) преобладала трехслойная, а в районе Готландской впадины четырехслойная структура водных масс (рис. 2). По температуре ( $T$ ) четко

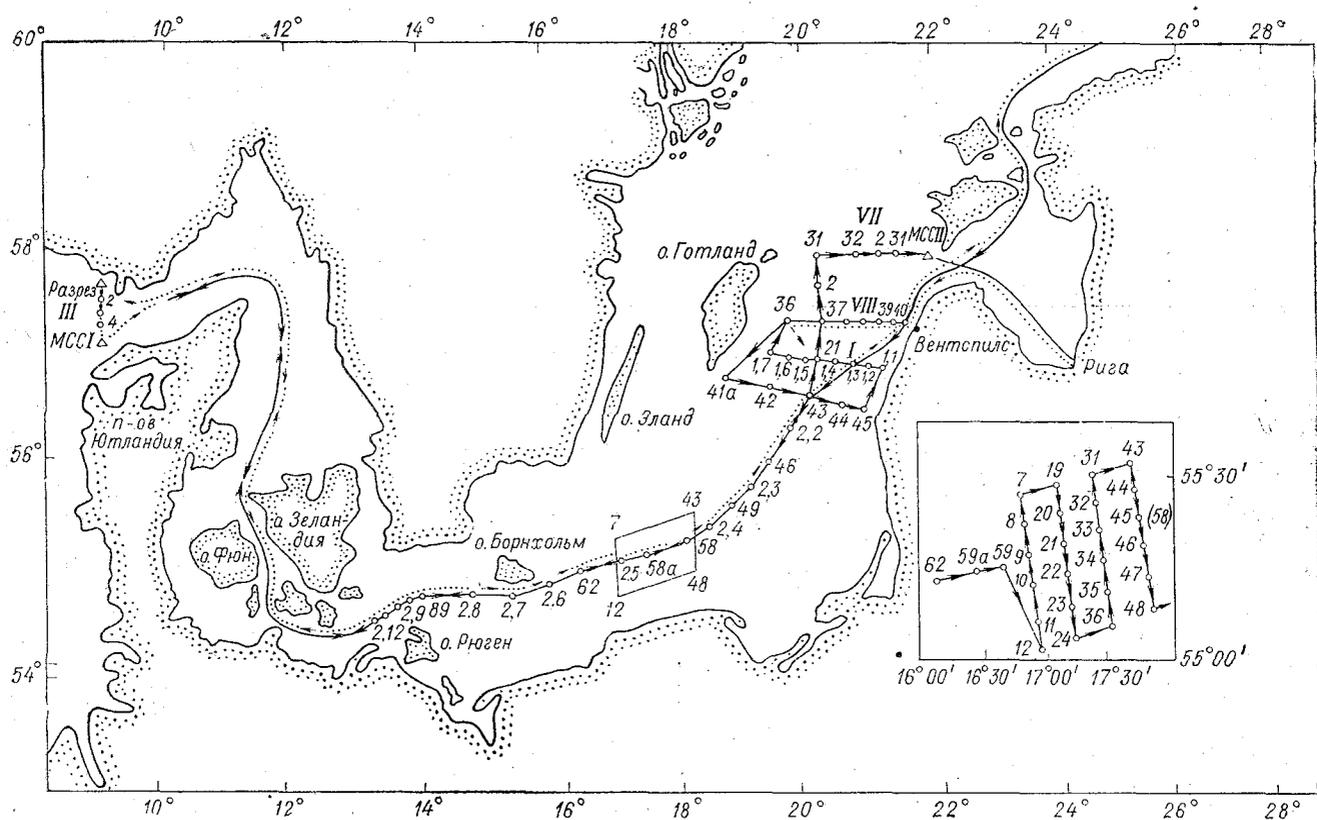


Рис. 1. Общая схема плавания и расположения разрезов:

— на первом этапе (сентябрь); ..... на втором этапе (октябрь); ○ — разовые гидрологические станции, Δ — многосуточные станции. На врезке — расположение станций в районе полигона „слупский желоб“.

выделяются слои: верхний квазиоднородный (ВКС) толщиной 25—40 м и со слабой обратной (вследствие конвекции) стратификацией; резко очерченный сезонный термоклин (СТ) с градиентами до  $1^{\circ}\text{C}/\text{м}$ ; придонный слой, характеристики которого зависят от глубины места. Для мелководных станций — это «остатки»

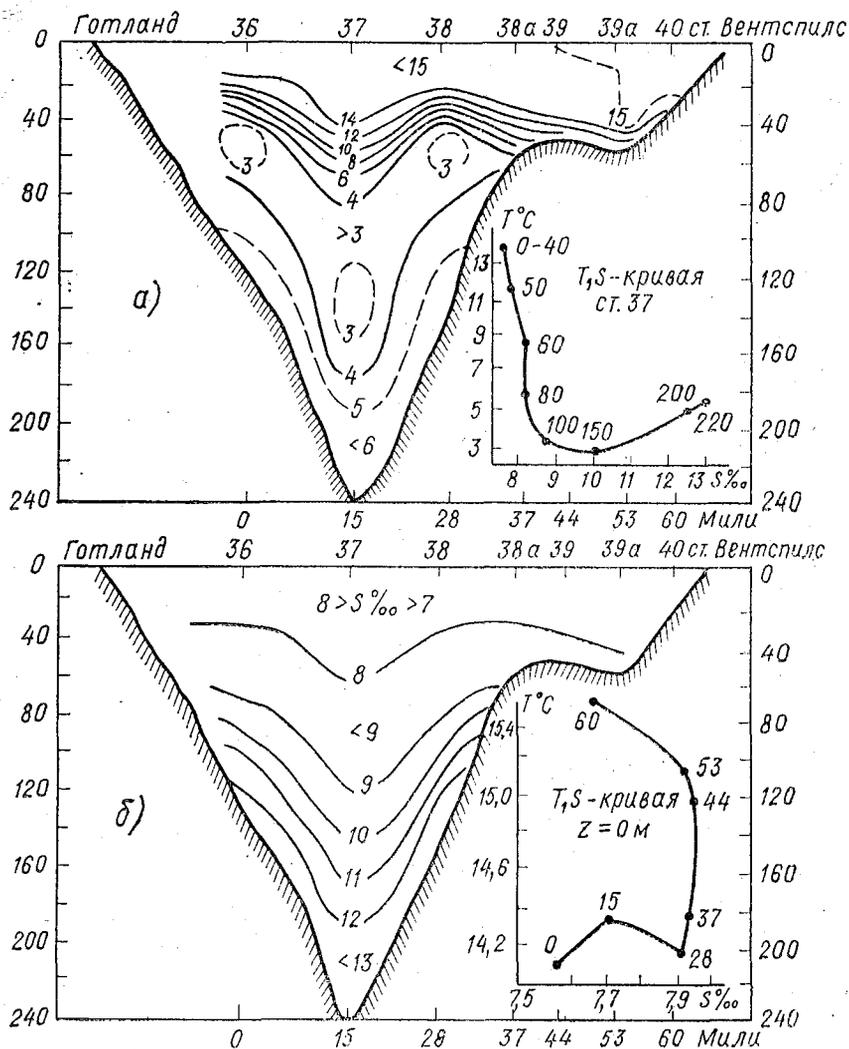


Рис. 2. Распределение температуры (а) и солености (б) воды на разрезе VIII (о. Готланд — п. Вентспилс).

холодной зимней воды; для глубоководных — трансформированная североморская вода. Повсеместно верхний слой воды был

теплее приводного слоя воздуха. Разность  $T_b - T_{\text{возд}}$  составляла около  $1^\circ\text{C}$  в начале и  $3^\circ\text{C}$  в конце рейса.

По распределению солености (рис. 2, б) слоистость выражена менее отчетливо. ВКС подстилается монотонным галоклином, не совпадающим, как правило, с термоклином, и простирающимся обычно до дна. Полной гомогенности одновременно по  $T$  и  $S$  не наблюдалось даже на самых мелководных станциях. Волнообразный ход изолиний характеристик на отдельных разрезах в центральной части моря, особенно в районах свала глубин, свидетельствует косвенно о развитии холодных или теплых вихревых образований.

Дополнительную информацию о пространственной термохалинной структуре дают  $T$ ,  $S$ -кривые, построенные для фиксированных уровней на разрезах. Как и по вертикали, в зависимости от происхождения вод и района наблюдений существуют определенные температурно-соленостные зависимости в горизонтальном направлении. Пример подобного рода кривых дан на врезке рис. 2, б. Цифры у точек на кривой означают расстояние в милях от начальной станции разреза.

Формы горизонтальных  $T$ ,  $S$  — кривых в Балтийском море определяются в основном изменениями солености, особенно с удалением в открытое море. С глубиной, за счет пространственной неоднородности  $ST$ , вклад  $T$  в изменение формы  $T$ ,  $S$ -кривых возрастает.

На основании анализа горизонтальных  $T$ ,  $S$ -кривых было выявлено, что распресненные воды из Рижского залива распространяются двумя тонкими струями: одна прижимается к прибалтийскому берегу, другая идет сначала в открытое море, а затем на юг вдоль побережья о. Готланд. Точки экстремумов кривых можно интерпретировать как границы раздела водных масс, т. е. как фронтальные зоны. Учитывая большую «пятнистость» полей  $T$  и  $S$  в Балтийском море [3], говорить в нашем случае о гидрологических фронтах только лишь по  $T$ ,  $S$ -кривым необоснованно. Но в открытом океане, например, поперек Гольфстрима, они дают надежную информацию о наличии гидрологических фронтов.

За промежуток в один месяц заметные изменения в строении полей  $T$  и  $S$  на разрезах произошли лишь в слое 0—50 м. ВКС хотя и не стал мощнее, но температура его понизилась на  $2\text{—}3^\circ\text{C}$ , а условная плотность повысилась на  $\approx 0,5$  усл. ед. Границы слоев скачка (термо-, гало- и пикноклинов) стали более выравненными, однако структура водных масс осталась прежней.

Более чувствительны при оценке временных изменений вертикальной термохалинной структуры такие характеристики, как гидростатическая устойчивость  $E$  и частота Вьясяла—Брента  $N$ . За время в один месяц профили этих характеристик существенно изменились. За счет возросшего ветрового и начавшегося конвективного перемешивания резко уменьшился вклад термической

стратификации в общую устойчивость слоя 0—40 м. В сентябре неустойчивость была распространена лишь в слое 0—15 м, а в октябре ею был охвачен слой 0—25 м. В придонной толще положительная общая устойчивость возросла, так что в ней возможно развитие внутренних волн с предельным нижним периодом в 16 мин.

Глубинные воды Готландской впадины отличались во все сроки положительной общей устойчивостью (за счет вклада градиента солености) и небольшой температурной неустойчивостью. В целом, на основе анализа термохалинных характеристик можно заключить, что в течение месяца перестройка термохалинной структуры хотя и наметилась, но отчетливого перехода к осеннему и тем более к зимнему режиму еще не произошло.

Водообмену через датские проливы принадлежит, как известно, ведущая роль в формировании термохалинной структуры основной толщи вод Балтийского моря. С точки зрения слежения за распространением и трансформацией североморской воды информативными являются гидролого-гидрохимические наблюдения на разрезе, проходящем вдоль главной, или центральной оси Балтийского моря. Этот разрез (будем называть его осевым) был выполнен в период рейса трижды с интервалом в одну и две недели между съемками. Наиболее полной оказалась вторая съемка (25—27.09.1980 г.), когда на разрезе общей протяженностью 372 мили было выполнено 22 станции.

Вертикальная термическая структура в плоскости разреза (рис. 3) складывается из трех отчетливо выраженных слоев: ВКС — толщиной 20—30 м, резко очерченного СТ с градиентами до  $1^{\circ}\text{C}/\text{м}$ , основной (глубинной) толщи с монотонно возрастающей ко дну температурой. На мелководных станциях в начале разреза наблюдается почти полная однородность по температуре. С удалением от датских проливов (по мере увеличения глубины) придонный слой становится холоднее.

Наиболее примечательная особенность вертикальной структуры вод на осевом разрезе — расслоенность по солености. С удалением от проливов, изохалины постепенно заглубляются, а толщина ВКС по солености растет так, что в районах впадин прослеживается трехслойная структура, а на остальных участках разреза — монотонный рост солености с глубиной.

Горизонтальные  $T$ ,  $S$ -кривые на осевом разрезе настолько «запутаны», что выявить по ним какие-либо закономерности пространственных изменений термохалинной структуры не представляется возможным. По ним подтверждается лишь тот известный факт, что с продвижением к датским проливам верхний слой воды все более охлаждается и осолоняется. Общее повышение солености на протяжении разреза составляет 1—2‰, а понижение температуры 1,0—1,5°С. Естественно, что с глубиной горизонтальные контрасты в полях  $T$  и  $S$  обостряются.

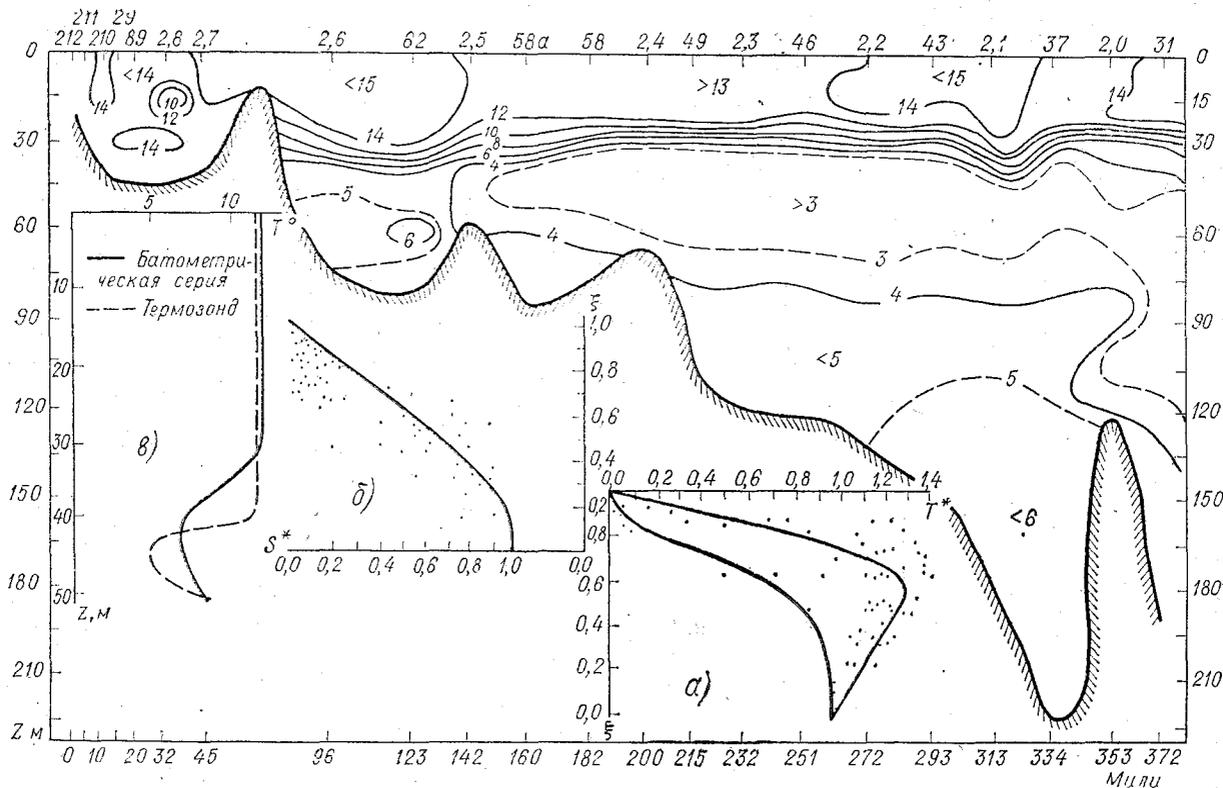


Рис. 3. Распределение температуры воды на осевом разрезе на данным второй съемки. На врезках—универсальные безразмерные профили:  
 а—температуры; б—солености; в—профили температуры по данным батометрической серии (————) и маловывиженного датчика (-----)

Некоторые сведения о трансформации североморской воды на осевом разрезе можно извлечь из графиков изменения придонных значений температуры, солености и содержания растворенного кислорода. Распределение характеристик придонного слоя вдоль разреза в различные моменты (рис. 4) имеет довольно сходный вид и отражает, по-видимому, некоторое равновесие процессов горизонтального переноса в придонном слое, что в свою очередь свидетельствует об отсутствии интенсивного вторжения североморских вод в период съемок. Повышенное содержание солей в Арконской и Борнхольмской впадинах во время первых двух съемок дает основание предположить, что заметный подток североморских вод произошел до начала первой съемки. Однако относительно малое содержание растворенного кислорода у дна (до 2 мл/л) не позволяет уверенно идентифицировать его как недавнее вторжение, тем более что результаты, полученные при выполнении поперечного разреза из пяти станций в проливе Скагеррак (с другой стороны датских проливов), показывают, что там содержание растворенного кислорода в верхнем 200-метровом слое превышало 5 мл/л.

К моменту третьей съемки осевого разреза (рис. 4, б) в его южной части (особенно в Арконской впадине) произошло понижение солености у дна, по-видимому, за счет интенсивного перемешивания с распресненными балтийскими водами. Более интенсивному проникновению опресненных вод на придонные горизонты в районе станций 2.10—2.7 способствует меньшая (по сравнению со станциями 2.6—62) глубина, а главное — отсутствие слоя скачка температуры, затрудняющего вертикальный обмен. К сожалению, отсутствие синхронных наблюдений над течениями в период рейса не позволяет уверенно связать временные и пространственные изменения гидрологических характеристик на разрезе с динамическими процессами в море.

Данные наблюдений на полигоне в районе Слупского желоба позволили детально выявить особенности термохалинной структуры вод в юго-восточной части моря. Главный вывод, сделанный на основе анализа наблюдений, состоит в том, что слупский желоб служит своего рода транспортной магистралью, по которой придонная североморская вода продвигается на север, все более перемешиваясь на своем пути с собственно балтийскими водами.

Для обнаружения более тонких деталей термической структуры Б. Н. Волковым в ходе экспедиции был разработан термозонд, регистрирующий температуру как в режиме непрерывного зондирования, так и на фиксированных горизонтах. В качестве примера на врезке рис. 3, в приведены профили температуры, построенные по измерениям с помощью зонда и батометрических серий. Особенно велики расхождения профилей в слоях термоклина и в придонном. Отсюда следует, что батометрические наблюдения на стандартных горизонтах, согласно руководству [4],

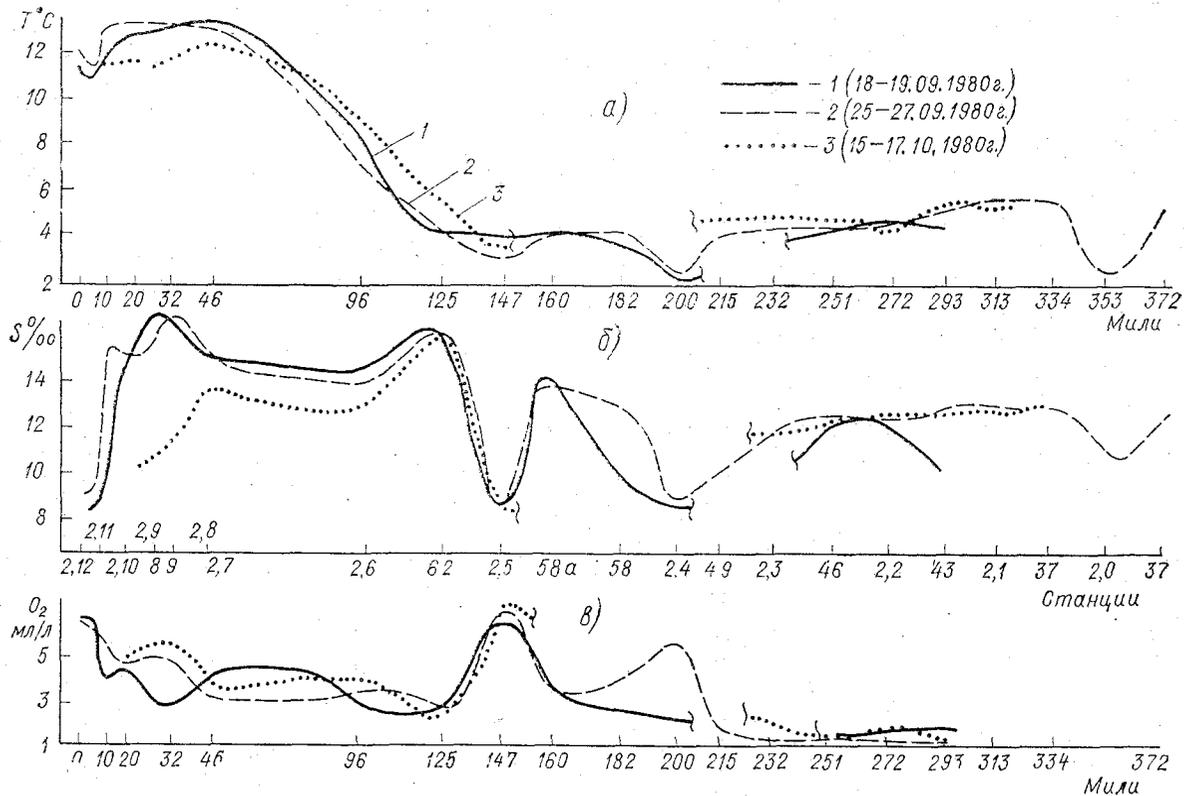


Рис. 4. Температура (а), соленость (б) и содержание кислорода (в) в придонном слое на осевом разрезе по данным первой (—) второй (---) и третьей (.....) съемок

непредставительны для описания термической структуры придонного слоя североморских вод. Горизонты наблюдений (особенно в районах свала глубин) следует располагать в этом случае значительно чаще, чем это рекомендуется в [4].

О степени универсальности термохалинного режима в период рейса можно судить по результатам параметрического описания профилей  $T$  и  $S$  на основе гипотезы об автомодельности [2], согласно которой безразмерные профили температуры  $\Theta_T$  и солености  $\Theta_S$  [5] аппроксимируются полиномами типа.

$$\Theta_T(\xi) = \frac{8}{3} \xi - 2 \xi^2 + \frac{1}{3} \xi^4, \quad (1)$$

$$\Theta_S(\xi) = 1 - 2 \xi^2 + \frac{4}{3} \xi^3 - \frac{1}{3} \xi^4, \quad (2)$$

где

$$\Theta_T = \frac{T_0 - T(z)}{T_0 - T_H}; \quad \xi = \frac{H - z}{H - h}.$$

Причем  $T_0$ ,  $T_H$ ,  $T(z)$  — температура ВКС, на нижней границе деятельного слоя и в сезонном термоклине соответственно;  $h$ ,  $H$  — толщина ВКС и деятельного слоя;  $z$  — текущая координата. Запись для солености аналогична.

Многочисленные проверки параметрического способа описания натуральных данных показали его принципиальную применимость в океанах [1, 2] и морях [5], но основной параметр автомодельности  $\alpha = \int_0^1 \Theta(\xi) d\xi$  испытывает, как правило, значительную временную и пространственную изменчивость. Нами проведено испытание зависимостей (1), (2) с использованием данных свыше 20 станций. Результаты расчета значений  $\Theta_T$ ,  $\Theta_S$  вместе с теоретическими универсальными кривыми, построенными для Балтийского моря Р. Э. Тамсалу [5], приведены на врезке рис. 3, а, б.

Большинство эмпирических «температурных» точек сгруппировалось около кривой, описывающей весенне—летний режим. Рассеяние точек вызвано прежде всего инверсионным распределением температуры ниже слоя скачка, что затруднило однозначный выбор значений  $H$  и  $T_H$ .

Хуже согласуются между собой эмпирические и теоретические значения  $\Theta_S$ . Это связано, на наш взгляд, с нечеткой выраженностью нижнего галоклина: в отличие от обобщений работы [5], на большей части станций осенью 1980 г. соленость монотонно возрастала ко дну. Следовательно, расчет вертикального профиля солености по соотношению типа  $S(z) = S_0 + S_H \cdot \Theta_S(\xi) - S_0 \cdot \Theta_S(\xi)$  может привести к большим погрешностям. Из-за малости объема

данных сделать окончательный вывод о существовании автомодельного режима затруднительно. Ясно лишь, что конкретный вид функции  $\Theta(\xi)$  для  $T$  и тем более для  $S$  зависит от района и сезона наблюдений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Калацкий В. И. Моделирование вертикальной термической структуры деятельного слоя океана. — Л.: Гидрометеиздат, 1978. — 213 с.
2. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и океана, гл. 12. — Л.: Гидрометеиздат, 1970, с. 246—268.
3. Программа межведомственных комплексных исследований Балтийского моря как единого географического объекта на 1981—1999 гг. (проект «Балтика»). — Л., изд. ЛОГОИН, 1980. — 106 с.
4. Руководство по гидрологическим работам в океанах и морях. — Л.: Гидрометеиздат, 1977. — 726 с.
5. Тамсалу Р. Э. Моделирование динамики и структуры вод Балтийского моря. — Рига, изд. БалтНИИРХ, 1979. — 152 с.

УДК 551.311. 8(925.11)

Н. С. ГЛЕБОВСКАЯ, Е. М. ПЕТРОВА (ЛГМИ)

### СОЛЕВОЙ РЕЖИМ ОБСКОЙ ГУБЫ

В настоящей статье представлены результаты экспериментального изучения современного солевого режима Обской губы. Работа предпринята с целью пополнения фактического материала по этому объекту, так как имеющиеся в литературе данные по гидрохимии Обской губы и устьевого взморья весьма скудны [1, 2].

Материалом для экспериментального исследования послужили пробы вод из Обской губы, отобранные экспедициями ААНИИ летом 1977 г. и зимой 1978 и 1979 гг. Местоположение станций отбора проб отмечено на карте-схеме (рис. 1).

Большинство проб представляет поверхностные воды, лишь на нескольких станциях (213, 214, 215 и 72) отобраны пробы с двух горизонтов — поверхностного и придонного.

Химический анализ ионного состава проб производился общепринятыми в гидрохимической практике методами [3—7].

Результаты анализов выражались в мг-экв/л и в мг-экв-%.

Полученные данные показывают, что концентрация солей в исследованных пробах колеблется в широком диапазоне. На большей части акватории Обской губы, почти до  $71^\circ$  с. ш. минерализация поверхностных вод невысока и относительно постоянна — 0,1—0,2‰ (станции 219—214 отбора 1979 г.). В северном

направлении минерализация вод постепенно повышается и на самых северных из рассмотренных нами станций (ст. 1, 2 отбора 1977 г.) она достигает 10—15‰. Что касается данных по пробам, отобранным с двух горизонтов (станции 215, 214, 213), то необходимо отметить следующее. Минерализация поверхностных и придонных вод со станций 215 и 214 низкая и практически одинаковая (0,12‰). Это указывает, что станция 214, и тем более станция 215 (см. рис. 1), находятся южнее зоны гидрофронта. Пробы вод со станции 213 значительно различаются по общей минерализации: в поверхностной воде сумма ионов равна 1,25‰, в придонной — 9,43‰. Большое различие в концентрации солей в поверхностной и природной водах (17,20 и 33,93‰) наблюдается и на станции 72, находившейся в прилегающей к Обской губе части Карского моря. Такое различие в солености могло возникнуть только при интенсивном воздействии речного стока на формирование поверхностных вод.

Из изложенного следует, что в обширном районе расположения станций 213 и 72 существуют два слоя: распресненных поверхностных вод и значительно более высокоминерализованных глубинных, что характерно для зон гидрофронта.

Ионный состав вод Обской губы отличается большим разнообразием и требует подробной систематизации.

Для определения химического типа вод и детализации их классификации служат величины отношений солевых компонентов [6].

Нами для характеристики исследуемых вод вычислены следующие отношения концентраций главных ионов солевого состава, выраженных в эквивалентах:

$$\frac{\text{HCO}_3'}{\text{Cl}'}, \frac{\text{SO}_4''}{\text{Cl}'}, \frac{\text{Ca}^{2+} + \text{Mg}^{2+}}{\text{Cl}'}, \frac{\text{Ca}^{2+}}{\text{Cl}'}, \frac{\text{Mg}^{2+}}{\text{Cl}'}, \frac{\text{Na}^+ (\text{K}^+)}{\text{Cl}'},$$

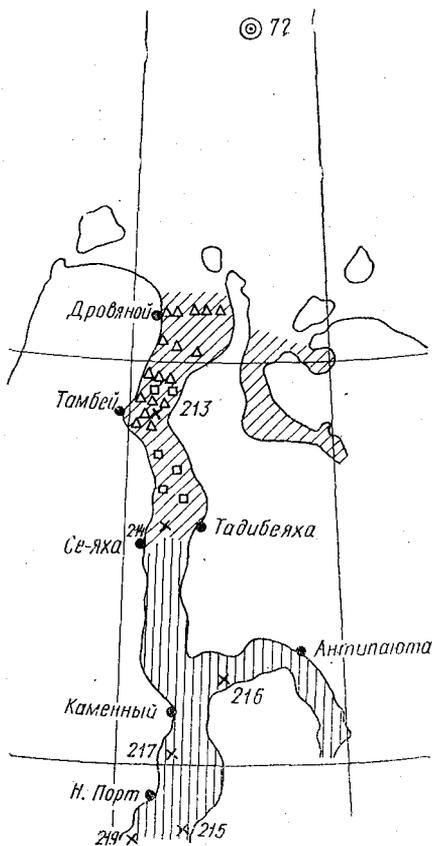


Рис. 1. Карта-схема Обской губы. Станции отбора проб.

△ — лето 1977 г.; □ — зима 1978 г.;  
× — зима 1979 г.

$$\frac{\text{Ca}^{++}}{\text{Mg}^{++}}, \frac{\text{HCO}_3'}{\text{Ca}^{++}}, \frac{\text{HCO}_3'}{\text{Ca}^{++} + \text{Mg}^{++}}, \frac{\text{HCO}_3' + \text{SO}_4''}{\text{Ca}^{++} + \text{Mg}^{++}}, \frac{\Sigma_{\text{ионов}}}{\text{Cl}'}$$

(последнее отношение — в мг/л).

По полученным данным построены графики зависимости величин соотношений ионов от общей минерализации вод. Характер полученных кривых для всех отношений идентичен. Поэтому в качестве примера приводится только один совмещенный график для отношений:  $\frac{\text{HCO}_3'}{\text{Cl}'}, \frac{\text{SO}_4''}{\text{Cl}'}, \frac{\text{Ca}^{++} + \text{Mg}^{++}}{\text{Cl}'}$  (рис. 2).

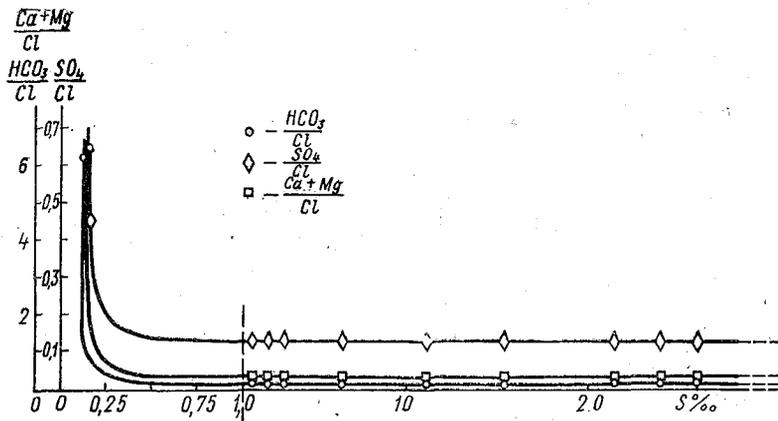


Рис. 2. График зависимости величин отношений ионов от общей минерализации вод.

На графике отчетливо видно, что в интервале солености, характерной для маломинерализованных вод (0,1—0,5‰), кривые круто, почти вертикально, падают, затем постепенно выполаживаются и при солености выше 0,5—1,0‰ переходят в линии, близкие к горизонтальным, сохраняя это направление до точек, отвечающих величинам отношений компонентов в морской воде. То есть, отношения компонентов солевого состава в водах с соленостью выше 1‰ становятся идентичными отношениям, характерным для морской воды. На этом основании южной границей гидрофронта можно считать положение изогалины 1‰.

Следует отметить, что если величины отношений компонентов в водах с минерализацией выше 1‰ отличаются заметным постоянством, то в маломинерализованных водах наблюдается их чрезвычайное разнообразие, что указывает на большие различия в солевом составе этих вод.

Наглядно в этом можно убедиться, рассматривая диаграмму состава, представленную проекциями:  $\text{HCO}_3' - \text{SO}_4'' - \text{Cl}'$  и  $\text{Ca}^{++} -$

Mg — Na (K), на которые нанесены экспериментальные данные в мг-экв.-% (рис. 3).

Для ориентировки на эту диаграмму нанесена точка состава вод Мирового океана (МО) [8]. С нею совпадают или располагаются поблизости от нее точки состава всех проб вод с соленостью выше 1‰, преимущественно хлоридно-натриевые воды. Наиболее удалена от точки МО группа точек состава зимних пресных вод отбора 1978 и 1979 гг., являющихся, как это следует из диаграммы, гидрокарбонатно-кальциевыми. Промежуточное положение занимают точки состава летних вод 1977 г. и зимних вод отбора 1978—1979 гг. с соленостью 0,3—1,0‰. Таким образом, в Обской губе наблюдается постепенный переход от гидрокарбонатно-кальциевых пресных вод к сульфатно-хлоридным, типично морским.

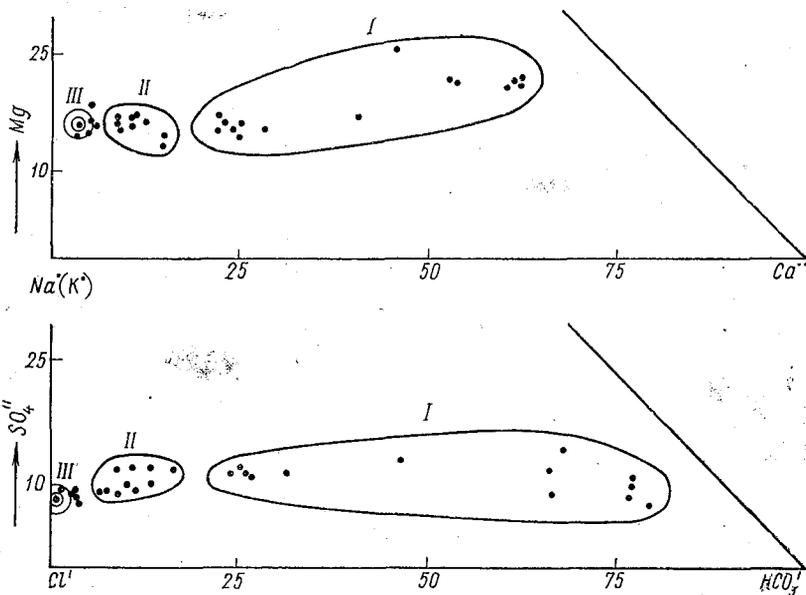


Рис. 3. Химическая диаграмма: проекции  $\text{HCO}_3^- - \text{SO}_4^{2-} - \text{Cl}^-$  и  $\text{Ca}^{2+} - \text{Mg}^{2+} - \text{Na}^+ (\text{K}^+)$ . Точки состава вод:

I — с  $\Sigma$  ионов  $< 0,3\text{‰}$ ; II — с  $\Sigma$  ионов от 0,3 до  $1,0\text{‰}$ ; III — с  $\Sigma$  ионов  $> 1,0\text{‰}$ ;

(⊙) — точка состава вод Мирового океана [8]

Для выяснения источников солевого питания при формировании вод Обской губы был проанализирован последовательный ряд искусственно приготовленных смесей из проб натуральных вод р. Оби и Карского моря. Величины отношений компонентов нанесены на графики (см. рис. 2) крупными значками. Все они строго легли на кривые соответствующих отношений в пробах вод

из Обской губы. Это дает основание утверждать, что главными источниками формирования солевого состава вод Обской губы являются воды р. Оби и Карского моря, а береговой сток и грунтовые воды не оказывают существенного влияния. Такой вывод согласуется с расположением точек состава вод на химической диаграмме (см. рис. 3).

По данным исследования проб вод считаем возможным ориентировочно определить южную границу гидрофронта в Обской губе в летнее (1977 г.) и зимнее (1978—1979 гг.) время.

Летние пробы 1977 г. были отобраны с 17 станций, густо расположенных в Обской губе между населенными пунктами Дровяной и Тамбей (рис. 1, 4). К сожалению, отбирались пробы только поверхностных вод.

Наименьшей минерализацией отличаются пробы вод со станций 15, 16, 17 ( $0,27—0,41\text{‰}$ ). По численным значениям соотношений главных ионов эти воды могут быть определены как хлоридно-натриевые с гидрокарбонатом кальция и отчасти магния, то есть являются переходными от речных к морским. Переход этот замедлен в районе станции 16, вероятно, вследствие более обильного здесь потока речных вод, на что указывает пониженная общая минерализация и меньшая хлоридность (доля  $\text{Cl}^-$  в солевой массе).

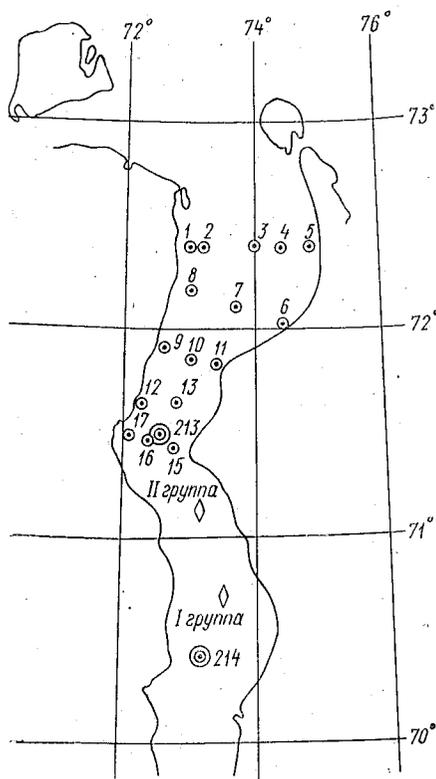


Рис. 4. Расположение станций отбора проб в северной части Обской губы:

○ — лето 1977 г.; ⊙ — зима 1979 г.

◇ — зима 1978 г.

В пробах вод со станций, расположенных севернее, соленость резко возрастает от  $0,4$  до  $2—3\text{‰}$  (станции 10—13) и продолжает увеличиваться в северном направлении до  $14\text{‰}$  (станция 1). Так же резко изменяются и величины отношений солевых компонентов. Все пробы вод со станций 13—1 относятся к хлоридному типу, по соотношению ионов они близки к морской воде. Несмотря на увеличение солености вод к северу, все же можно проследить поток несколько менее минерализованных вод, отклоняющийся от

станции 16 в северо-восточном направлении. Воды с наибольшей соленостью как бы оттеснены на северо-запад, образуя галоклин.

Резкий разрыв в степени минерализации и в величинах отношений солевых компонентов в поверхностных водах между станциями 17—15 и 13—1 позволяет считать, что летом 1977 г. именно здесь, то есть немного севернее населенного пункта Тамбей, проходила южная граница гидрофронта.

Что касается положения этой границы в зимнее время, то можно судить о нем по данным анализов проб подледных вод, отобранных в 1978 и 1979 гг.

Как было отмечено выше, общая минерализация проб поверхностных вод (1979 г.) со станций 214, 215, и 217 составляет 0,12‰. Проба со станции 216, расположенной вблизи берега, имеет особенно низкую минерализацию — 0,06‰, что может быть объяснено воздействием грунтовых вод. Соленость пробы с наиболее южной станции 219 равна 0,20‰. По соотношению солевых компонентов воды с этих станций относятся к гидрокарбонатному типу. Следовательно, зимой 1979 г. все перечисленные станции находились южнее границы области гидрофронта.

Проба поверхностной воды со станции 213 кардинально отличается от вышеописанных. Соленость ее значительно больше (1,25‰); по соотношениям компонентов вода здесь хлоридного, вернее гидрокарбонатно-хлоридного (переходного) типа. Это дает основание считать, что станция 213 располагалась севернее границы гидрофронта.

Изучение проб вод, отобранных с двух горизонтов (ст. 213, 214, 215), показало, что может существовать различие, иногда весьма сильное как в минерализации поверхностных и придонных вод, так и в их солевом составе. Так, пробы поверхностных и придонных вод со станций 214 и 215 хотя и имеют примерно одинаковую минерализацию (0,119—4,123‰), но по величинам соотношений некоторых солевых компонентов заметно различаются. Снижение величины отношения гидрокарбонатного иона к хлорид-иону в пробах вод со станции 214 по сравнению с пробами со станции 215 указывает на возрастание хлоридности вод в северном направлении, то есть на приближение к границе области гидрофронта. Тем не менее, все эти воды принадлежат к гидрокарбонатному типу.

Пробы со станции 213, несмотря на очень большое различие в минерализации (почти в четыре раза), по величинам соотношений главных ионов обе относятся к хлоридному типу, хотя придонная вода по своему составу все-таки гораздо ближе к морской, чем поверхностная. Это является подтверждением того, что станция 213 находится севернее границы гидрофронта в зимнее время. Интересно отметить, что положение станции 213 совпадает с южной границей гидрофронта, намеченной нами на основании изучения летних (1977 г.) поверхностных вод.

Очевидно, смешение поверхностных пресных вод с более тяжелыми морскими, поступающими в Обскую губу, происходит крайне медленно, что дает возможность потоку высокоминерализованных морских вод проникать в Обскую губу на большие расстояния, образуя собственный горизонт постепенно распресняющихся морских вод.

Пробы поверхностных зимних вод (1978 г.) не имеют точной географической привязки. По их минерализации и величинам отношений компонентов эти пробы вод довольно отчетливо разделяются на две группы: 1) с соленостью от 0,12 до 0,25‰ (средняя 0,18‰) и 2) с соленостью от 0,39 до 0,87‰ (средняя 0,65‰). На этом основании можно полагать, что отбор этих проб производился в районе между станциями 213 и 214 1979 года (см. рис. 4).

Пробы, отнесенные к первой группе, являются преимущественно хлоридными, однако относительное количество гидрокарбонатов в них еще слишком велико, что позволяет характеризовать их как гидрокарбонатно-хлоридные (переходные).

Вторая группа проб вод относится к хлоридному типу, причем кальций-ион в них частично приходится на сульфат-ион, что характерно для морской воды.

Данные по степени минерализации и по величинам отношений солевых компонентов для проб поверхностных (подледных) вод позволяют полагать, что южная граница гидрофронта в зимнее время 1978 и 1979 гг. проходила между станциями 214 и 213, примерно посередине между населенными пунктами Тамбей и Се-Яха.

## Выводы

1. На основании полученных нами химико-аналитических данных по пробам вод из Обской губы выявлены закономерности изменений соотношений между главными ионами солевого состава в зависимости от общей минерализации вод.

2. Установлены признаки гидрохимической классности вод Обской губы в зависимости от их минерализации. До величины суммы ионов, не превышающей 0,3‰, воды относятся к гидрокарбонатно-кальциевому типу. Они отличаются большим разнообразием солевого состава и величин отношений главных ионов, что характерно для пресных вод. При общей минерализации, равной 1‰ и выше, воды относятся к хлоридно-натриевому типу и по соотношениям компонентов солевого состава приближаются к морской воде. Воды с соленостью 0,3—1‰ являются переходными от гидрокарбонатно-кальциевых к хлоридно-натриевым (морским).

3. Анализ географического распределения величин общей солености, концентраций и соотношений главных ионов по акватории Обской губы позволил установить положение южной границы гидрофронта по материалам наблюдений 1977—1979 гг. Летом

1977 г. эта граница проходила ориентировочно несколько севернее населенного пункта Тамбей, в зимнее время 1978 и 1979 гг. она располагалась примерно посредине между населенными пунктами Тамбей и Се-Яха.

4. Изучение состава смесей из натуральных вод р. Оби и Карского моря позволило сделать вывод о решающей роли этих водных масс в формировании солевого состава вод Обской губы. Влияние грунтовых вод и берегового стока на генезис вод Обской губы незначительно.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев А. А. Взаимодействие речных и морских вод в Обской устьевой области. — Тр. ААНИИ, 1976, т. 314, с. 183—196.
2. Мазавина С. С. О режиме солености устьевых взморий северной Двины. Печоры и Оби. — Водные ресурсы, 1977, № 5, с. 85—101.
3. Алехин О. А., Семенов А. Д., Скопинцев Б. А. Руководство по химическому анализу вод суши. — Л.: Гидрометеиздат, 1973, с. 109—134.
4. Руководство по химическому анализу поверхностных вод суши. Под ред. А. Д. Семенова. — Л.: Гидрометеиздат, 1977, с. 81—133.
5. Руководство по методам химического анализа морских вод. Под ред. С. Г. Орадовского. — Л.: Гидрометеиздат, 1977, с. 26—48.
6. Методы анализа рассолов и солей. Под ред. Ю. В. Морачевского и Е. М. Петровой. — М.—Л.: Химия, 1965, с. 13—182.
7. Соловьева Н. Ф. Колориметрическое определение сульфатов в мало-минерализованных природных водах. — Гидрохимические материалы, 1966, т. 41, с. 36—42.
8. Океанографические таблицы. — Л.: Гидрометеиздат, 1975, с. 259—260.

УДК 551.456.7+464.34

Ю. И. ЛЯХИН (ЛГМИ)

### ДИНАМИКА КИСЛОРОДА И ДВУОКСИ УГЛЕРОДА В ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ВОД ТРОПИЧЕСКОГО РАЙОНА СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ

Изменчивость содержания растворенного кислорода и элементов карбонатной системы (рН, парциальное давление  $\text{CO}_2$ ) в поверхностном слое океана складывается под одновременным воздействием процессов продуцирования кислорода и потребления двуокси углерода при фотосинтезе, расходования кислорода на биохимическое окисление органического вещества (БПК) с эквивалентным выделением  $\text{CO}_2$ , газового обмена между океаном и атмосферой, обмена с нижележащими слоями.

Выявление количественных соотношений между названными процессами является одной из важных задач современной химической океанографии. Решение подобных вопросов может быть достигнуто путем анализа длительных рядов гидрохимических наблюдений в отдельных точках океана, но затрудняется малым количеством таких рядов и недостаточной репрезентативностью наблюдений. Однако отдельные попытки оценки продукции кислорода и БПК по изменчивости гидрохимических показателей выглядели успешными [2, 3].

Настоящее исследование имеет целью установить, как связаны потоки  $O_2$  и  $CO_2$  через поверхность океана с первичной продукцией и БПК эвфотического слоя северотропической Атлантики. Используются материалы наблюдений нис «Академик Курчатов» (7 и 8 рейсы) и «Дмитрий Менделеев» (3 и 4 рейсы) на гидрофизическом полигоне (2-градусный квадрат с центром в точке  $16^{\circ}30'$  с. ш.,  $32^{\circ}30'$  з. д.) в период март—сентябрь 1970 г. Временной ход гидрохимических параметров рассматривается по среднесуточным значениям, полученным путем осреднения данных наблюдений на станциях, расположенных не далее 60 миль от центра полигона.

Рис. 1 демонстрирует изменчивость температуры воды, отклонений содержания кислорода от нормы, рН,  $P_{CO_2}$  в атмосфере и воде на поверхности океана в течение всей продолжительности наблюдений. Парциальное давление  $CO_2$  в поверхностной воде рассчитано по общепринятой методике [7] с привлечением среднесуточных значений температуры, солёности и общей щёлочности.

Расчет направленности и интенсивности газовых потоков через поверхность океана выполнен по уравнениям:

$$F_{O_2} \text{ (мл} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сутки}^{-1}\text{)} = n_t n_v \alpha_{и,э} \Delta O_2 \quad (1)$$

и

$$F_{CO_2} \text{ (мгС} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сутки}^{-1}\text{)} = n_v \alpha'_{и,э} \Delta P_{CO_2}, \quad (2)$$

где  $n_t$  — температурный коэффициент;  $n_v$  — ветровой коэффициент;  $\alpha_{и,э}$  — константа инвазии или эвазии кислорода;  $\Delta O_2$  — разность между нормой (растворимостью  $O_2$  при данных температуре и солёности) и фактическим (наблюдаемым) содержанием кислорода;  $\alpha'_{и,э}$  — константа инвазии или эвазии двуокиси углерода;  $\Delta P_{CO_2}$  — разность между парциальным давлением  $CO_2$  в атмосфере и поверхностной воде. Методика расчетов газового обмена описана ранее [6, 8].

Как видно на рис. 1, океан поглощает кислород из атмосферы только в конце зимнего охлаждения, когда температура воды минимальна, все остальное время океан выделяет кислород. Минимальные величины рН наблюдаются также в зимнее время, а максимальные — в августе. Соответственно  $P_{CO_2}$  воды возрастает зимой и уменьшается летом. Парциальное давление  $CO_2$

в атмосфере измерялось непосредственно с помощью оптико-акустического газоанализатора, работающего на принципе поглощения инфракрасной радиации молекулярной двуокисью углерода. Среднегодовое атмосферное  $P_{CO_2}$  равно  $317 \cdot 10^{-6}$  атм (пределы изменчивости  $(312 \div 322) \cdot 10^{-6}$  атм) [6] и постоянно превышает  $P_{CO_2}$  на поверхности океана, обеспечивая переход  $CO_2$  из атмосферы в океан в течение всего года. Средние за период наблюдений суточные потоки газов через поверхность океана и рассчитанные на их основе массы переноса в целом за год приведены

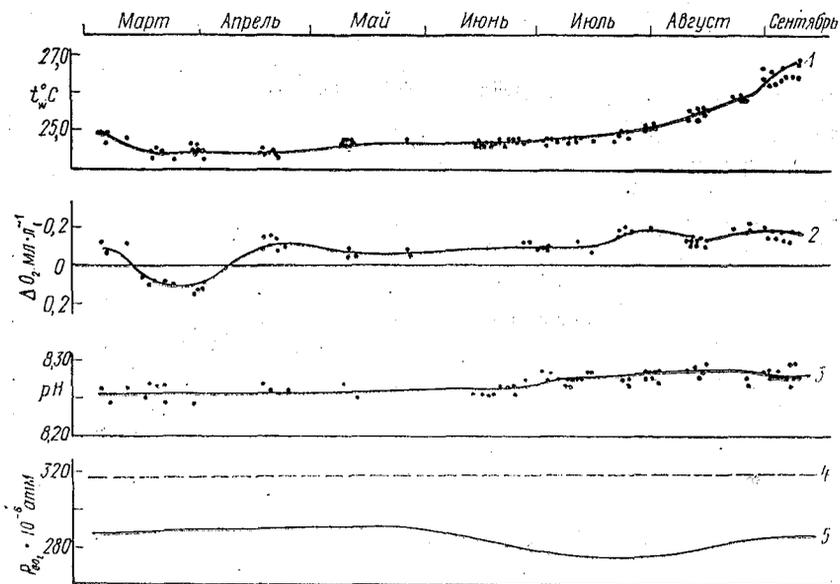


Рис. 1. Изменчивость характеристик поверхности океана во времени в тропической Атлантике ( $16,5^\circ$  с. ш.,  $32,5^\circ$  з. д.);

1—температура воды ( $^\circ C$ ) 2—разность между нормой (при данных температурах и соленостях) и фактическим содержанием кислорода (+, — — поглощение океаном, — — выделение из океана); 3—рН воды (в единицах активности); 4—парциальное давление  $CO_2$  в атмосфере ( $1^m$  над уровнем океана); 5—парциальное давление  $CO_2$  в поверхностной воде океана

в табл. 1. Погрешности результатов складываются из среднеквадратичных отклонений  $\Delta O_2$  (до 20%),  $\Delta P_{CO_2}$  (до 20%), погрешностей в определении констант обмена (до 10%) и достигают в среднем 30%. Сравнительно невысокая точность расчетов объясняется в первую очередь заметной пространственной неоднородностью гидрохимических полей в районе полигона-70.

Оценку БПК и продукции кислорода при фотосинтезе можно провести по изменчивости содержания кислорода в водной толще поверхностной зоны. Распределение плотности по глубинам проявляет характерные черты, позволяющие выделить поверх-

Таблица 1

## Перенос кислорода и двуокси углерода через поверхность океана

Направленность обмена	O <sub>2</sub>		CO <sub>2</sub>	
	мл·м <sup>-2</sup> ·сутки <sup>-1</sup>	мл·м <sup>-2</sup> ·год <sup>-1</sup>	мгС·м <sup>-2</sup> ·сут <sup>-1</sup>	мгС·м <sup>-2</sup> ·год <sup>-1</sup>
Выделение из океана	386 (10.04—10.03)	129300	0	0
Поглощение океаном	492 (10.03—10.04)	14800	190	69800

Примечание: По данным наблюдений среднегодовая скорость ветра принята  $7,0 \pm 4,0$  м·с<sup>-1</sup>.

ностный однородный слой 0—50 м ( $\sigma_t$  до 24, 80 усл. ед.), верхнюю часть пикноклина ( $\sigma_t$  от 24, 80 до 25, 30 усл. ед.) и начало подповерхностной структуры 80—100 м ( $\sigma_t$  от 25, 30 до 25, 80 усл. ед.). Слой 0—80 м относится к эвфотической зоне, поскольку здесь, за исключением марта—апреля, в течение всего года идет процесс фотосинтеза. Точка компенсации кислородного режима

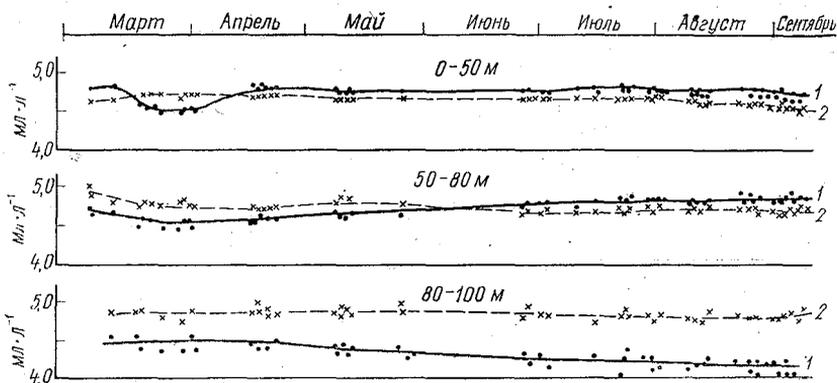


Рис. 2. Изменчивость осредненной по слоям концентрации кислорода во времени:

1—фактическое содержание; 2—норма (растворимость кислорода при данных температурах и соленостях)

(100% нормы) от апреля к июню заглубляется до 80 м и в дальнейшем находится около этого горизонта. Чистый прирост средней концентрации кислорода (рис. 2) в слое 50—80 м за 153 дня вегетационного периода составляет  $0,40$  мл·л<sup>-1</sup> (погрешность 20%), откуда вычисляется чистая продукция кислорода за день и в целом за год (табл. 2). В поверхностном 50-метровом слое с апреля по сентябрь средняя концентрация кислорода держится на постоянном уровне, превышая норму. Тогда можно принять,

что поток кислорода из океана в атмосферу (см. табл. 1) эквивалентен чистой продукции кислорода в слое 0—50 м (табл. 2). Пересчет продукции кислорода в первичную продукцию (табл. 2) осуществляется посредством соотношения, вытекающего из модели Ричардса [4]:

$$\Delta C = 0,768 \Delta O_2, \quad (3)$$

где  $\Delta C$  и  $\Delta O_2$  — в молярном выражении.

Явное БПК просматривается в слое 80—100 м, где от весны к осени наблюдается неуклонное уменьшение средней концентрации кислорода, достигающее за 148 суток  $0,35 \text{ мл} \cdot \text{л}^{-1}$  (погрешность 30%). По правилу Вант-Гоффа, при данном количестве органики скорость БПК при повышении температуры на  $10^\circ \text{C}$  возрастает в 2,2 раза. Учитывая фактическое увеличение температуры в верхних слоях, допускаем, что по сравнению с нижним слоем, БПК в слое 50—80 м. возрастает в 1,2 раза, а в слое 0—50 м — в 1,4 раза. Кроме того, чистая первичная продукция поверхностного слоя ( $\text{мл } O_2 \cdot \text{л}^{-1} \cdot \text{день}^{-1}$ ) почти в 3 раза больше продукции слоя 50—80 м, следовательно, и величины БПК должны находиться в таком же соотношении. БПК среднесуточные и в среднем за год представлены в табл. 3. Эти величины согласуются с данными В. А. Бубнова [1] ( $1,50$ — $0,60 \text{ мл } O_2 \cdot \text{л}^{-1} \cdot \text{год}^{-1}$  для слоя 0—200 м на широте  $16,5^\circ \text{с.}$ ) и В. И. Сухо-рука [9] ( $1,60$ — $0,20 \text{ мл } O_2 \cdot \text{л}^{-1} \cdot \text{год}^{-1}$  на  $4^\circ \text{с. ш.}$ ,  $10^\circ \text{з. д.}$ ), полученными методом Скопинцева по распределению зоопланктона.

Таблица 2

Продукция кислорода (мл) и первичная продукция (мгС) по слоям под  $1 \text{ м}^2$  поверхности

Слой, м	Продукция $O_2$			Первичная продукция			
	чистая		валовая	чистая		валовая	
	$\text{мл} \cdot \text{л}^{-1} \times \text{день}^{-1}$	$\text{мл} \cdot \text{м}^{-2} \times \text{год}^{-1}$		$\text{мгС} \cdot \text{м}^{-2} \times \text{день}^{-1}$	$\text{мгС} \cdot \text{м}^{-2} \times \text{год}^{-1}$	$\text{мгС} \cdot \text{м}^{-2} \times \text{день}^{-1}$	$\text{мгС} \cdot \text{год}^{-1}$
0—50	0,0077	129300	273200	159	53200	308	112400
50—80	0,0026	28500	60000	32	11700	68	24700
0—80		157800	333200	191	64900	376	137100

С учетом БПК оценивается валовая продукция кислорода и углерода в зоне фотосинтеза (табл. 2). В среднем за год валовая первичная продукция выражается суммой  $376 \pm 75 \text{ мгС} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{день}^{-1}$  (чистая продукция  $191 \pm 38 \text{ мгС} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{день}^{-1}$ ), что не противоречит обобщениям Кобленц-Мишке [5] для района полигона (соответственно  $250$ — $500 \text{ мгС} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{день}^{-1}$  и  $150$ — $300 \text{ мгС} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{день}^{-1}$ ).

Результаты выполненных нами расчетов имеют несколько заниженный характер, так как, несмотря на устойчивую плотностную стратификацию, передача кислорода из слоя 50—80 м в соседние слои все-таки происходит, но количественно учесть этот фактор пока не представляется возможным. Не исключено, что некоторая часть потока кислорода из океана в атмосферу обеспечивается слоем 50—80 м.

Таблица 3

Биохимическое потребление кислорода по слоям под 1 м<sup>2</sup> поверхности

БПК	Слой, м			
	80—100	50—80	0—50	0—100
мл O <sub>2</sub> ·л <sup>-1</sup> ·сутки <sup>-1</sup>	0,0024	0,0029	0,0079	
мл O <sub>2</sub> ·л <sup>-1</sup> ·год <sup>-1</sup>	0,860	1,05	2,88	
мл O <sub>2</sub> ·м <sup>-2</sup> ·год <sup>-1</sup>	17250	31500	143900	192650

По наблюдениям на 3-суточных станциях в мае и начале августа Иваненков и сотр. [3] установили среднюю для полигона величину чистой первичной продукции 900 мгС·м<sup>-2</sup>·день<sup>-1</sup>. По-видимому, эта оценка несколько завышена в связи с тем, что чистый прирост кислорода принят авторами равным 5% от валовой продукции, а БПК—95%. По нашим данным (табл. 3) суммарное БПК в слое 0—100 м близко к 57,5% от валовой продукции кислорода.

Масса CO<sub>2</sub> (69,8±20,9гС·м<sup>-2</sup>·год<sup>-1</sup>), поглощаемая океаном из атмосферы, в пределах погрешности расчетов совпадает с величиной чистой биологической продукции углерода (64,9±13,0 гС·м<sup>-2</sup>·год<sup>-1</sup>). Отсюда вытекает, что чистая первичная продукция формируется за счет углерода, поступающего из атмосферы. Если же допустить, что разность между двумя величинами (4,9 гС·м<sup>-2</sup>·год<sup>-1</sup>) реальна и равномерно распределяется в слое 0—80 м, то этим создается ежегодный прирост ΣCO<sub>2</sub> 0,005 ммоль·л<sup>-1</sup> и понижение рН на 0,005. В действительности отмеченное понижение рН следует расценивать как максимально возможное, поскольку некоторая часть избыточной CO<sub>2</sub> проникает в нижележащие слои воды.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бубнов В. А. О меридиональном распределении биохимического потребления кислорода в водах северной части Атлантического океана. — Вестник МГУ, серия геогр., 1965, № 2, с. 42—49.
2. Волостных Б. В., Ляхин Ю. И., Нестерова М. П., Новиков П. Д., Сванидзе А. С. Кислородный обмен между океаном и атмосферой в районе полигона ПОЛИМОДЕ. — Океанология, 1981, т. 21, с. 266—272.

3. Иваненков В. Н., Сапожников В. В., Чернякова А. М., Гусарова А. Н. Скорость химических процессов в слое фотосинтеза тропической Атлантики. — Океанология, 1972, т. 12, вып. 2, с. 243—251.
4. Иваненков В. Н. Главные биогенные элементы. Моногр. «Океанология». Химия океана, т. 1. М., Наука, 1979, с. 176—184.
5. Кобленц-Мишке О. И. Первичная продукция. — Моногр. «Океанология», Биология океана, т. 1. М., Наука, 1977, с. 62—64.
6. Ляхин Ю. И. О скорости обмена  $\text{CO}_2$  между океаном и атмосферой в центральной Атлантике. — Труды ЛГМИ, 1975, вып. 57, с. 100—109.
7. Ляхин Ю. И. Расчет элементов карбонатной системы. — Моногр. «Методы гидрохимических исследований океана». М., Наука, 1978, с. 115—132.
8. Ляхин Ю. И. Годовой бюджет обмена кислородом между океаном и атмосферой. — Метеорология и гидрология, 1980, № 12, с. 54—61.
9. Сухорук В. И. Результаты расчетов биохимического потребления кислорода в водах восточной части тропической Атлантики (по данным зоопланктона). — Труды АтланТиро, 1976, вып. 63, с. 63, с. 108—115.

УДК 628.394.001.57

Т. Н. ЮРОВСКАЯ (ЦСА)

## РАСЧЕТ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗАГРЯЗНЕНИЯ В ПРИБРЕЖНОЙ ЗОНЕ О. САХАЛИНА

Условия разбавления сточных вод определяются, главным образом, конкретными особенностями прибрежной зоны, используемой для сброса сточных вод. В целях применения типовых методов и средств математического моделирования необходимо выделить типовые расчетные схемы разбавления, развитие которых создает наиболее благоприятные условия для распространения загрязнения.

Основным определяющим критерием при выделении схем разбавления является гидродинамическая обстановка прибрежной зоны, формирующаяся под влиянием целого ряда факторов. Для оценки зоны распространения загрязнения в пределах прибрежной зоны о. Сахалина нами выполнен анализ важнейших из этих факторов (уровенный и ветровой режим, режим суммарных течений).

В таблице помещены результаты предварительных расчетов разбавления стоков при экстремальных изменениях уровня в районах выпусков сточных вод в прибрежной зоне о. Сахалина. Уровни прибрежной зоны подвержены как периодическим, так и непериодическим (под действием ветра, сейсм, цунами) колебаниям. Подъемы уровня под действием прилива (периодические колебания) достигают  $\Delta H_{\text{пр}}=1,5$  м на восточном и  $\Delta H_{\text{пр}}=1,0$  м на западном побережье острова. Максимальные изменения уровня

под действием сгонов и нагонов достигают  $\Delta H_{ст} = 1,5 \div 2,7$  м (максимум в з. Терпения).

Как видно из таблицы, изменение режимов скоростей и турбулентного перемешивания при изменении характера глубин способствует пропорциональному изменению степени разбавления сточных вод (главным образом, на стадии начального разбавления).

Анализ ветрового режима побережья позволяет сделать следующие выводы.

**Изменение начального разбавления стоков при экспериментальных условиях**

Комбинат	Расчетные условия	$n_n$	$n_{осн}$	$n_{общ}$	Фенолы		БПК <sub>5</sub>	
					$C_{ст доп}$	$C_{ст}$	$C_{ст доп}$	$C_{ст}$
					МГ/Л	$C_{ст доп}$	МГ/Л	$C_{ст доп}$
Долинский	$H_{max} = 12,2$ м	7,8	3,6	28,0	0,028	2,15	56,0	1,8
	$H_{пр} = 9,5$ м	5,6	3,9	21,8	0,022	2,75	43,6	2,3
	$H_{ср} = 8,0$ м	4,5	4,4	20,4	0,020	2,94	40,8	2,45
	$H_{отл} = 6,5$ м	3,0	4,6	13,8	0,014	4,34	27,6	3,6
	$H_{min} = 3,8$ м	1,99	4,8	9,6	0,010	6,25	19,2	5,2
Томаринский	$H_{max} = 7,5$ м	5,16	4,2	21,7	0,022	2,04	43,4	5,1
	$H_{пр} = 6,0$ м	3,84	4,4	16,9	0,017	2,64	33,8	6,5
	$H_{ср} = 5,0$ м	3,02	4,6	13,9	0,014	3,21	27,8	7,9
	$H_{отл} = 4,0$ м	2,05	4,75	9,45	0,0095	4,7	18,9	11,6
	$H_{min} = 3,0$ м	1,23	5,3	6,5	0,0065	6,9	13,0	19,9

Преобладание над сахалинским побережьем в период с октября по март муссонных ветров С, СЗ и СВ направлений обуславливает развитие, в основном, течений вдольберегового направления (на юго-восточном побережье — наберегового направления). В летний период (май — ноябрь) для ЦБК восточного побережья преобладающим является развитие течений наберегового направления (на юго-востоке — вдольберегового). На западном побережье в этот период будут иметь место, наоборот, сгонные течения.

Расчет скоростей ветровых течений для прибрежной зоны Сахалина выполнен (по методике, изложенной в [1]) для вышеназванных преобладающих направлений ветра. Согласно расчетам средняя скорость ветровых течений в пятнадцати километровой полосе побережья  $v_{ср} = 0,1 \div 0,2$  м/с. При большем удалении от берега величина скоростей возрастает до  $0,3 - 0,4$  м/с.

Учитывая наложение на типовые ветровые ситуации приливных и постоянных течений (Западно- и Восточно-Сахалинское те-

чения, Цусимское течение), можно выделить следующие типовые для побережья гидродинамические ситуации:

- 1) отсутствие течений в периоды смены (IV, IX) муссонов;
- 2) штилевые ситуации — вдольбереговые течения переменного направления со средней скоростью  $\pm 0,15$  м/с;
- 3) вдольбереговые ( $v_{\text{ср}} = 0,3 \div 0,6$  м/с) и набереговые ( $v_{\text{ср}} = 0,2 \div 0,4$  м/с) течения зимнего периода (XI—III);
- 4) вдольбереговые ( $v_{\text{ср}} = 0,05 \div 0,15$  м/с) и набереговые ( $v_{\text{ср}} = 0,15 \div 0,2$  м/с) течения летнего периода (V—VIII).

Прежде чем перейти к описанию реализованных диффузионных моделей соответственно выделенным типовым гидродинамическим ситуациям обратимся к вопросу определения исходных расчетных параметров.

При расчете распространения загрязнения по поверхности моря при глубинных выпусках необходимо рассчитать величину концентрации сточных вод в месте выхода факела сточных вод на поверхность. Эта величина определяется начальным разбавлением сточных вод, имеющим место на пути сточных вод от выпуска до свободной поверхности водоема (рассматриваем только случай более легкой и имеющей достаточный запас плавучести сточной жидкости). Обычные принципы сохранения энергии и неразрывности не могут быть применены на стадии начального разбавления струи сточных вод, вследствие постоянного расхода энергии на турбулентность и постоянного увеличения объема за счет вовлечения вмещающей жидкости.

Расчет разбавления на пути вертикального подъема струи сточных вод в настоящее время выполняется с помощью эмпирических формул.

Согласно рекомендациям [2] при  $\text{Fr}_\Delta \rightarrow 0$  (силы плавучести велики по сравнению с инерционными силами):

$$\frac{C}{C_m} = \exp [-80 (y/z)^2]; \quad (1)$$

$$\frac{C_m}{C_0} = 9,7 \text{Fr}_\Delta^{-2/3} \left( \frac{z}{d} + 2 \right)^{-5/3}, \quad (2)$$

где

$$\text{Fr}_\Delta = \frac{v_0}{\sqrt{\frac{\rho_\infty - \rho_0}{\rho_\infty} dg}}.$$

Зона начального разбавления, связанная с характеристиками выпуска и гидравлическими характеристиками выпускаемой струи, может играть существенную роль лишь при глубоководных выпусках сточных вод. Для сравнения приведем величины начального

$n_n$  и основного  $n_0$  разбавления для двух комбинатов на о. Сахалине:

— ЦБК Долинск  $\frac{n_n}{n_0} = 4,5/4,4 \approx 1$  (глубина выпуска 8 м),

— ЦБК Поронайск  $\frac{n_n}{n_0} = 1,9/11,8 = 0,16$  (глубина выпуска 4 м).

Как видно, расчет разбавления суточных вод ЦБК Поронайск, выпуск которого расположен в мелководном заливе Терпения, можно с достаточной степенью точности выполнять без учета снижения начальной концентрации сточных вод на стадии начального разбавления.

В зоне основного разбавления при распространении загрязнения по поверхности моря расчеты разбавления сточных вод осуществлялись с использованием гидродинамических и диффузионных моделей, определенных соответственно выделенным типовым гидродинамическим ситуациям.

Для случая отсутствия течения принята модель нестационарной одномерной диффузии:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = \left( D - \frac{Q_{ст}}{\varphi h} \right) \frac{1}{r} \frac{\partial C}{\partial r} + D \frac{\partial^2 C}{\partial r^2} - K_1 C, \quad (3)$$

где  $\varphi$  — угол сектора в радианах, в котором происходит загрязнение;  $h$  — глубина поверхностного слоя, в котором происходит горизонтальное распространение сточных вод.

Модель реализована на структурной АВМ типа МН-10 при следующих граничных и начальных условиях:

$$\left. \begin{aligned} Q, C/x, y, \tau=0 &= \text{const}, \\ C/x > \infty &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

При моделировании использованы следующие исходные данные: расход сточных вод  $Q_{ст} = 1,0$  м<sup>3</sup>/с, коэффициент турбулентной диффузии  $D = 0,2$  м<sup>2</sup>/с, глубина слоя распространения сточных вод по поверхности  $h = 0,6$  м.

Так как рассматривался перенос неконсервативных примесей (фенолы), в расчетную модель включен член  $K_1 C$ , который характеризует самоочищение водоема. Константа минерализации  $K_1$  определена по мономолекулярной схеме с учетом температуры водоема. Для условий со средней температурой воды, равной  $4 \div 10^\circ \text{C}$ , константа минерализации принята равной  $0,82 \cdot 10^{-5}$  г/с.

Результаты реализации модели (3) показывают, что при максимальном расходе сточных вод для ЦБК Сахалина радиус пятна загрязнения при отсутствии течения составляет не более 100 м, причем уже на расстоянии около 10 м теряется около 95% начальной концентрации.

В случае устойчивых ветров вдольберегового направления реализована диффузионная модель вида (двумерная стационарная однородная диффузия):

$$v_x \frac{\partial C}{\partial x} = D_y \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} - K_1 C. \quad (5)$$

Модель (5) реализована также на МН-10 при начальных и граничных условиях, аналогичных условиям (4). Распространение полей загрязнения рассчитано при стационарной скорости вдольберегового течения  $v_x = 0,3$  м/с, коэффициенте турбулентной диффузии  $D_y = 100$  м<sup>2</sup>/с для выпусков, расположенных в 100, 200 и 300 м от берега.

Согласно результатам моделирования с учетом вдольбереговых течений и поперечной диффузии наблюдается зона влияния загрязнения на расстоянии около 2,5 км в направлении течения. Кроме того, показано, что зона влияния в направлении течения достигает берега в непосредственной близости от створа выпуска (при сбросе сточных вод на расстоянии 100 м от берега изолиния  $C_{4\%}$  проходит в 3—5 м от створа, при удалении сброса сточных вод на 200 и 300 м это расстояние увеличивается соответственно до 15—20 и 50—60 м.

Наиболее загрязненные воды имеют доступ к берегу при выпуске в 100 м от берега — изолиния  $C_{8\%}$  проходит на расстоянии 60 м непосредственно вдоль берега; для выпусков в 200 и 300 м от берега изолиния  $C_{3\%}$  проходит соответственно на расстоянии 30 и 75 м от берега.

При устойчивых нагонных ветрах необходимо выполнять расчет распределения концентрации с учетом эффекта вертикального перемешивания, в связи с чем реализовалась диффузионная модель вида (стационарная трехмерная диффузия):

$$v_x(x, y, z) \frac{\partial C}{\partial x} + v_y(x, y, z) \frac{\partial C}{\partial y} = D_y \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + D_z \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} - K_1 C. \quad (6)$$

Реализация задачи выполнена на сеточной электрической модели (БУСЭ-70) при следующих граничных и начальных условиях:

$$\left. \begin{aligned} C|_{x, y, \in \Gamma_1} &= C(x, y), \\ C|_{(0, 0)} &= C_m, \quad \text{при } \left. \begin{aligned} b_1 &\leq x \leq B, \\ l_1 &\leq y \leq L, \end{aligned} \right\} \\ \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{x, y \in \Gamma_2} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  — соответственно жидкая и твердая границы расчетного контура;  $B$  и  $L$  — ширина и длина расчетного контура;  $b_1$  и  $l_1$  — шаг начальной расчетной клетки контура соответственно вдоль оси  $x$  и  $y$ .

Моделирование выполнено для находящихся в характерных и неблагоприятных с точки зрения загрязнения комбинатов на обоих побережьях о. Сахалина.

Произведем качественную оценку мест сброса сточных вод у побережья Сахалина. Сброс большинство ЦБК Сахалина осуществляет в мелководную прибрежную зону с развитыми ветровыми и приливо-отливными течениями. В зоне выпуска ЦБК Холмск, отличающейся резким спадом глубин, образующаяся зона загрязнения, очевидно, будет неустойчивой и меньшей по размеру сравнительно с зонами загрязнения у других ЦБК. В районе ЦБК Поронайск (з. Терпения) перенос загрязнений осуществляется внутри залива, что связано с наличием в нем замкнутых гидравлических зон. Этот перенос осуществляется при меньших скоростях течения (меньший перенос загрязнений), а при увеличении скоростей течения в связи с возрастанием ветра здесь развиваются условия для интенсивного перемешивания, связанные с отодвижением вглубь залива (до 300—400 м) зоны забуривания.

Выбранные в качестве характерных места сброса ЦБК Долинск на восточном побережье и ЦБК Томари на западном побережье Сахалина, отличающиеся постепенным спадом глубин и достаточно прямолинейными очертаниями берега, представляют собой наиболее благоприятные в смысле загрязнения прибрежной полосы пункты.

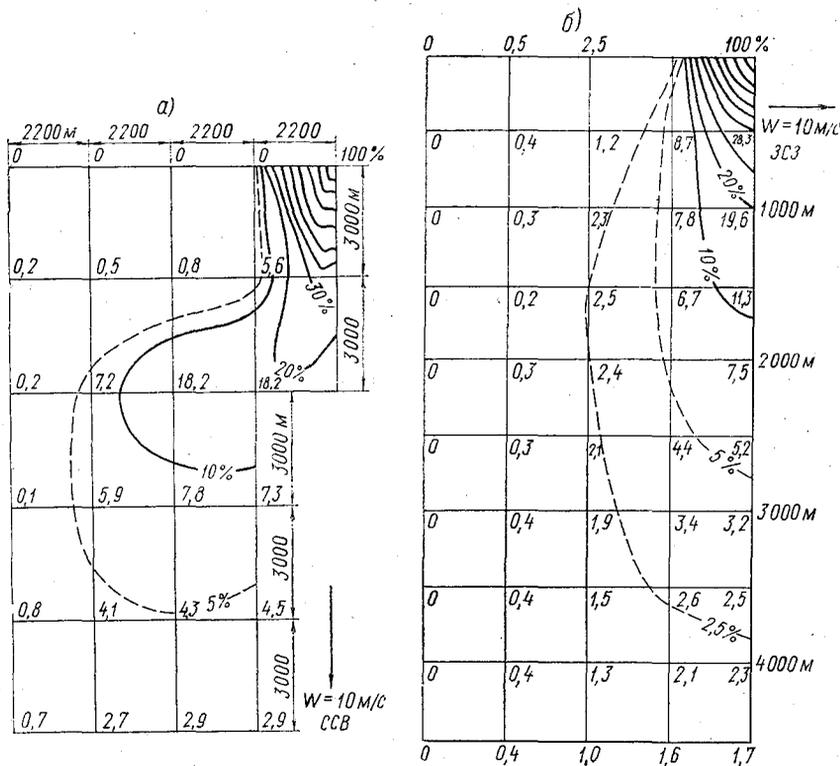
Прогноз зоны загрязнения в этих пунктах выполнен с использованием модели (6) для ветров перпендикулярных направлений к берегу (от берега), приводящих к концентрированию загрязнения в местах выпусков. Кроме того, для этих же пунктов с использованием модели (6) выполнен уточненный прогноз распространения пятна загрязнения при характерных вдольбереговых направлениях ветра, приводящих к переносу загрязнения на большие расстояния от выпуска сточных вод.

В качестве исходных параметров при моделировании были использованы расчетные коэффициенты продольной турбулентной диффузии  $D_x = D_y = 10^2$  м<sup>2</sup>/с, коэффициенты вертикальной турбулентной диффузии  $D_x = (1,5 \div 2,6) \cdot 10^{-2}$  м<sup>2</sup>/с; рассчитанные по методике [1] величины продольных и поперечных скоростей в диапазоне  $v_x = 0,37 \div 0,01$  м/с,  $v_y = 0,09 \div 0,01$  м/с. Наибольшие скорости течения наблюдаются соответственно характеру ветрового режима в зимние месяцы (IX—III), величина средних поверхностных скоростей на восточном побережье — 0,12 м/с, на западном — 0,2 м/с. Эпюра продольных скоростей  $v_x$  по вертикали, согласно натурным измерениям ДВГУ, была принята постоянной по глубине  $v_x \Big|_{z=0,} = v_{x\text{пов}}; v_{x\text{дно}} = 0$ . Вертикальная эпюра  $v_y$

в связи с отсутствием натуральных данных назначалась приближенно на основе общего вида эпюры в прибрежной зоне морей и расчетных эпюр  $v_y$  в заливе Терпения. На рисунке представлены

схемы распространения загрязнения в районе ЦБК Томари при различных направлениях ветра.

Согласно результатам моделирования для западного побережья самая значительная по размерам зона загрязнения наблюдается при вдольбереговом ветре — до 9 км (на восточном побережье — 6 км) в направлении ветра, ширина до 3 км. При сбросе максимально загрязненных вод ( $C_{\text{см. max}} = 0,25 \text{ мг/л}$ ) величина концентрации фенолов не достигает ПДК на расстоянии 14—15 км от выпуска.



Распространение пятна загрязнения в районе ЦБК Томари при различных направлениях ветра: северо-северо-восточный (а), западно-северо-западный (б).

При небереговом течении в районе ЦБК Томари наблюдаются наименьшие размеры пятна загрязнения и величина концентрации не превышает ПДК в контрольном створе 500 м (на восточном побережье близкие к ПДК величины наблюдаются при  $H_{\text{max}}$ ).

При ветре, направленном перпендикулярно от берега, зона загрязнения вытянута в поперечном направлении (вглубь моря до 5 км), длина пятна —  $0,6 \div 1,5 \text{ км}$ .

Таким образом, при устойчивых вдольбереговых направлениях ветра и ветрах, направленных от берега, сбросные воды ЦБК Сахалина на западном побережье необходимо подвергать очистке (до 12—15 раз). В периоды максимального подъема уровня (прилив, нагон) возможны аварийные выпуски, не приводящие вследствие более интенсивного развития течений и перемешивания к накоплению загрязнения в прибрежной полосе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Руководство по расчету элементов гидрологического режима в прибрежной зоне морей. — М., ГОИН, 1975. — 138 с.
2. Abraham G. Jet diffusion in liquid of greater density. — Proc. ASCE, 1960, NU—6, v. 86.

УДК 543:566.114.6

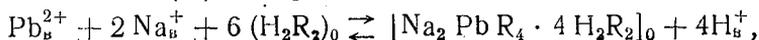
*Н. Н. ОСИПОВ (ЛГМИ), А. К. ЧАРЫКОВ, Н. А. ПАНИЧЕВ (ЛГУ)*

### **ПРИМЕНЕНИЕ ПЕЛАРГОНОВОЙ КИСЛОТЫ В КАЧЕСТВЕ ЭКСТРАГЕНТА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МИКРОКОЛИЧЕСТВ СВИНЦА, ЖЕЛЕЗА И МЕДИ В ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОДАХ БАЛТИЙСКОГО МОРЯ**

Ранее нами было показано, что неразбавленная пеларгоновая кислота является эффективным экстрагентом для выделения микроколичеств железа и меди из природных вод [1, 2, 3]. Дальнейшее исследование возможности применения пеларгоновой кислоты для концентрирования микроэлементов при анализе морской воды позволило разработать экстракционно-атомно-абсорбционный метод определения микроколичеств свинца, а также определить константу экстракции и состав экстрагируемого комплекса.

Для выявления стехиометрии уравнения экстракции свинца пеларгоновой кислотой исследовались зависимости логарифмов коэффициентов распределения от величины рН и логарифмов концентрации кислоты в органической фазе для различных уровней концентрации свинца. Полученные зависимости имели линейный характер с угловыми коэффициентами, определенными методом наименьших квадратов [4], соответственно  $4,09 \pm 0,27$  и  $6,07 \pm 0,12$ . Следовательно, при экстракции одного иона свинца (II) в водную фазу выделяются четыре протона, а в образовании экстрагируемого комплекса принимают участие шесть димерных молекул кислоты. Подобные результаты позволяют сделать предложение

что в состав экстрагируемого ассоциата входят четыре аниона пеларгоновой кислоты, при этом избыток заряда нейтрализуется двумя ионами натрия во внешней координационной сфере. Возможность образования подобных разнометалльных комплексов доказана при экстракции цинка и кадмия каприновой кислотой [5]. Полученная экспериментальным путем зависимость грамм-ионных концентраций натрия от концентрации свинца в органической фазе при условии полной экстракции имеет тангенс наклона  $1,84 \pm 0,06$ , что достаточно надежно подтверждает высказанное предположение. Следовательно, наиболее вероятное уравнение реакции свинца (II) пеларгоновой кислотой имеет вид



где  $\text{H}_2\text{R}_2$  — димерная молекула кислоты.

Интерполяция линейной зависимости логарифма коэффициента распределения от логарифма концентрации кислоты на  $\lg C_{\text{H}_2\text{R}_2} = 0$  с учетом коэффициента побочных реакций, учитывающим образование хлоридных, сульфатных и гидроксокомплексов (в предположении о том, что равновесная концентрация ионов натрия равна исходной) позволяет определить константу экстракции:  $K_0 = 6,2 \cdot 10^{-14}$ . Пользуясь значением  $K_0$  и выражением для логарифма коэффициента распределения, следующим из приведенного уравнения экстракции, можно показать, что при факторе обогащения 100 полная экстракция достигается однократным установлением равновесия ( $\text{pH} = 4,2$ ). Из уравнения экстракции также видно, что увеличение концентрации ионов натрия повышает коэффициент распределения, то есть повышение солености улучшает экстракцию.

На основе проведенных исследований разработан экстракционно-атомно-абсорбционный метод определения содержания свинца в морской воде, который предусматривает обработку одного литра воды, согласно [6], в целях устранения влияния взвешенных частиц и перевода растворенных органических веществ в минерализованные, проведение экстракции свинца неразбавленной пеларгоновой кислотой при соотношении объемов водной и органических фаз 1000 мл : 10 мл и равновесном значении  $\text{pH} = 4,2 - 4,4$  (устанавливается раствором аммиака) и определение содержания свинца в экстракте атомно-абсорбционным методом (непламенный вариант).

Воспроизводимость метода изучена на модельных и естественных образцах морской воды и охарактеризована относительным стандартным отклонением единичного измерения, значение которого в пределах концентраций 1—10 мкг/л меняются от 12,0 до 1,1 %.

Правильность метода доказана путем нахождения постоянной (метод удвоения) и пропорциональной (метод добавок) систематических ошибок, которые приводят к суммарной ошибке, значимо не отличающейся от случайных ошибок.

Концентрационный предел обнаружения [7], оцененный как минимальная концентрация, определяемая с надежностью 0,95, по результатам пяти параллельных определений пробы и фона составляет 0,1 мкг/л при стандартном отклонении фона 0,06 мкг/л.

Предложенный метод был применен для определения содержания свинца в поверхностных водах Балтийского моря во время XV рейса НИС «Нерей» (сентябрь — октябрь 1980 г.). Пробы отбирались с поверхности полиэтиленовым ведром. Предварительную обработку проб и экстракцию осуществляли в экспедиционных условиях. Концентрацию свинца в экстрактах определяли в лабораторных условиях атомно-абсорбционным методом на стандартной установке (непламенный вариант, атомизатор типа «чашка», глубина канала 5 мм, диаметр 4 мм) при  $\lambda_{\text{резонанс}} = 283,3$  нм (полый катод типа ЛСП-2). Для этого 10 мкл экстракта вносили в атомизатор, где путем смены температурного режима последовательно осуществляли сушку ( $T=100-150^\circ\text{C}$ ), озоление ( $T=450-500^\circ\text{C}$ ) и атомизацию ( $T=3000^\circ\text{C}$ ).

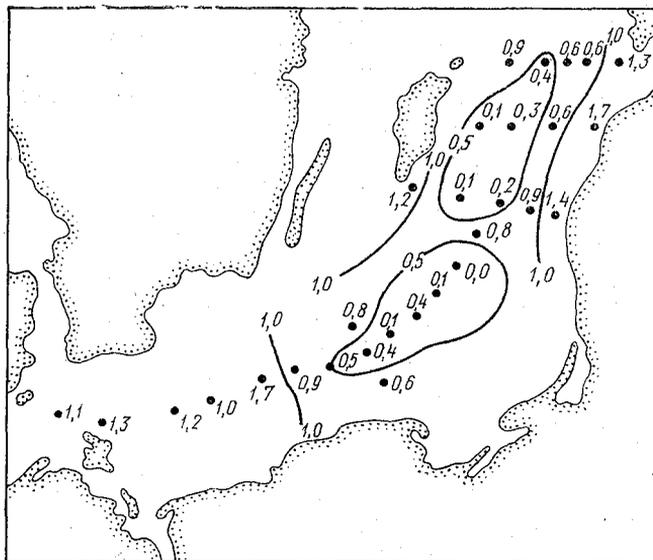


Рис. 1. Распределение растворенного свинца (мкг/л) в поверхностных водах Балтийского моря.

В период XV рейса НИС «Нерей» проводилось также определение содержания железа и меди в поверхностных водах экстракционно-фотометрическими методами, основанными на экстракции пеларгоновой кислотой и описанными ранее [1, 2, 3]. Результаты экспедиционных исследований приведены на рис. 1, 2, 3. К сожалению, ограниченное число точек, в которых про-

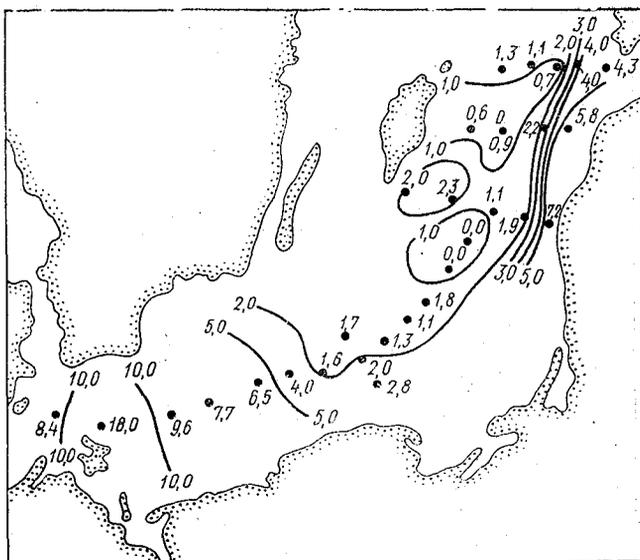


Рис. 2. Распределение растворенного железа (мкг/л) в поверхностных водах Балтийского моря.

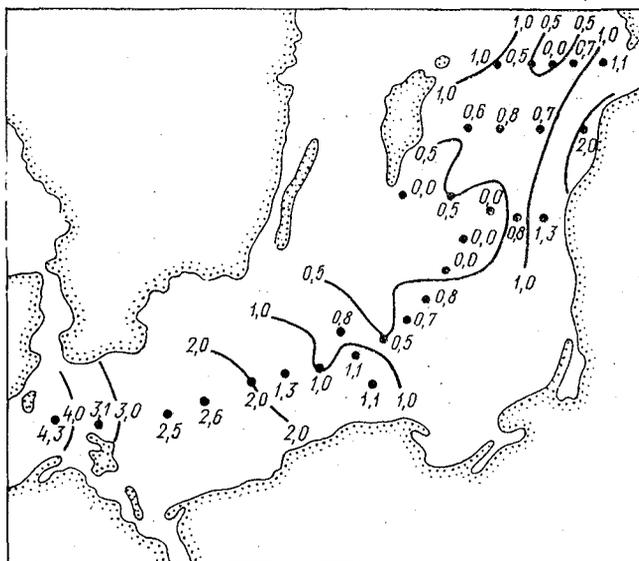


Рис. 3. Распределение растворенной меди (мкг/л) в поверхностных водах Балтийского моря.

дидлись наблюдения (особенно в южной части моря), не дают возможности получить подробную картину распространения загрязненных тяжелыми металлами вод, а также выявить источники загрязнения. Однако некоторые особенности можно проследить. Обращает на себя внимание тот факт, что распределение металлов по акватории моря носит идентичный характер (это, вероятно, свидетельствует об общих источниках загрязнения), а концентрации не превышают ПДК даже по рыбохозяйственным нормам. Повышенные концентрации наблюдаются вдоль восточного побережья Балтики, что, по-видимому, связано с влиянием материкового стока. В водах центральных районов моря свинец, железо и медь практически отсутствуют. Наиболее высокие концентрации, особенно железа и меди, имеют место в юго-западной части Балтийского моря, где, по всей вероятности, наиболее заметно проявляется воздействие антропогенных факторов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Чарыков А. К., Осипов Н. Н. Применение пеларгоновой кислоты для экстракционно-фотометрического определения железа в морской воде. — В сб.: Исследование и освоение Мирового океана, 1980, вып. 71, с. 35—43.
2. Осипов Н. Н., Чарыков А. К. Экстракционно-фотометрическое определение железа в морской воде в форме ассоциата ферроиниона с пеларгоновой кислотой. — Ж. аналит. химии, 1980, т. XXXV, вып. 12, с. 2357—2362.
3. Осипов Н. Н., Чарыков А. К. Экстракционно-фотометрическое определение меди в природных водах. — Ж. аналит. химии, 1981, т. XXXI, вып. 2, с. 255—261.
4. Чарыков А. К. Математическая обработка результатов химического анализа. — Л., изд. ЛГУ, 1977. — 120 с.
5. Nakasuka N., Mitsuoka Y., Tanaka M. Extraction of Zn and Cd with capric acid. Coextraction of Na-ion. — J. Inorg. nucl. Chem., 1974, vol 134, N 2, p 431—439.
6. Руководство по методам химического анализа морских вод. — Л.: Гидрометеиздат, 1977. — 248 с.
7. Петерс Д., Хайес Д., Хифтье. Химическое разделение и измерение. — М.: Химия, 1978. — 816 с.

УДК 551.464(262.5)

А. Б. МЕНЗИН, Н. А. СЫРОВАТКО (ЛГМИ), М. С. ФИНКЕЛЬШТЕЙН,  
В. А. ХИМИЦА (АЗЧЕРНИРО)

### РАСЧЕТ ОБМЕНА БИОГЕННЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ МЕЖДУ СЛОЕМ ФОТОСИНТЕЗА И СЛОЕМ РЕГЕНЕРАЦИИ В ЗАПАДНОЙ ЧАСТИ ЧЕРНОГО МОРЯ

На современном этапе научно-технического развития общества становится как никогда важно уметь предвидеть последствия воз-

действия человека на окружающую среду. Актуальным становятся не только вопросы охраны и рационального использования ресурсов, но и их воспроизводства.

Решая, с одной стороны, задачи по охране окружающей среды, а с другой, — моделирования гидрологического режима морей и океанов и, как конечное звено, задачи воспроизводства природных ресурсов, мы вплотную подходим к вопросам экологии.

Все механизмы экосистемы приводятся в движение энергией, поставляемой фотосинтезом; не останавливаясь подробно на характеристике факторов, определяющих интенсивность фотосинтеза, следует отметить, что существуют достаточно сложные механизмы влияния каждого из них, часто с множеством обратных связей. Среди основных факторов, которые оказывают влияние на интенсивность фотосинтеза, а тем самым и определяют продуктивность естественных сообществ, можно отметить: свет, температуру, динамику вод, питательные вещества и ряд других.

В зонах апвеллинга, где наблюдается наиболее интенсивный вынос к поверхности питательных веществ, а также в зонах континентального шельфа, где происходит наиболее активный обмен между донными осадками и поверхностными водами, продукция составляет в среднем соответственно 500 и 360 г/(м<sup>2</sup>·год). Продукция мелководных эстуариев, коралловых рифов и прибрежных зарослей водорослей приближается к продукции соседних наземных местообитаний, достигая в среднем 2000 г/(м<sup>2</sup>·год). Первичная продукция пресноводных местообитаний сходна с таковой аналогичных морских местообитаний [1].

Данная работа посвящена исследованию обмена биогенными элементами между слоем фотосинтеза и слоем регенерации в Черном море. Во многих районах этого бассейна на формирование химической основы биологической продуктивности преобладающее влияние оказывают процессы обмена биогенными веществами между эвфотической зоной и слоем регенерации, обусловленные вертикальными движениями вод. Исключение составляет узко-прибрежная зона в восточной части моря и северо-западная часть водоема, где развитие фитопланктона определяется преимущественно биогенными веществами, поставляемыми материковым стоком вод [2].

На настоящем этапе исследований изучение механизма пополнения верхнего фотического слоя биогенными веществами является одной из наиболее важных задач в общей проблеме биологической продуктивности вод Черного моря. Представляется целесообразным рассмотреть вопрос, каким образом при конкретной ветровой ситуации происходит обмен фосфатным фосфором (как самим по себе, так и как показателем притока биогенных солей вообще) между эвфотической зоной и слоем регенерации.

В качестве района исследования выбрана акватория западной части Черного моря, ограниченная на севере параллелью 44°30' с. ш. и на востоке меридианом 34° в. д., в которой обога-

щение биогенными элементами фотического слоя происходит в основном за счет вертикальной циркуляции вод.

Для расчета скорости вертикального переноса указанного элемента использованы материалы океанографической съемки, выполненной НПС «СКИФ» в марте—апреле 1979 г. в рейсе по программе СЭВ. Станции располагались в узлах координатной сетки с шагом 30' по широте и долготе.

Расчет скорости обмена массой фосфатов между эвфотической зоной и слоем регенерации произведен по формуле [4]:

$$-A_z = w \cdot \frac{\partial C}{\partial z} \cdot f \cdot h,$$

где  $w$  — вертикальная составляющая скорости течения;  $\frac{\partial C}{\partial z}$  — вертикальный градиент концентрации вещества (фосфатов);  $f$  — площадь трапеции (квадрата);  $h$  — глубина (граница раздела слоев).

За границу раздела эвфотической зоны и слоя регенерации принята глубина 50 м, которая наиболее близка к нижней границе слоя продуктивного фотосинтеза. За его нижнюю границу принята глубина залегания изолинии 100%-го насыщения кислородом, которая, в среднем за 25 лет наблюдений на разрезах м. Сарыч—Мидье и м. Херсонес—Констанца, расположенных на исследуемой акватории, составляет 33 м.

Скорость вертикального движения вод рассчитывалась в центрах полуградусных трапеций, путем отыскания средневзвешенного из значений скорости на глубине 50 м при четырех типовых полях ветра (С, СВ, ЮЗ, СЗ), полученных посредством аналогового электрического моделирования. В таблице приводится повторяемость типов атмосферных процессов во время океанографической съемки.

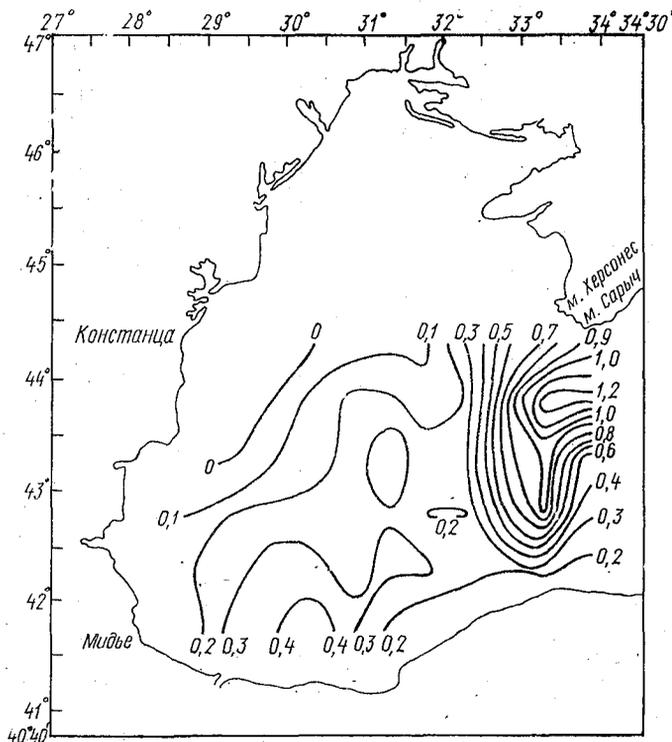
Повторяемость типов атмосферных процессов в период съемки НПС «СКИФ» в марте—апреле 1979 г.

Тип	С	СВ	ЮЗ	СЗ	Сумма
Число случаев	13	12	14	5	44
Повторяемость, %	29,5	27,3	31,8	11,4	100

Расчет интегральной ветровой циркуляции, теоретические основы которого изложены в [5], производился в лаборатории электрического моделирования ЛГМИ. Расчет параметров электрической аналоговой модели и переход от интегральной цирку-

ляции к течениям на отдельных горизонтах проводился на ЦВМ М-222. Исходными данными послужили составляющие тангенциального напряжения ветра на поверхности моря [3]. Коэффициент трения ветра о воду выбирался без учета термической стратификации атмосферы в приводном слое [6].

Вертикальные градиенты концентраций фосфатов были вычислены по данным съемки. По результатам расчета построена карта, характеризующая скорость обмена фосфатами между рассматриваемыми слоями через поверхность 50 м (см. рисунок).



Скорость обмена фосфатами ( $1 \cdot 10^7$  мкг-ат/с) между эвфотической зоной и слоем регенерации в западной части Черного моря в весенний сезон.

Анализ поля скоростей показывает, что почти на всей акватории западной части водоема весной преобладает приток фосфатов в слой продуктивного фотосинтеза, однако, скорость этого притока не везде одинакова. Максимальные скорости, порядка  $(1,0-1,2) \cdot 10^7$  мкг-ат/с через площадь полуградусного квадрата, наблюдаются в очаге, расположенном примерно в 60 милях к югу от м. Сарыч. Вообще же весь район восточнее  $32^\circ$  в. д. характери-

зуется интенсивным притоком фосфатов в слой продуктивного фотосинтеза,  $(0,4-1,0) 10^7$  мкг-ат/с, что закономерно, поскольку именно в этой части моря постоянно отмечается подъем вод в циклонической циркуляции.

В районе, расположенном западнее  $32^\circ$  в. д., скорости притока массы фосфатов в эвфотическую зону отличаются от таковых в выше описанном районе гораздо меньшими величинами и колеблются в пределах  $(0,1-0,4) 10^7$  мкг-ат/с. Для данного района характерно некоторое увеличение скорости притока фосфатов в направлении от побережья к центральной части моря, хотя максимальные скорости, более  $0,4 \cdot 10^7$  мкг-ат/с, наблюдаются в непосредственной близости от побережья Турции.

Представляется интересным выяснить, какое количество фосфатов поступает в эвфотическую зону западной части моря за весенний сезон в районах с резко различающимися величинами скоростей обмена. Произведенные расчеты показывают, что в районе с относительно невысокими скоростями притока фосфатов (западнее  $32^\circ$  в. д.) и занимающем значительную площадь, общая масса фосфатов, поступающих в слой продуктивного фотосинтеза за весенний сезон, составляет 18,4 тыс. т, или 0,2 тыс. т в сутки, а в районе, расположенном между  $32^\circ$  и  $34^\circ$  в. д., соответственно 27,6 тыс. т или 0,3 тыс. т в сутки. Всего в открытых районах западной части Черного моря за весенний сезон поступает в эвфотическую зону моря 46 тыс. т фосфатов.

### Выводы

1. Материалы расчета вертикального обмена массой фосфатов позволили установить, что весной в западной части Черного моря отмечается интенсивное пополнение слоя продуктивного фотосинтеза питательными солями.

2. По интенсивности притока фосфатов вся исследуемая акватория подразделяется на два района, отличающихся друг от друга скоростями вертикального переноса и общей массой этого биогенного элемента, поступающей в эвфотическую зону.

3. Всего за весенний период в слой продуктивного фотосинтеза западной части Черного моря поступает 46 тыс. т фосфатов.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Риклефс Р. Основы общей экологии. — М.: Мир, 1979. — 424 с.
2. Алмазов А. М. Гидрохимия устьевых рек. — Киев, изд. АН УССР, 1962, с. 172—177.
3. Атлас волнения и ветра Черного моря. — Л.: Гидрометеоздат, 1969. — 112 с.
4. Лебедев В. Л. Динамическое равновесие и балансовый анализ химических полей в океане. — Океанология, 1976, т. XVI, вып. 2, с. 247—253.
5. Макаров В. А., Мензин А. Б. Электрическое аналоговое моделирование. Некоторые вопросы теории и эксперимента. — Л.: Гидрометеоздат, 1976. — 112 с.
6. Ролль Г. У. Физика атмосферных процессов над морем. Пер. с англ. — Л.: Гидрометеоздат, 1968. — 400 с.

## ГИДРОЛОГИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА КАК ХАРАКТЕРИСТИКА БИОТОПА

Освоение морских ресурсов в современных условиях теснейшим образом связано с углубленным изучением природы и закономерностей, происходящих в морской среде физических, химических и биологических процессов, а также с решением на основе результатов фундаментальных исследований ряда прикладных задач океанологии. К числу последних, в первую очередь, следует отнести проблему освоения и рационального использования биологических ресурсов моря, решение которой будет способствовать выполнению Продовольственной программы, сформулированной на XXVI съезде КПСС и одобренной майским (1982 г.) Пленумом ЦК КПСС. Различным аспектам проблемы зависимости биологической продуктивности морских акваторий от абнотических факторов к настоящему времени посвящено значительное количество исследований, среди которых следует отметить обобщения, выполненные в работах [2, 9]. Однако фундаментальность этой проблемы, с одной стороны, и все еще недостаточная изученность, с другой — определяют постоянную актуальность исследований в этой области.

Успехи современной промысловой океанологии в значительной степени связаны с достижениями в изучении процессов формирования вертикальной турбулентной структуры верхнего слоя моря. Роль турбулентности в морских экосистемах отмечалась в ряде исследований, например [6, 11], причем, в каждом случае в той или иной степени находил отражение факт, что именно турбулентность в значительной мере формирует характеристики и определяет процессы как физической, химической, так и биологической природы, протекающие в морской среде. В частности, с турбулентностью связаны такие важные в экологическом отношении явления, как перераспределение в море питательных солей, детрита, фитопланктона, распределение и сезонные круговороты растворенных в воде углерода и кислорода, продолжительность пребывания первичных продуцентов в эвфотической зоне. В то же время в большинстве современных математических моделей морских экосистем турбулентные процессы в морской среде представлены крайне упрощенными схемами по сравнению с реально наблюдаемыми.

Наряду с использованием переменного коэффициента горизонтальной турбулентной диффузии [11] реальным шагом на пути более полного учета в математических моделях влияния характеристик биотопа на живой компонент морских экосистем является

использование современных представлений об изменчивости с глубиной интенсивности вертикальной турбулентной диффузии. В соответствии с этим рассмотрим некоторые эффекты учета изменчивости величины коэффициента вертикальной турбулентной диффузии с глубиной на примере расчета продуктивности модельной популяции фитопланктона. В качестве основы при этом воспользуемся моделью химико-биологического комплекса, учитывающей основные особенности, характерные для экосистем пелагической части Белого моря. На рис. 1 приведена структурная схема модели, физико-математической основой которой являлась система уравнений диффузии, записанная с учетом неконсервативности субстанций. Основные из принятых при формулировке

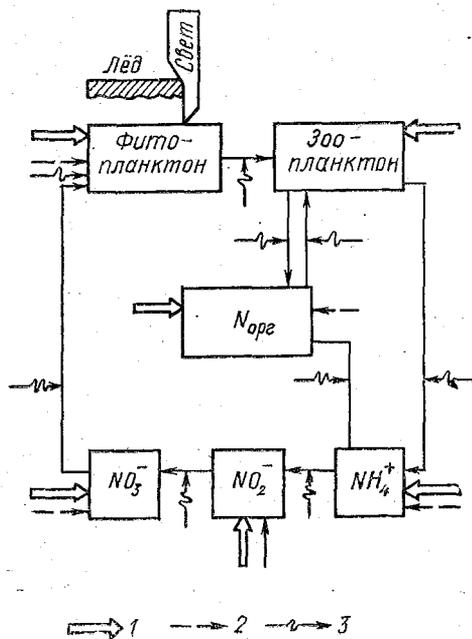


Рис. 1. Схема химико-биологического блока модели экосистемы, характерной для пелагической части Белого моря:  
1, 2—влияние вертикальной турбулентной диффузии и адвективного переноса соответственно; 3—влияние температуры воды

модели допущений, позволившие выделить и, в дальнейшем, параметризовать ряд сложных химико-биологических процессов, протекающих в верхнем слое моря, заключались в следующем. Беломорский фитопланктон был представлен некоторой модельной популяцией однородной в смысле реакций на изменения характеристик биотопа и обладающей биологическими параметрами, характерными для диатомовых водорослей, являющихся по наблю-

дениям руководящим видом в море [12]. Скорость роста фитопланктона лимитировалась светом и концентрацией нитратного азота, а также зависела от температуры воды [1]. Кроме того, изменение концентрации фитопланктона происходило под влиянием естественной смертности и выедания зоопланктоном. Поскольку по данным наблюдений [8] можно заключить, что зоопланктон Белого моря представлен, главным образом, классом *Soropoda*, другие разновидности зоопланктеров при моделировании не учитывались. Полагалось, что за счет потребления фитопланктона и детрита концентрация рачков увеличивалась. Отношение количества ассимилированной зоопланктоном пищи к его рациону считалось постоянным. В качестве первого приближения при моделировании характерных особенностей питания зоопланктона не учитывалась нелинейная зависимость его рациона от концентрации пищи. Скорости фильтрации, обмена и экскреции зоопланктона, согласно [9], полагались зависящими от температуры воды. Концентрация зоопланктона изменилась также вследствие выедания и смертности. Возрастной состав популяций гидробионтов во внимание не принимался. Полагалось, что количество косного органического вещества увеличивается в процессе экскреции зоопланктона. При этом рассматривался лишь органический азот  $N_{орг}$ , доля которого в экскреции общего азота зоопланктоном также как и в отмерших клетках фитопланктона считалась постоянной. Уменьшение концентрации  $N_{орг}$  происходило за счет выедания его взвешенной части в виде детрита зоопланктоном. В связи с недостаточной экспериментальной изученностью для условий Белого моря соотношение растворенного и взвешенного органического вещества полагалось неизменным и как в среднем для морской воды близким к десяти [7], что и определяло долю детрита в косном органическом веществе. Еще одной расходной статьей  $N_{орг}$  являлась минерализация, приводящая к увеличению количества питательных солей. Интенсивность протекания всех трех ее этапов определялась с учетом концентрации исходных форм азота и температуры воды [9]. Потребление нитратов полагалось пропорциональным приросту биомассы фитопланктона. Изменение концентраций гидробионтов и биогенов, кроме перечисленных обуславливалось такими важными в экологическом отношении факторами, как вертикальные турбулентная диффузия и адвективный перенос. Численная реализация математической модели и ее верификация с использованием данных наблюдений позволила воспроизвести пространственную и межсезонную изменчивость биомассы фито- и зоопланктона, а также нитратного азота в верхнем слое Белого моря (рис. 2,3).

Поскольку эффекты изменения интенсивности турбулентной диффузии наиболее отчетливо должны проявляться в перераспределении компонент экосистемы, неспособных к самостоятельным упорядоченным миграциям и, в частности, питательных солей и фитопланктона, для наших целей естественно ограничиться низ-

шими трофическими уровнями. Кроме того, чтобы более четко проследить роль вертикальной турбулентной диффузии при выполнении серии специальных численных экспериментов математическая модель была упрощена. В частности, предполагая для

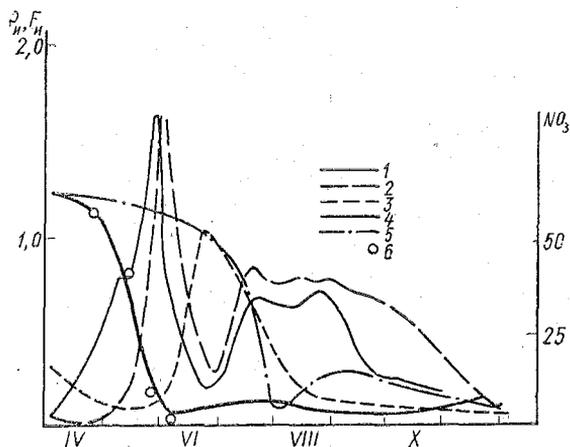


Рис. 2. Динамика интегральной (под  $1 \text{ м}^2$  поверхности) биомассы фитопланктона  $P_i$  ( $\text{г} \cdot \text{м}^2$ ), зоопланктона  $F_i$  ( $\text{г} \cdot \text{м}^2$ ) и концентрации нитратного азота ( $\text{мг} \cdot \text{N} \cdot \text{м}^{-3}$ ) в Кандалакшском заливе Белого моря:

1—рассчитанные величины  $P_i$ ; 2—величины  $P_i$  по данным наблюдений [5]; 3—рассчитанные величины  $F_i$ ; 4, 5—концентрация нитратов на глубинах 2 м и 24 м соответственно; 6—концентрация нитратов по материалам наблюдений [1]

простоты наличие горизонтальной однородности распределений, в качестве переменных состояния были выбраны лишь концентрации нитратов, фито- и зоопланктона и освещенность на различных глубинах. Эволюция переменных состояния исследовалась при воздействии света (фотосинтез), зоопланктона (выедание) и переноса под влиянием только турбулентной диффузии. Основные предположения, сделанные относительно каждого из элементов, сводятся к следующему. Свет поглощается водой и фитопланктоном, питательные соли расходуются при образовании первичной продукции в процессе фотосинтеза, а их потребление полагается пропорциональным приросту биомассы водорослей. При расчетах не учитывалось влияние изменчивости температуры воды на процессы жизнедеятельности фито-и зоопланктона.

На рис. 4 представлены результаты трех численных экспериментов, выполненных с целью анализа влияния изменчивости интенсивности вертикальной турбулентной диффузии на характер развития процессов продуцирования органического вещества в эвфотической зоне. В первом эксперименте величина коэффи-



Рис. 3. Рассчитанное на конец июля распределение нитратов ( $\text{mg-N} \cdot \text{m}^{-3}$ ) на горизонте 24 м в Белом море.

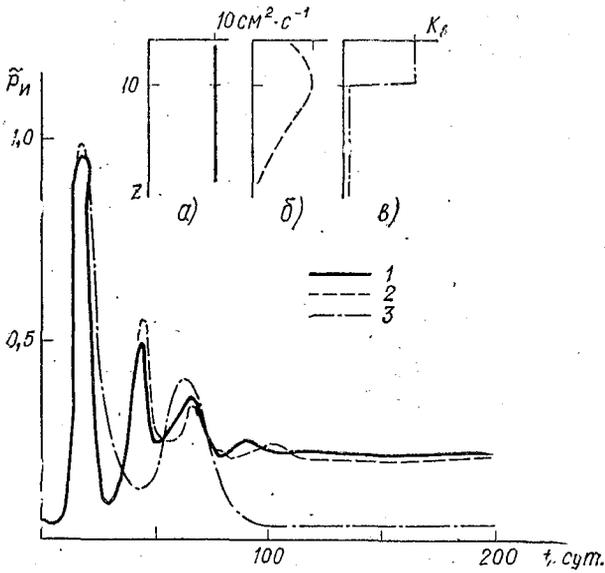


Рис. 4. Динамика безразмерной интегральной биомассы фитопланктона  $\bar{P}_i$  в слое 0—50 м при различном вертикальном распределении  $K_e$ :  
1, 2, 3 — распределение а, б, в соответственно

циента вертикальной турбулентной диффузии  $K_e$  задавалась постоянной по глубине, во втором — имитировалась турбулентная структура верхнего слоя нейтрально стратифицированного водоема, в третьем — на основе анализа данных лабораторных и натурных экспериментов имитировались характерные особенности вертикальной изменчивости турбулентной диффузии в двухслойном море [3, 4].

По результатам моделирования при одинаковых начальных условиях независимо от вертикального профиля  $K_e$  максимальные интегральные (под 1 м<sup>2</sup> поверхности) величины биомассы фитопланктона в эвфотическом слое  $P_{\text{и}}$  близки между собой и наблюдаются, примерно, на 20-е сутки развития системы. Представляется, что этот результат вполне закономерен, так как в начальный период вегетации используется кормовая база, сформировавшаяся в предвегетационный сезон и, таким образом, поступление питательных солей за счет турбулентной диффузии еще, видимо, не имеет существенного значения. Далее после вспышки динамика интегральной в эвфотическом слое биомассы характеризуется спадом и на 60—80 сутки процесс развития фитопланктона стабилизируется, причем, в случае устойчиво стратифицированного водоема, вследствие наличия минимума в распределении  $K_e$  на оси пинколины, концентрация фитопланктона на уровне стабилизации почти на порядок ниже, чем в нестратифицированном водоеме. Таким образом, из результатов моделирования следует, что учет особенностей вертикальной турбулентной структуры, отвечающей условиям расслоенного водоема, приводит к снижению продукции установившегося состояния. В нестратифицированном водоеме по результатам расчетов запас биогенов в эвфотической зоне сильно объединяется примерно к 50 суткам развития системы. Концентрация их к этому времени становится почти на порядок меньше начальной. Еще более резкое уменьшение концентрации питательных солей в верхнем слое происходит в расслоенном море. В этом случае обеднение кормовой базы фитопланктона примерно такое же глубокое, как и в условиях однородного водоема, наступает почти вдвое быстрее.

Различие в профилях коэффициента вертикальной турбулентной диффузии сказывается также и на характере изменения с глубиной биомассы фитопланктона. Так, в отличие от нестратифицированного в расслоенном водоеме уже на 20 сутки по вертикальным профилям биомассы фитопланктона можно проследить начало формирования глубинного максимума (рис. 5). К этому времени в верхнем перемешанном слое концентрация биогенов практически неизменна по глубине и более чем в три раза меньше начальной. Если на первых этапах развития системы глубинный максимум в распределении биомассы водорослей выражен еще недостаточно, то с течением времени он проявляется все более отчетливо. Его формирование связано с тем, что в слое, расположенном непосредственно в области промежуточного минимума

в вертикальном профиле  $K_e$ , подток из глубинной водной массы питательных солей, которые могут быть использованы находящимися здесь водорослями, как бы компенсирует худшую, чем в вышележащих слоях освещенность. Очевидно, что по мере обеднения запасов питательных солей в верхнем слое стратифицированного водоема вследствие потребления их фитопланктоном турбулентное вовлечение глубинных вод в области пикноклина играет все большую роль в продукционных процессах пелагиали. Важная роль вертикальной турбулентной диффузии отмечается и по результатам натурных исследований. Примером зависимости распределения морских организмов от характеристик турбулентности является установленная по данным наблюдений связь между градиентным числом Ричардсона и скоплением розовой креветки [10].

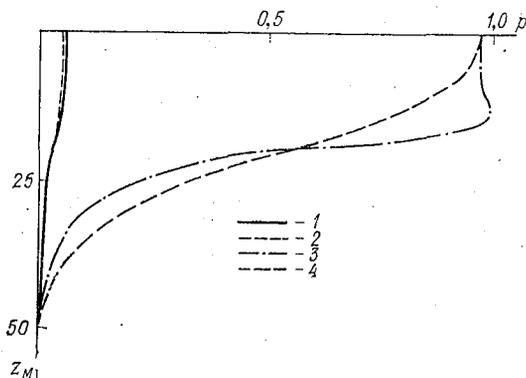


Рис. 5. Вертикальные профили безразмерной концентрации водорослей  $\tilde{p}$  при различных  $K_e$ :

1—величины  $\tilde{p}$  на 10 сутки развития системы,  $K_e$  меняется с глубиной скачкообразно согласно варианту в (см. рис. 4); 2—то же, но при  $K_e = \text{const}$ ; 3—величины  $\tilde{p}$  на 20 сутки развития системы,  $K_e$  меняется с глубиной скачкообразно; 4—то же, но при  $K_e = \text{const}$

Важной характеристикой, определяющей гидрологическую структуру моря и, как свидетельствуют данные натурных наблюдений, его биологическую продуктивность, является вертикальная циркуляция [2]. При исследовании роли вертикального адвективного переноса в формировании особенностей морских экосистем в связи с тем, что инструментальные наблюдения за скоростями вертикальных движений в натуральных условиях еще не носят массового характера перспективно применение математических моделей.

Как следует из результатов численных расчетов, выполненных для Белого моря на основе модели, структурная схема которой

приведена на рис. 1, влияние вертикальной адвекции не сводится к простому транспорту питательных солей из глубинных слоев и имеет сезонный характер изменчивости. Весной, направленный к поверхности моря адвективный перенос сказывается не столько в формировании кормовой базы для фитопланктона, сколько определяет концентрацию растительных клеток вблизи свободной поверхности. Это по результатам расчетов приводит к более быстрому потреблению питательных солей в верхнем слое моря. Кроме того, развитие некоторой части фитопланктона непосредственно вблизи свободной поверхности может ингибироваться вследствие значительной освещенности, которая в этот период близка в условиях Белого моря к максимальной. В летне-осенний период, когда развитие водорослей лимитируется содержанием

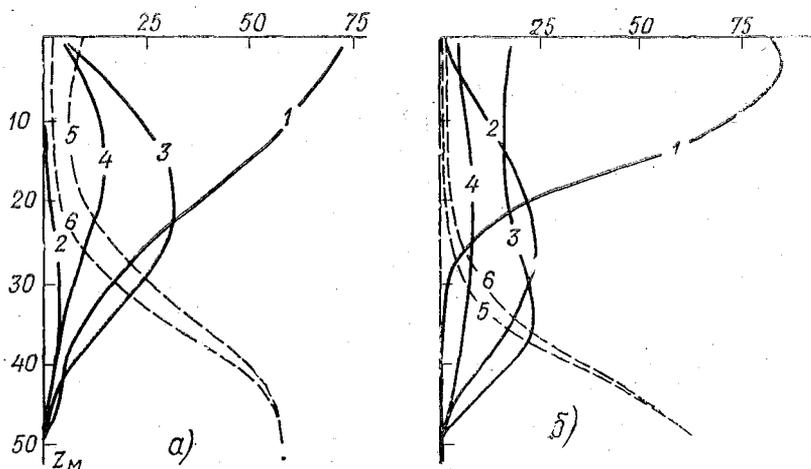


Рис. 6. Рассчитанное вертикальное распределение концентраций фитопланктона ( $\text{мг} \cdot \text{м}^{-3}$ ) и нитратов ( $\text{мг-N} \cdot \text{м}^{-3}$ ) в районах Белого моря с поднятием (а) и опусканием (б) вод:

1, 2, 3, 4 — концентрация водорослей на 60, 100, 130 и 220 сутки развития системы соответственно; 5, 6 — концентрация нитратов на 130 и 180 сутки соответственно

в воде питательных солей, подъем глубинных вод, несущих биогены, способствует увеличению биомассы водорослей в верхнем слое моря. По результатам расчетов изменение направления вертикальной адвекции в этот период, например, смена опускания вод подъемом (при сохранении тех же абсолютных величин скорости вертикальных движений), может увеличить интегральную биомассу водорослей в верхнем слое моря почти на 50%. Влияние вертикальной циркуляции на характеристики химико-биологического комплекса прослеживается и по вертикальным распределениям фитопланктона и питательных солей в областях с выраженным подъемом и опусканием вод. Так, по результатам моделиро

вания слой скачка концентрации нитратного азота в первом случае располагается в летне-осенний период на 10—15 м ближе к поверхности, чем во втором (рис. 6).

Таким образом, учет при исследовании морских экосистем особенностей вертикальной гидрологической структуры и ее изменчивости позволяет проанализировать ряд важных, находящихся подтверждение в материалах наблюдений, закономерностей распределения их параметров. Безусловно, в реальных морских условиях рассмотренные выше процессы значительно более сложны и многообразны. Однако полученные результаты, являясь лишь модельной схематизацией природных явлений, тем не менее дают представления о важной биотической роли гидрологической структуры в формировании биологических характеристик экосистем пелагической части моря.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Белая Т. И., Федоров В. Д. Гидрологические и гидрохимические особенности Белого моря как условия, определяющие уровень первичной продуктивности. — В сб.: Комплексные исследования природы океана. Изд. МГУ, 1972, вып. 3, с. 184—211.
2. Гершанович Д. Е., Муромцев А. М. Океанологические основы биологической продуктивности Мирового океана. — Л.: Гидрометеиздат, 1982. — 320 с.
3. Зайцев Л. В., Филатов Н. Н. Коэффициенты вертикального турбулентного обмена в озерах по экспериментальным данным. — В сб.: Термодинамические процессы в глубоких озерах. Л., Наука, 1981, с. 139—141.
4. Крейман К. Д. Лабораторное моделирование турбулентного вовлечения в термоклин. — Межведомственный сборник: Исследование и освоение Мирового океана. Изд. ЛПИ, 1982, вып. 77, с. 147—149 (ЛГМИ).
5. Конопля Л. А. Вертикальное распределение фитопланктона Карельского побережья Белого моря. — Океанология, 1973, т. XIII, вып. 2, с. 314—320.
6. Ниуль Ж. Анализ морских систем. — В сб.: Моделирование морских систем. Л., Гидрометеиздат, 1978, с. 6—43.
7. Попов Н. И. и др. Морская вода. — М.: Наука, 1979, — 327 с.
8. Прыгункова Р. В. Некоторые особенности сезонного развития зоопланктона губы Чупа Белого моря. — В сб.: Сезонные явления в жизни Белого и Баренцева морей. Л., Наука, 1974, с. 4—55.
9. Сергеев Ю. Н. и др. Моделирование процессов переноса и трансформации вещества в море. — Л.: Изд. ЛГУ, 1979. — 296 с.
10. Сигаев А. К., Брянцев В. А. Турбулентность как фактор, влияющий на плотность скоплений розовой креветки. — Тр. АтлантНИРО, 1973, вып. 61, с. 35—38.
11. Стил Дж. Моделирование биологических процессов. — В сб.: Моделирование морских систем. Л., Гидрометеиздат, 1978, с. 202—212.
12. Хлебович Т. В. Качественный состав и сезонные изменения численности фитопланктона в губе Чупа Белого моря. — В сб.: Сезонные явления в жизни Белого и Баренцева морей. Л., Наука, 1974, с. 56—64.

## СОГЛАСОВАННОСТЬ РАСЧЕТНЫХ И НАБЛЮДЕННЫХ ДАНЫХ О ТЕЧЕНИЯХ НА ИРЛАНДСКОМ ШЕЛЬФЕ

В настоящее время все возрастающие темпы теоретического моделирования циркуляции вод в океане ставят особенно остро проблему достоверности расчетных данных. В [1] была предпринята попытка оценки репрезентативности теоретической модели Саркисяна А. С. на основе статистического сопоставления расчетных и наблюдаемых данных. Оказалось, что применительно к расчету крупномасштабной циркуляции, осредненной за большой промежуток времени (сезон, год), модель обладает положительной достоверностью и ее можно использовать для расчетов климатических течений. Совершенно не изучены адекватные свойства модели при расчете течений синоптического пространственно-временного масштаба (100—200 км, недели—месяц). Этому вопросу посвящена настоящая работа.

Исследование выполнено на основе полигонных наблюдений на шельфе Ирландии, проведенных Атлантическим научно-исследовательским институтом рыбного хозяйства и океанографии в мае—августе 1974 г. Как известно [2], полигон «Шелэкс-74» имел форму параллелограмма и был расположен в районе между  $47^{\circ}30' - 49^{\circ}30'$  с. ш. и  $8^{\circ}00' - 12^{\circ}00'$  з. д. на границе шельфа и материкового склона. В течение мая—августа были выполнены 10 последовательных съемок на всей акватории полигона по специально разработанной сетке с шагом 20 миль (рис. 1). Измерения температуры и солености проводились термосолезондами с регистрацией данных на перфокартах и двухкоординатных самописцах. Измерения течений производились на заякоренных буйковых станциях буквопечатающими вертушками БПВ-2 на горизонтах 25, 75, 165, и 750 м. Для выполнения основных задач работы—диагностического расчета трехмерной циркуляции и проверка его согласованности с реальными данными—были привлечены данные лишь одной съемки, а именно четвертой съемки от 11—17 июня 1974 г.

С точки зрения гидродинамического моделирования циркуляции вод рассматриваемый район является достаточно сложным. Это ограниченный район океана, имеющий четыре жидкие границы. Расположенный на границе шельфа и материкового склона, район имеет ярко выраженный рельеф дна с большим перепадом глубины. При общей зональной направленности рельефа наблюдаются его меридиональные вариации. Динамическая и термохалинная структура вод находится под влиянием внутренних волн с пе-

риодом от 15—20 минут до полусуток и чрезвычайно изменчива по времени. Весь этот комплекс влияющих на мезомасштабную структуру течений факторов (поле ветра, бароклинность вод, реальный рельеф дна, расход через жидкие границы, инерционные и диссипативные эффекты) учитываются в широко распространенной теоретической модели А. С. Саркисяна [3] и приспособленной одним из авторов к ограниченным районам океана [4].

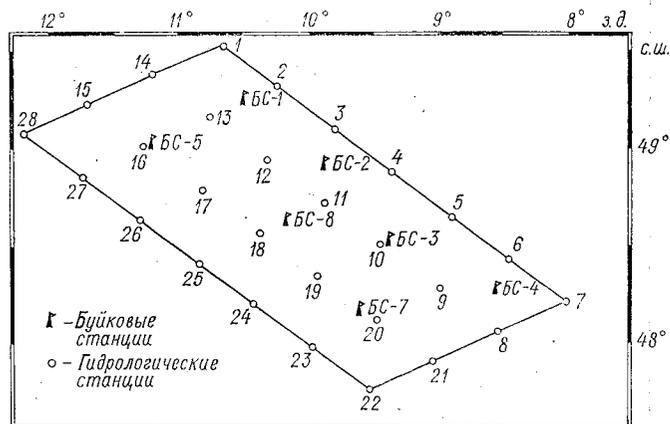


Рис. 1. Схема гидрологических и буйковых станций на полигоне «Шелэкс-74».

Не останавливаясь на теоретических основах метода, они подробно освещены в литературе, укажем на практические моменты его реализации. Поскольку океанографическая съемка на полигоне выполнена таким образом, что гидрологические и буйковые станции не совпадают, а для оценки достоверности модели необходимо получить расчетные данные в тех же точках, что и инструментальные, была построена сеточная область, аппроксимирующая район двумя прямоугольниками *A* и *B* с одинаковым шагом разности, равным 12 милям (рис. 2). Величины коэффициентов турбулентной вязкости приняты следующими:  $K_v = 10^2 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $K_{vL} = 10^6 \text{ см}^2/\text{с}$ . Компоненты скорости на жидких границах сеточных областей определялись из географических соотношений.

Самые первые реализации показали, что расчетные схемы течений плохо согласуются с фактическими течениями. Прежде всего, это относится к величине вектора скорости. По результатам расчета величины вектора скорости изменяются в диапазоне от 20 до 200 см/с, тогда как по данным инструментальных измерений скорости суммарных течений составляют 35—60 см/с, а скорости остаточных (непериодических) течений 4—20 см/с [2]. Направле-

ния векторов расчетных и наблюдаемых течений согласуются значительно лучше. Лишь в трех точках угол между ними превышает  $60^\circ$ , а в остальных менее  $10^\circ$ .

В чем причина такого расхождения теоретических и фактических данных? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим теоретические выражения для составляющих скоростей [3]:

$$v_\theta = -\frac{1}{Rl\rho_0 \sin \theta} \left( \sqrt{\frac{K'_v}{K_v}} \frac{\partial P_a}{\partial \lambda} + \rho_0 g \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} + g \frac{\partial}{\partial \lambda} \int_0^z \rho_1 dz \right) - \frac{1}{Rl} M; \quad (1)$$

$$v_\lambda = \frac{1}{Rl\rho_0} \left( \sqrt{\frac{K'_v}{K_v}} \frac{\partial P_a}{\partial \theta} + \rho_0 g \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} + g \frac{\partial}{\partial \theta} \int_0^z \rho_1 dz \right) + \frac{1}{Rl} N. \quad (2)$$

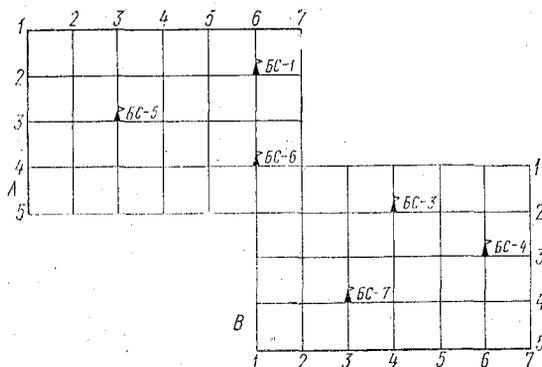


Рис. 2. Расчетная сеточная область полигона «Шелэкс-74».

Из этих выражений следует, что на величины  $v_\theta$  и  $v_\lambda$  влияют три фактора: градиенты атмосферного давления, наклоны уровня поверхности и градиенты интегральной бароклинности. Рассмотрим влияние каждого из них.

Атмосферное давление было задано в виде поля среднего давления за период съемки. Фактические течения были представлены в виде средних значений  $\bar{v}_\theta$  и  $\bar{v}_\lambda$ , осредненных за период съемки. Масштабы осреднения  $P_a$  и  $v_\theta$ ,  $v_\lambda$  по времени одинаковые, следовательно, никаких видимых ошибок в задании поля атмосферного давления нет.

В выражении  $\frac{\partial}{\partial L} \int_0^z \rho_1 dz$  входит аномалия плотности  $\rho_1$ , кото-

рая также задается в виде исходных данных для решения задачи. Здесь возникают большие сложности. Выше говорилось о том, что океанографическая съемка на полигоне «Шелэкс-74» проводилась с 11 по 17 июня, причем одним судном. Очевидно, измеренные значения плотности в каждой точке не согласованы по времени, а так как плотность имеет суточный ход, то поле плотности задано некорректно. Вместо среднего поля плотности за период съемки или мгновенного поля, но одновременного для всех точек, мы задаем «мгновенную» картину поля плотности, в которой в каждой точке задана плотность, относящаяся к своему определенному моменту времени, а следовательно, и состоянию среды. Здесь надо искать пути либо приведения всех значений плотности к одному времени, либо к нахождению среднего значения плотности в каждой точке за период съемки, либо любой другой, но одинаковый для всех точек, временной интервал. Для выяснения роли разновременных значений плотности, предлагается следующее решение. Район Ирландского шельфа характеризуется хорошо выраженным полусуточным приливом. На основании этого можно предположить, что суточный ход плотности в точке подвержен влиянию приливной волны. Из-за небольших размеров полигона можно предположить, что при отсутствии внешних возмущений, значение плотности во всех точках полигона одинаково для определенного момента времени. При этих допущениях значения плотности, наблюдавшиеся последовательно во всех 28 точках полигона, можно считать как изменение плотности в точке в зависимости от времени. Графики временного хода плотности показали, что изменение плотности имеет хорошо выраженный периодический характер для горизонтов 0, 25, 50, 100 м. Были выделены периоды для каждого горизонта и рассчитаны амплитуды синусоиды:

$$A = \sqrt{a^2 + b^2}. \quad (3)$$

Здесь

$$a = \frac{2}{S} \sum_{t=0}^{S-1} \rho(t) \cos \frac{2\pi t}{\tau};$$

$$b = \frac{2}{S} \sum_{t=0}^{S-1} \rho(t) \sin \frac{2\pi t}{\tau},$$

где  $\tau$  — период;  $S$  — гармоника.

Теперь, исключив из хода плотности периодическую часть, можно задать для каждой точки, более или менее отражающее картину в целом, значение плотности.

Для выяснения роли некорректного задания плотности был проведен следующий численный эксперимент. Поле плотности было задано так, что на каждом горизонте  $\rho_1 = \text{const}$  и соответствовало среднему значению плотности для данного горизонта. Оценка новых расчетных данных с фактическими с помощью критерия знаков принесла также неудовлетворительный результат. Надо отметить, что значения  $v_0$  и  $v_\lambda$  значительно превышали наблюдаемые и практически не отличались от значений, полученных при начальном варианте. Следовательно, основная ошибка заключается не в этом.

Рассмотрим теперь выражение  $\partial\zeta/\partial L$ . Для простоты рассуждений относительно роли  $\frac{\partial\kappa}{\partial L}$  рассмотрим, как задается уровенная поверхность  $\zeta$  на границах сеточной области:

$$\zeta = -\frac{1}{\rho_0} \int_0^H \rho_1 dz. \quad (4)$$

Интеграл  $\int_0^H \rho_1 dz$  можно представить в виде суммы двух интегралов:

$$\int_0^H \rho_1 dz = \int_0^{H_1} \rho_1 dz + \int_{H_1}^H \rho_1 dz, \quad (5)$$

где  $H$  — глубина места;  $H_1$  — последний из стандартных горизонтов (0, 25, 50, 100, 200, 500, 1000 м) для данного узла сетки.

В расчетной схеме  $\rho_1$  задается для каждого из стандартных горизонтов. Если глубина места в точке меньше любого из стандартных горизонтов, то аномалия плотности  $\rho_1$  на горизонтах превышающих глубину, задается как  $\rho_1 \equiv 0$ . Тогда (5) предстает в виде

$$\int_0^H \rho_1 dz = \int_0^{H_1} \rho_1 dz, \quad (6)$$

т. е. при данной расчетной схеме в этом случае учитывается не реальная глубина, а глубина залегания последнего при данной глубине стандартного горизонта.

Как известно, минимальная глубина на полигоне «Шелэкс-74» составляет 150 м, значит в любой точке существуют горизонты 0, 25, 50, 100 м. Поэтому сделаем допущение о том, что дно полигона гладкое (но лишь в расчетах компонент течений, а не уровня), глубина не превышает 200 м. На горизонтах 0, 25, 50, 100 и 200 м зададим реальную аномалию плотности, а глубже нулевую аномалию плотности. Такое исключение глубиной бароклинности вод и эффекта СЭБИР, чрезвычайно большого на полигоне, сразу же благотворно сказалось на расчетных полях течений (рис. 3). Величины скоростей течений уменьшились до реальных значений.

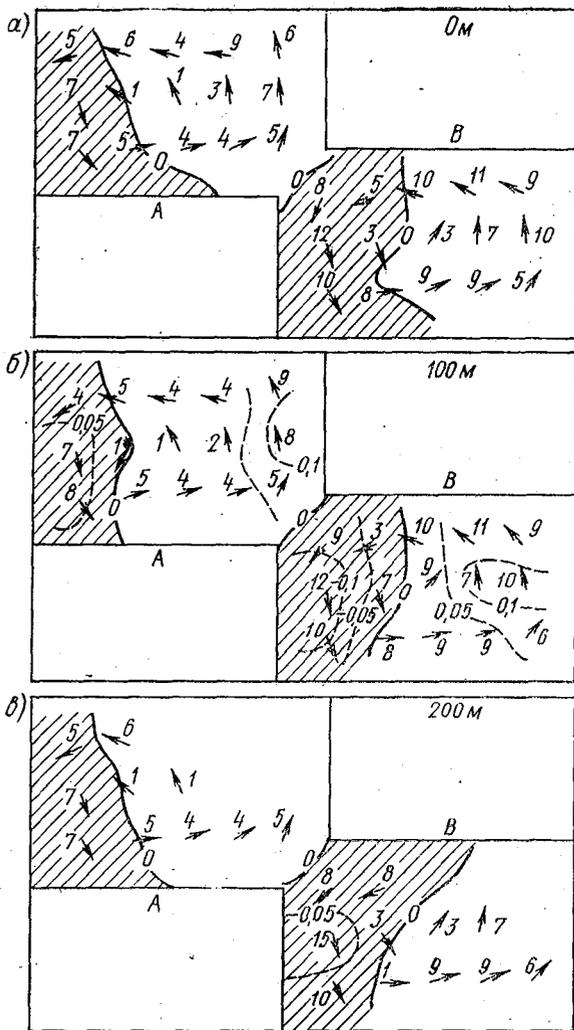


Рис. 3. Расчетные схемы трехмерной циркуляции вод на полигоне «Шелэкс-74» для условий 11—17 июня 1974 г.:

*a*—на поверхности; *б*—на глубине 100 м; *в*—на глубине 200 м. Скорости течений даны в см/с. Изолинии указывают скорость вертикальных движений в  $10^{-3}$  см/с. Зоны подъема вод заштрихованы

Все схемы обнаруживают синоптическую структуру полей течений. В северо-западной и юго-восточной частях полигона очень ярко выражены циклонические мезомасштабные вихри со скоростями 5—12 см/с. Апвеллинг сосредоточен на западных перифериях этих вихрей. В остальной, преобладающей части полигона наблюдается опускание вод. Порядок скоростей вертикальных движений  $0,1 \cdot 10^{-3}$  см/с.

Чтобы оценить достоверность полученных расчетных схем течений, используем инструментальные измерения течений на глубине 25 м, очищенные от приливной составляющей (фильтром с параметром сглаживания 24, 75 часа) и осредненные за период съемки (табл. 1).

Таблица 1

Данные измерений течений на буйковых станциях (БС)  
(осреднены за период четвертой съемки 11—17 июня 1974 г.)

Номер БС	Номер узла сетки		Горизонт, м	$V$ см/с	$\alpha^\circ$	$v_0$	$v_\lambda$
1	2 (A)	6 (A)	25	2,2	148	1,9	1,2
3	2 (B)	4 (B)	—, —	3,0	150	2,6	1,5
4	3 (B)	6 (B)	—, —	3,2	349	—3,1	—0,6
5	3 (A)	3 (A)	—, —	5,2	85	—0,5	5,2
6	4 (A)	6 (A)	—, —	2,4	33	—2,0	1,3
7	4 (B)	3 (B)	—, —	6,2	120	3,1	5,4

В качестве теоретического метода используем достаточно простой метод критерий знаков [5]. Рассмотрим его.

Предположим, что необходимо определить существует ли связь, т. е. согласованность, между двумя группами объектов. Первая группа  $X$  представлена  $n$  членами  $x_i$  ( $i=1, 2, \dots, n$ ), выраженными в количественной или качественной форме. Аналогично первой группе, вторая группа  $X'$  представлена  $n$  членами  $x'_i$ . При этом следует отметить, что  $x_i$  и  $x'_i$  при одинаковом значении  $i$  соответствуют вполне определенной ситуации. Предполагается, что случайные величины  $X_i$  и  $X'_i$ , значения которых наблюдались в  $i$ -ом опыте, независимы друг от друга, последовательные  $n$  наблюдений независимы между собой.

Данная задача может быть сведена к рассмотрению последовательностей  $x_i$  и  $x'_i$  как случайных величин, мерой согласованности которых может служить критерий знаков. Вопрос заключается в том, можно ли считать наблюдаемые в  $\frac{n!}{2!(n-2)!}$  случаях различия между  $x_i$  и  $x_j$  ( $j=1, 2, \dots, n$ ), с одной стороны,

и различия между  $x'_i$  и  $x'_j$ , с другой стороны, для определенных  $i$  и  $j$  соответствующими друг другу, т. е. разности  $x_i - x_j = \Delta x_k$  ( $k=1, 2, \dots, \frac{n!}{(n-2)! 2!}$ ) и  $x'_i - x'_j = \Delta x'_k$  должны иметь одина-

ковый знак, или, наоборот, соответствие знаков между  $\Delta x_k$  и  $\Delta x'_k$  является случайным событием, т. е. совпадение и несовпадение знаков  $\Delta x_k$  и  $\Delta x'_k$  равновероятны. Последнее предположение представляет нулевую гипотезу о несогласованности последовательностей  $X$  и  $X'$ . Сразу следует отметить, что нас интересует только прямая связь между  $X$  и  $X'$  т. е. значительное преимущество разноименных знаков между  $\Delta x_k$  и  $\Delta x'_k$  перед одноименными не будет означать согласованности между  $X$  и  $X'$  в том смысле, в котором она нас интересует.

Примем за исходную точку гипотезу о несогласованности между  $X$  и  $X'$ . Для удобства дальнейших рассуждений обозначим случай совпадения знаков у  $\Delta x_k$  и  $\Delta x'_k$  знаком «+» и случай их несовпадения «-». Число возможных пар  $\Delta x_k$  и  $\Delta x'_k$ , а следовательно, и знаков «+» или «-», равно  $\frac{n!}{2!(n-2)!}$ , обозначим через  $N$ . Последовательность  $N$  знаков можно рассматривать как запись результатов последовательных и независимых испытаний с двумя возможными исходами (плюс или минус), причем вероятность появления каждого из них будет равна

$$p_{(+)} = p_{(-)} = \frac{1}{2}.$$

При этом разности, равные нулю, исключаются из рассмотрения.

Пусть число знаков «-» в нашей последовательности составляет  $k_{N(-)}$  и, следовательно, число знаков «+»  $N - k_{N(-)} = k_{N(+)}$ .

Ранее уже говорилось, что преимущество знаков «-» перед знаками «+» не является показателем связи  $X$  и  $X'$ . В то же время преимущество «+» перед «-» при некотором заданном уровне значимости  $\frac{q}{100}$  и некотором числе  $k_{N(-)} < k_{N(+)}$  может опровергнуть нулевую гипотезу о несогласованности  $X$  и  $X'$ .

Для проверки нулевой гипотезы задаемся уровнем значимости  $\frac{q}{100}$  и выбираем область больших отрицательных отклонений (одностороннюю область II типа). Для этого выбираем число  $a$  так, чтобы точно или приближенно выполнялось равенство [5]:

$$\left( p(k_{N(-)} \leq \frac{N}{2} - a) \right) = p = \frac{q}{100}, \quad (7)$$

причем

$$\left( p(k_{N(-)} \leq \frac{N}{2} - a) \right) = \sum_{k=0}^{N-a} c_N^k \frac{1}{2^N} = p. \quad (8)$$

Вычисленные при помощи (7) целые критические числа  $k_{N(-)}$  для уровней значимости  $q = 1, 5, 10, 25\%$  и значений  $N = 20, 21, \dots, 30$  приведены в табл. 2.

Таблица 2

Критические значения  $k_{N(-)}$  в  $N$  опытах

N	Уровни значимости, q %			
	1	5	10	25
20	4	5	6	7
21	4	6	7	8
22	4	6	7	8
23	5	7	8	9
24	5	7	8	9
25	6	7	9	10
26	6	8	9	10
26	6	8	10	11
28	7	9	10	11
29	7	9	10	12
30	8	10	11	12

Применим критерий знаков к оценке согласованности расчетного ( $X$ ) и фактического ( $X'$ ) полей течений. В табл. 3 приведены расчетные данные о течениях на глубине 25 м в период четвертой съемки.

Таблица 3

Результаты расчета течений на глубине 25 м

Номер БС	1	3	4	5	6	7
$v_0$ см/с	-8,0	-2,5	-10,0	-0,5	-5,0	0,5
$v_\lambda$ см/с	-1,0	-9,0	-1,0	0	2,0	8,0

Нам необходимо вначале проверить гипотезу о несогласованности расчетных и фактических данных о течениях. В табл. 4 приведены знаки разностей между парами значений  $v_0^\phi$  и  $v_\lambda^\phi$  и парами значений  $v_0^p$  и  $v_\lambda^p$  для всех возможных комбинаций.

Сочетания	$v_{\theta}$ факт.	$v_{\theta}$ расч.	Знак членов последовательности	$v_{\lambda}$ факт.	$v_{\lambda}$ расч.	Знак членов последовательности
1-3	-	-	+	-	+	-
1-4	+	+	+	+	0	0
1-5	+	-	-	-	-	+
1-6	+	-	-	-	-	+
1-7	-	-	+	-	-	+
3-4	+	+	+	+	-	-
2-5	+	-	-	-	-	+
3-6	+	+	+	0	-	0
3-7	-	-	+	-	-	+
4-5	-	-	+	-	-	+
4-6	-	-	+	-	-	+
4-7	-	-	+	-	-	+
5-6	+	+	+	+	-	-
5-7	-	-	+	-	-	+
6-7	-	-	+	-	-	+

Получили  $k_{28(-)} = 6$ .

Обращаясь к табл. 2, можно сделать вывод, что нулевая гипотеза о несоответствии фактических и расчетных данных отвергается даже на таком высоком уровне значимости, как  $q=1\%$ . Следовательно, расчетные данные достаточно хорошо отражают действительную картину.

Отметим, что полученные результаты следует рассматривать как первые шаги по изучению адекватных свойств модели Саркиняна А. С. Исследования необходимо продолжить.

Считаем своим приятным долгом выразить благодарность и признательность проф. Б. Н. Беляеву за ценные советы и помощь в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев Б. Н., Кузнецова Л. Н., Мартыненко С. В. Методика и некоторые результаты оценки репрезентативности теоретических моделей циркуляции. — Тезисы докл. на II Всесоюзной конференции «Технические средства изучения и освоения океана». Л., изд. ЛКИ, 1978, вып. 3, с. 150.
2. Дубровин Б. И., Цыганов В. Ф., Чернышков П. П., Федурлов П. П. Исследования динамических процессов на промыслово-океанографических полигонах «Шелэкс-74». — Тр. Атл. научно-исследовательского института рыбного хозяйства и океанографии, 1978, вып. 76, с. 54-68.

3. Саркисян А. С. Численный анализ и прогноз морских течений. — Л.: Гидрометеониздат, 1977. — 182 с.
4. Тюряков Б. И., Кузнецова Л. Н., Седых К. А. Мезомасштабная структура трехмерной циркуляции в промысловом районе северо-западной Африки. — В сб.: Исследование и освоение Мирового океана, изд. ЛПИ, 1978, вып. 66, с. 116—129 (ЛГМИ).
5. Смирнов А. П., Дунин-Барковский И. В. Курс теории вероятности и математической статистики для технических приложений. — М.: Наука, 1969. — 101 с.

УДК 551.465

*А. П. БЕЛЫШЕВ, Ю. П. КЛЕВАНЦОВ, С. М. МИКУЛИНСКАЯ,  
В. А. РОЖКОВ (ЛО ГОИН)*

### **АНАЛИЗ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ ТЕЧЕНИЙ**

Одним из наиболее распространенных видов натуральных наблюдений над течениями является синхронная регистрация скоростей течений  $\vec{v}(t, z)$  на ряде горизонтов  $z_j$ ,  $j=1, \dots, q$ , с помощью самописцев, установленных на автономных буйковых станциях. Обработка и анализ результатов таких измерений проводятся по совокупности реализаций векторного процесса или по выборочной функции векторного поля.

Интерес к выявлению закономерностей вертикальной структуры течений заставлял исследователей применять различные методы представления результатов обработки натуральных данных, В работах [4, 6] приведены графики вертикального распределения средних скоростей течений, автокорреляционных функций и автоспектральных плотностей на ряде горизонтов. Такой способ представления базируется на независимом анализе каждой из реализаций на фиксированном горизонте; синхронность измерений учитывается не в способе обработки данных, а лишь в их сопоставлении. Отметим также покомпонентную форму анализа, когда анализируется отдельно каждая из проекций скоростей течений на декартовы оси: вероятности характеристики этих проекций являются инвариантными величинами. В работе [5] этот недостаток анализа учтен путем сопоставления инвариантов автоспектрального тензора, что позволило проследить за вертикальными изменениями спектральной структуры течений, а именно, показать неизменность положения основных энегронесущих зон на разных горизонтах, установить анизотропию колебаний скоростей течений и преобладающую направленность вращательных движений.

Следующий шаг в развитии методов анализа был сделан в работах [1, 2]. Авторы этих работ разложили вектор-функцию  $\vec{v}(t, z)$  в ряд по системе ортонормированных базисных функций, взяв в качестве базисных функций собственные векторы  $\varphi_k(z_j)$ ,  $\psi_k(z_j)$  корреляционных матриц  $K_{v_1}(z_i, z_j)$ ,  $K_{v_2}(z_i, z_j)$ , т. е. естественные ортогональные составляющие.

Декартовы проекции  $v_1(t, z_j)$ ,  $v_2(t, z_j)$  скорости течения записаны в виде

$$\begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix} (t, z_j) = \sum_{k=1}^m \begin{pmatrix} a_k \\ b_k \end{pmatrix} (t) \begin{pmatrix} \varphi_k \\ \psi_k \end{pmatrix} (z_j), \quad (1)$$

где  $a_k(t)$ ,  $b_k(t)$  — коэффициенты разложения, вычисляемые по формулам

$$\begin{pmatrix} a_k \\ b_k \end{pmatrix} (t) = \sum_j \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix} (z_j, t) \begin{pmatrix} \varphi_k \\ \psi_k \end{pmatrix} (z_j). \quad (2)$$

При таком способе задания базисных функций отрезок ряда (1) приближает функцию  $\vec{v}(t, z_j)$  с наименьшей среднеквадратической погрешностью при заданном  $m$ .

Метод позволяет свести анализ закономерностей вертикальной структуры течений к анализу естественных ортогональных составляющих  $\varphi_k(z)$ ,  $\psi_k(z)$ , детерминированных функций от вертикальной координаты  $z$ ; и коэффициентов  $a_k(t)$ ,  $b_k(t)$ , являющихся случайными функциями аргумента  $t$ . По данным натурных измерений течений на Атлантическом полигоне-70 в работах [2, 3] показано, что несмотря на значительную изменчивость элементов корреляционных матриц проекций скоростей течений при переходе от одной точки полигона к другой и от одного промежутка времени к другому, собственные векторы этих матриц меняются мало. Этот факт свидетельствует, в частности, о том, что статистические оценки функций  $\varphi_k(z)$ ,  $\psi_k(z)$  являются достоверными, их выборочная изменчивость незначительна и гипотеза стационарности процесса может быть положена в основу анализа натуральных данных.

Кроме того, было показано, что функции  $\varphi_k(z)$  и  $\psi_k(z)$  оказались довольно близкими, то есть можно для обеих проекций скорости течения задать единый набор базисных функций. Этот факт свидетельствует, в частности, об инвариантности базиса  $\varphi_k(z)$  по отношению к повороту системы координат.

Рассматриваемый метод, используя вероятные характеристики проекций скоростей течений, позволяет понизить мерность анализируемых характеристик за счет разделения их зависимости от  $z$  и  $t$ ; вводит в рассмотрение довольно большое количество новых величин: базисных функций, авто- и взаимных корреляционных функций и спектральных плотностей коэффициентов (2) разложе-

ния (1); усложняет анализ характеристик скоростей течений, так как указанные величины с разных сторон характеризуют закономерности вертикальной структуры течений, но единого наглядного представления в сжатой форме не дают.

В настоящей работе предпринята попытка развить метод анализа выборочных функций векторного поля  $\vec{v}(t, z)$  с учетом взаимосвязи значений этого поля по обоим аргументам и представить вероятностные характеристики анализируемого поля в инвариантной форме. Будем считать случайную функцию  $\vec{v}(t, z)$  стационарной по  $t$  и неоднородной по  $z$  и выберем в качестве ее вероятностных характеристик математическое ожидание

$$m_{\vec{v}}(z) = M \{ \vec{V}(t, z) \}, \quad (3)$$

корреляционную функцию

$$K_{\vec{v}}(\tau, z_i, z_j) = M \{ \vec{V}^\circ(t, z_i) (\otimes) \vec{V}^\circ(t + \tau, z_j) \} \quad (4)$$

и спектральную плотность

$$S_{\vec{v}}(\omega, z_i, z_j) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} K_{\vec{v}}(\tau, z_i, z_j) \exp(-i\omega\tau) d\tau, \quad (5)$$

где  $M\{\cdot\}$  — оператор математического ожидания;  $(\otimes)$  — знак тензорного умножения.

При каждом фиксированном значении аргумента  $(\cdot, z_i, z_j)$  корреляционная функция (4) и спектральная плотность (5) являются тензорами второго ранга; обозначим их через  $B(\cdot, z_i, z_j)$ . При  $i = j$  величина  $B$  имеет смысл автокорреляционного или автоспектрального тензора, при  $i \neq j$  — взаимнокорреляционного или взаимноспектрального тензора. Каждому тензору  $B$  можно поставить в соответствие три инварианта  $\lambda_1(\cdot)$ ,  $\lambda_2(\cdot)$ ,  $D(\cdot)$ , так как

$$B(\cdot) = \lambda_1(\vec{e}_1 \otimes \vec{e}_1) + \lambda_2(\vec{e}_2 \otimes \vec{e}_2) + D(\vec{e}_1 \otimes \vec{e}_2 - \vec{e}_2 \otimes \vec{e}_1), \quad (6)$$

где  $\vec{e}_1, \vec{e}_2$  — базисные векторы.

Инварианты  $\lambda_1(\cdot)$ ,  $\lambda_2(\cdot)$  имеют смысл авто- и взаимных корреляционных функций и спектральных плотностей проекций скоростей течений на главные оси тензорной кривой второго порядка.

Инвариант  $D(\cdot)$  является индикатором вращательных движений и характеризует общность ортогональных изменений векторного процесса во временной или частотной областях. Инвариант

$$I_1(\cdot) = \lambda_1(\cdot) + \lambda_2(\cdot) \quad (7)$$

характеризует, соответственно, общность коллинеарных изменений векторного процесса.

Таким образом, учитывая соотношения (4)—(7), анализ вертикального распределения скоростей течений сводится к изучению полей  $\chi(\cdot, z_i, z_j)$  инвариантных характеристик  $\lambda_{1,2}(\cdot)$ ,  $I_1(\cdot)$  и  $D(\cdot)$  тензоров (4) и (5).

Рассмотрим в качестве примера изменение спектральной плотности течений в двух сечениях функции  $S_{\vec{V}}^*(\omega, z_i, z_j)$  при значениях  $\omega_1 = 0,436$  и  $\omega_2 = 0,0436$  рад/ч, соответственно относящихся к инерционным и синоптическим колебаниям. Спектральные плотности рассчитаны по данным измерений скоростей течений на четырех горизонтах АБС № 6, выполненной НИС «Рудольф Самойлович» в -978 г. в центральной Балтике.

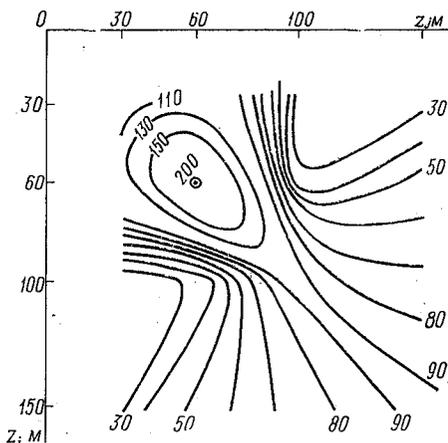


Рис. 1. Поле спектрального инварианта  $I_1^*(\omega, z_i, z_j)$  в  $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{ч}$  на частоте инерционных колебаний (АБС А/6, «Рудольф Самойлович», 1978 г.,  $\omega = 0,436$  рад  $\cdot$  ч $^{-1}$ ).

Наибольшая интенсивность изменчивости течений в инерционном диапазоне частот на рассматриваемой вертикали (рис. 1) отмечается на горизонте 60 м, выше и ниже этого горизонта она уменьшается в два раза. Близость значений инвариантов  $I_1^*(\omega)$  и  $D^*(\omega)$  на каждом из горизонтов говорит о вращательном характере изменчивости инерционных течений. На всех горизонтах вращение происходит по часовой стрелке (рис. 2).

По виду обоих полей можно сделать качественный вывод о том, что наибольшая взаимосвязь изменений скорости течений имеет место между горизонтами 30 и 60 м, 100 и 150 м.

Вращательный характер изменчивости интерционных течений позволяет рассчитать когерентности по формуле

$$\mu_{\vec{V} \vec{U}}^2(\omega) = \frac{|\operatorname{Re} I_1^{\vec{V} \vec{U}}(\omega)|^2 + |I_m I_1^{\vec{V} \vec{U}}(\omega)|^2}{I_1^{\vec{V}}(\omega) I_1^{\vec{U}}(\omega)} \quad (8)$$

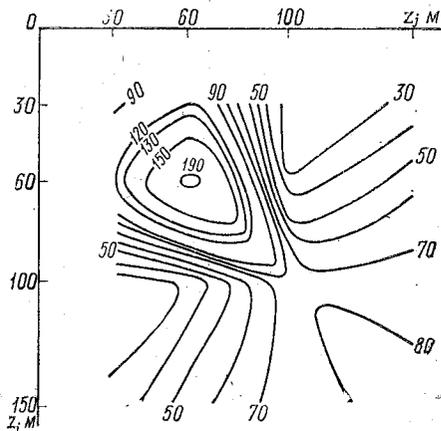


Рис. 2. Поле спектрального инварианта  $D^*(\omega, z_i, z_j)$   $\text{всм}^2 \cdot \text{с}^{-2}$  ч на частоте инерционных колебаний.

Таблица 1

Значения когерентности  $\mu^*(\omega)$  на частоте инерционных колебаний

Горизонт, м	30	60	100	150
30	1	0,899	0,234	0,286
60		1	0,224	0,410
100			1	0,788
150				1

Приведенные значения когерентности позволяют сделать предположение о возможности существования в инерционном диапазоне частот двух сравнительно однородных слоев: подповерхностного (между горизонтами 30 и 60 м) и глубинного — между горизонтами 100 и 150 м, где когерентность возрастает до 0,899 и 0,788, соответственно, оставаясь между слоями в 2—4 раза меньше, чем внутри них. При этом фазовые соответствия между

подповерхностным и глубинным слоями, рассчитанные различными способами, вполне удовлетворительны. Так, среднеквадратическая разность фаз между 60 и 150 м, определенная по реализациям на этих горизонтах, составила  $-162^\circ$ , а разности фаз, рассчитанные относительно 30 и 150 м, составили  $-176^\circ$  и  $-171^\circ$ . Между 60 и 100 м непосредственный расчет дал  $52^\circ$ , а относительно горизонтов 30 и 150 м получилось  $13^\circ$  и  $59^\circ$ . Такое соответствие объясняется однотипным характером колебаний в инерционной полосе частот по всей вертикали.

Наибольшая интенсивность изменчивости течений в синоптической полосе частот (рис. 3) отмечается также на 60 м, однако изменение интенсивности с глубиной отличается от изменения инерционных колебаний.

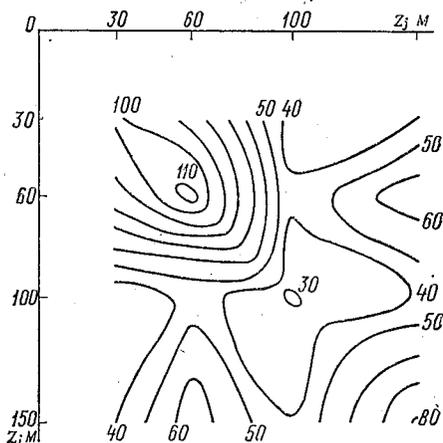


Рис. 3. Поле спектрального инварианта  $I_1^*$  ( $\omega, z_i, z_j$ ) в  $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{ч}$  на частоте синоптических колебаний  $\omega = 0,0436 \text{ рад} \cdot \text{ч}^{-1}$ .

Почти на всех горизонтах интенсивность вращательных изменений скоростей течения в синоптической энергонесущей зоне на порядок меньше интенсивности коллинеарных изменений, то есть изменения течений имеют «сжатую» эллиптическую форму. Всюду ниже 30 м вращение происходит против часовой стрелки. Изменение ориентации большой оси эллипса по всей вертикали не превышает  $20^\circ$ .

В этой зоне значения  $\mu^*(\omega)$  по формуле (8) получаем очень приближенные.

В отличие от инерционных колебаний изменение взаимосвязи течений в синоптической зоне колебаний имеет характер, близкий

к линейному, что, по-видимому, объясняется масштабностью явления. Наибольшая разность фаз не превышает четверти периода, причем колебания на всех нижележащих горизонтах «отстают» по фазе от верхних.

Таблица 2

Значения когерентности  $\mu^*(\omega)$  на частоте синоптических колебаний

Горизонт, м	30	60	100	150
30	1	0,82	0,56	0,44
60		1	0,79	0,70
100			1	0,86
150				1

Как видно из приведенного примера, метод позволяет получать наглядную интерпретацию кинематики скоростей течений по вертикали. Однако предлагаемые характеристики (поля инвариантов) многомерны, что затрудняет их использование. Для понижения мерности полей корреляционных и спектральных инвариантов можно использовать метод разложения по естественным составляющим. Любой инвариант можно представить в виде

$$I(\cdot, *) = \sum_k A_k(*) \Psi_k(\cdot), \quad (9)$$

где  $A_k(*)$  — коэффициенты разложения, являющиеся функциями времени (или частоты), а  $\Psi_k(\cdot)$  — собственные векторы, которые для взаимного тензора являются полями, а для автотензора — векторами.

Для уточнения вида  $A_k(*)$  и  $\Psi_k(\cdot)$  выразим инварианты корреляционного (или спектрального) тензора через главные компоненты разложения (1):

$$\left. \begin{aligned} Y_1(\tau, z_i, z_j) &= K_{v_1}(\tau, z_i, z_j) + K_{v_2}(\tau, z_i, z_j) = \\ &= \sum_{k=1}^m [K_{a_k}(\tau) \varphi_k(z_i) \varphi_k(z_j) + K_{b_k}(\tau) \psi_k(z_i) \psi_k(z_j)]; \\ \Omega(\tau, z_i, z_j) &= K_{v_1 v_2}(\tau, z_i, z_j) - K_{v_2 v_1}(\tau, z_i, z_j) = \\ &= \sum_{r=1}^m \sum_{k=1}^m [K_{a_r b_k}(\tau) \varphi_r(z_i) \psi_k(z_j) - K_{b_r a_k}(\tau) \psi_r(z_i) \varphi_k(z_j)]. \end{aligned} \right\} (10)$$

При  $i=j$  (10) есть инварианты авто-, а при  $i \neq j$  — взаимного тензора. Таким же способом можно выразить через естественные составляющие другие инварианты.

Если системы собственных векторов  $\{\varphi_k\}$  и  $\{\psi_k\}$  близки, (10) можно упростить:

$$Y_1(\tau, z_i, z_j) = \sum_{k=1}^m [K_{a_k}(\tau) + K_{b_k}(\tau)] \varphi_k(z_i) \varphi_k(z_j) = \\ = \sum_{k=1}^m Y_1^{(a_k, b_k)}(\tau) \varphi_k(z_i) \varphi_k(z_j); \quad (11)$$

$$\Omega(\tau, z_i, z_j) = \sum_{r=1}^m \sum_{k=1}^m [K_{a_r, b_k}(\tau) - K_{b_r, a_k}(\tau)] \varphi_r(z_i) \varphi_k(z_j) = \\ = \sum_{r=1}^m \sum_{k=1}^m \Omega^{(a_r, b_k)}(\tau) \varphi_r(z_i) \varphi_k(z_j),$$

где  $Y_1^{(a_k, b_k)}(\cdot)$ ,  $\Omega^{(a_r, b_k)}(\cdot)$  — инварианты корреляционного (или спектрального) тензора реализации векторов с координатами, равными соответствующим коэффициентам  $(a_k(t), b_k(t))$  и  $a_r(t), b_r(t)$  разложений (1) проекций  $\vec{v}(t, z)$ , то есть главные компоненты  $A_k^*$  для  $I_1(\cdot, z_i, z_j)$  равны инварианту  $Y_1^{(a_k, b_k)}(\cdot)$ , а собственные векторы  $\psi_k(z_i, z_j)$  в (9) равны произведению собственных векторов исходных разложений

$$\Psi_k(z_i, z_j) = \varphi_k(z_i) \varphi_k(z_j).$$

в случае автоинварианта  $\psi_k(z_i) = \varphi_k^2(z_i)$ .

В дополнение к корреляционно-спектральной характеристике вертикальной структуры скоростей течений необходимо оценить поведение совокупности векторов в каждой индивидуальной эпюре. Для этой цели необходимо дополнить расчет двумерных распределений компонентов скоростей течений на отдельных горизонтах расчетом довольно наглядной вероятностной характеристики

$$F_{\vec{V}(z)}(\lambda, \mu) = P \left\{ \max_{j, k} (\alpha_j - \alpha_k) < \lambda, \max_{j, k} (|\vec{V}_j| - |\vec{V}_k|) < \mu \right\}, \quad (12)$$

где  $j, k = 1, 2, \dots, q$ ;  $q$  — число горизонтов измерений. Интерпретация двумерного распределения (12) очевидна: это вероятность того, что векторы скорости течений по вертикали отличаются по модулю не более чем на  $\mu$  см·с<sup>-1</sup>, а по направлению — не более чем на  $\lambda^\circ$ . Таким образом, по виду распределения (12) можно судить о том, насколько поток однороден по вертикали и насколько он устойчив; варьируя  $j$  и  $k$ , можно выделить слои с преобладающими направлениями перемещения водных масс.

Наибольший интерес представляют оценки степени однородности эпюр скоростей течений по направлениям через распределение величин  $\Delta_k = \alpha_j^\circ - \alpha_k^\circ$ ,  $\Delta_{\max} = \max(\Delta_k)$ ;  $k = 2, 3, \dots, q$ . Изменчивость скоростей течений по модулю была незначительной.

поэтому для лучшей обозримости результатов анализа величины  $\delta_k = |\vec{V}_1| - |\vec{V}_k|$  были заменены на  $\bar{\delta} = \frac{1}{q} \sum_{k=1}^q |\vec{V}_k|$ . Для примера приведем несколько распределений  $\Delta_{\max}$  и  $\bar{\delta}$ .

На рис. 4 приведены графики распределения максимальных отклонений направлений скорости на 16 горизонтах от направления на верхнем (25 м) и средних по вертикали модулей скорости для 17 горизонтов АБС № 18 Атлантического полигона-70 ( $z^j = 25 - 4500$  м).

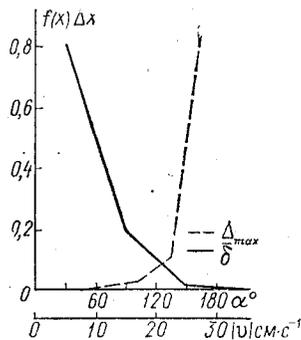


Рис. 4. Плотности распределений скоростей течений по эпюрам (24—4500 м) на АБС № 18 Атлантического гидрофизического полигона — 70 от векторов верхнего горизонта (объем выборки 553 вертикали).

Из рисунка видно, что 99% вертикалей имеют разброс векторов скоростей течений по направлению больше  $\pm 89^\circ$ ; 96% вертикалей имеют разброс больше  $\pm 149^\circ$ , то есть в сектор  $\pm (150 - 180^\circ)$  попадают 85% отклонений. Это свидетельствует о большой пространственной неоднородности течений по глубине (несмотря на единство спектральной структуры на всех горизонтах измерений).

Изменчивость средних по вертикали значений модуля скорости течений невелика: около 80% значений лежат в пределах 0—9 см с<sup>-1</sup>, лишь 0,2% — превышают 10 см с<sup>-1</sup>. Зафиксированный существенный разброс векторов скоростей течений по вертикали указывает на необходимость рассмотреть изменчивость этих векторов по слоям.

Использование двумерного распределения позволяет детализировать оценку разброса направлений в зависимости от значений среднего по вертикали модуля скорости. Рассмотрим приведенные в табл. 3 результаты расчета распределения  $f_{\alpha, \bar{\delta}}^*(\lambda, \mu) \Delta\lambda\Delta\mu$  (в %) по данным АБС № 6, выполненной НИС «Рудольф Самойлович» в 1978 г., на горизонтах 30, 60, 100, 150 м при объеме выборки 553 вертикали.

Данные таблицы показывают, что 58% вертикалей имеют разброс меньше  $\pm 90^\circ$ , 39% — даже меньше  $\pm 60^\circ$ , и лишь 10% попадают в сектор  $\pm 150 - 180^\circ$ , то есть изменчивость эпюр существенно меньше, чем в поверхностном слое АБС № 18 в Атлантике при примерно одинаковой толщине слоя измерений. В то же время изменчивость значений средних по вертикали модулей скоростей заметно больше при общем уменьшении значений  $\bar{\delta}$ .

Анализ результатов обработки различных натурных данных показал, что алгоритм позволяет получить наглядную и информативную статистическую оценку двух существенных параметров

вертикальной структуры потоков: наибольших разбросов модулей и направлений скоростей течений для последовательности индивидуальных эпюр с любым числом горизонтов в ней;

— рассмотренные распределения дополняют существенно новой информацией распределения скоростей течений  $\vec{v}(t, z)$  на отдельных фиксированных горизонтах  $z_j$ ;

Таблица 3

Совместное распространение по вертикали модуля и аргумента векторов скорости течения

$\Delta_{\max}$  , см с <sup>-1</sup>	Градации, град.						
	0—29	30—59	60—89	90—119	120—149	150—180	0—180
0—9	0,6	3,4	3	4	5	2	18,7
10—19	8	24	16	10	11	7	75,4
20—29	0,2	3	0,6	0,6	1	0,8	5,9
0—29	9	31	19	15	17	10	100

— распределения  $f_{\alpha, \delta}^*$  ( $\lambda, \mu$ )  $\Delta\lambda\Delta\mu$ , получаемые независимо от распределений  $f_{\vec{v}}^*$ , являются более общей характеристикой, так как позволяют оценить параметры разброса отклонений  $\vec{v}(t, z_j)$ ,  $j=2, 3, \dots, q$  от  $\vec{v}(t, z_1)$  для каждой эпюры в целом, рассматривая каждую эпюру как единый объект;

— рассмотренный алгоритм позволяет выделить путем последовательного перебора различных сочетаний  $\vec{v}(t, z_j)$  слои с различной степенью однородности, что также существенно дополняет информацию о спектральной структуре поля течений  $\vec{v}(t, z)$ ;

— рассмотренные распределения для разных районов Балтийского моря и его заливов показывают наличие заметных различий в вертикальной структуре полей течений  $\vec{v}(t, z)$  при общей для всех районов значительной частоте попадания максимальных отклонений направления в сектор 150—180°, то есть наличия в эпюрах на разных горизонтах противоположно направленных векторов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Василенко В. М., Гаврилин Б. Л., Мирабель А. П. Статистические характеристики вертикальной структуры течений в Атлантическом океане. — Изв. АН СССР, ФАО, 1972, т. 8, № 10, с. 1042—1051.

2. Василенко В. М., Мирабель А. П. О параметризации вертикальной структуры течений в тропической Атлантике с помощью статистически ортогональных функций. — Океанология, 1976, т. 16, вып. 2, с. 222—228.
3. Василенко В. М., Мирабель А. П. О вертикальной структуре течений в различных диапазонах частот. — Изв. АН СССР, ФАО, 1977, т. 13, № 3, с. 328—331.
4. Зыков И. Д. и др. Вертикальная структура течений в западной части Гренландского моря. — Труды ААНИИ, 1974, с. 312.
5. Бельшев А. П., Клеванцов Ю. П., Микулинская С. М., Рожков В. А. Корреляционный и спектральный анализ скоростей течений в инвариантной форме. — Труды ГОИН, 1978, вып. 147, с. 24—33.
6. Озмидов Р. В. Горизонтальная турбулентность и турбулентный обмен в океане. — М.: Наука, 1968. — 199 с.
7. Рожков В. А. Методы вероятностного анализа океанологических процессов. — Л.: Гидрометеонздат, 1979. — 278 с.

УДК 551.466.5

*А. В. НЕКРАСОВ (ЛВИМУ имени адмирала С. О. Макарова)*

## **СПОСОБ РАСЧЕТА ПРИЛИВНЫХ КОЛЕБАНИЙ, ТРАНСФОРМИРОВАННЫХ СООРУЖЕНИЕМ ПЛОТИНЫ В ВЕРШИНЕ ЗАЛИВА**

Гидродинамическое моделирование прогностической приливной картины, возникающей при трансформации природного приливного режима в морском бассейне гидротехническими сооружениями типа приливных электростанций (ПЭС), связано с рядом специфических трудностей. В отличие от моделирования фактически существующего прилива здесь требуется воспроизвести картину, характеристики которой заранее неизвестны на всех, в том числе и на жидких (открытых), границах бассейна. Таким образом, эта задача не может решаться по типу обычных граничных задач [1, 2, 3]. Воспроизвести трансформированный прилив на модели можно только рассматривая его как следствие реакции водной массы бассейна на определенное внешнее воздействие.

Если рассматривать бассейн, имеющий форму залива, и считать прилив гармоническим и индуцированным [1], то внешнее воздействие можно охарактеризовать параметрами (амплитудой и фазой) приливной волны, вторгающейся в залив из океана (первичная волна). Любое гидротехническое сооружение, изменяющее геометрию и диссипативные свойства бассейна, ведет к трансформации его реакции, но оставляет неизменным внешнее воздействие. Отсюда следует, что именно параметры первичной волны могут быть использованы в качестве стабильного граничного усло-

вия на жидкой границе при расчете трансформированного прилива. Эти параметры должны быть выделены из фактически существующей картины прилива и затем использованы в зафиксированном виде при расчете прогностической картины.

Проиллюстрируем сказанное на простой аналитической модели индуцированного прилива в схематизированном заливе, имеющем длину  $L$  и постоянную глубину  $h$  (рис. 1). Пусть внешнее воздействие имеет вид плоской прогрессивной волны, которой соответствуют следующие возмущения уровня  $\eta$  и скорости течения  $u$ :

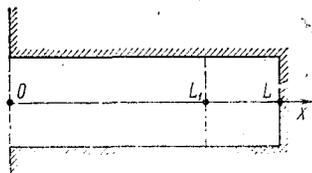


Рис. 1. Идеализированный залив постоянной ширины и глубины.

$$\left. \begin{aligned} \eta_a &= a \cdot \cos(\sigma t - kx - \varepsilon), \\ u_a &= a \sqrt{g/h} \cos(\sigma t - kx - \varepsilon). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь  $a$  — амплитуда первичной волны;  $\varepsilon$  — ее фаза на входе в залив (при  $x=0$ );  $\sigma$  — приливная частота:  $k=2\pi/\lambda=\sigma/\sqrt{gh}$  — волновое число;  $\lambda$  — длина волны;  $g$  — ускорение свободного падения. Как показано в [1], реакция на такое воздействие формируется путем многократного отражения на концах бассейна и состоит из двух суммарных противоположно направленных прогрессивных волн, которым в используемых здесь (несколько отличных от применявшихся в [1]) обозначениях соответствуют следующие выражения для колебаний уровня:

$$\left. \begin{aligned} \eta^+ &= A \cos(\sigma t - kx - \varkappa), \\ \eta^- &= r_L A \cos(\sigma t + kx - \varkappa - 2kL), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

причем, кроме того,

$$\eta^+ = \eta_a + r_0 r_L A \cos(\sigma t - kx - \varkappa - 2kL). \quad (3)$$

Аналогичные выражения для течений имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} u^+ &= A \sqrt{g/h} \cos(\sigma t - kx - \varkappa), \\ u^- &= -r_L A \sqrt{g/h} \cos(\sigma t + kx - \varkappa - 2kL), \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

и, кроме того,

$$u^+ = u_a + r_0 r_L A \sqrt{g/h} \cos(\sigma t - kx - \varkappa - 2kL). \quad (5)$$

Здесь верхние значки (+) и (−) означают принадлежность к прямой и встречной суммарным волнам;  $A$  — амплитуда прямой волны, а  $\varkappa$  — ее фаза на входе в залив (при  $x=0$ ). Добавка  $2kL$  в тригонометрическом множителе учитывает фазовый сдвиг за счет двойного пробега волны вдоль бассейна. Величины  $r_0$  и  $r_L$  означают

амплитудные коэффициенты отражения в концах бассейна. При этом коэффициент  $r_0$ , характеризующий потери энергии на излучение в океан (мерой этих потерь служит величина  $1 - r_0^2$ ), остается неизменным при трансформации приливной картины гидротехническими сооружениями. Со своей стороны коэффициент  $r_L$  характеризует потери энергии (их мерой является величина  $1 - r_L^2$ ) за счет трения при отражении в вершине залива, т. е. служит для параметризации прибрежных диссипативных эффектов. При отсечении вершины залива плотиной интенсивность диссипации, а следовательно, и коэффициент  $r_L$  в общем случае, безусловно, должны измениться. В целом установившийся режим приливных колебаний в пределах бассейна обусловлен равновесием между непрерывным притоком энергии с первичной волной и потерями энергии на излучение (при  $x=0$ ) и на диссипацию (в основном при  $x=L$ ).

Полное суммарное колебание представляет собой суперпозицию прямой и встречной волн, и для него можно записать:

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \eta^+ + \eta^- = H \cos(\sigma t - g), \\ u &= u^+ + u^- = U \cos(\sigma t - g_u). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Для конкретной гармонической составляющей прилива величины  $H$  и  $g$  будут представлять собой зависящие от  $x$  гармонические постоянные (амплитуду и угол положения) данной составляющей «волны», а величины  $U$  и  $g_u$  — аналогичные гармонические постоянные приливного течения.

Полученные выражения дают возможность установить зависимость между гармоническими постоянными ( $H$ ,  $g$ ) и параметрами первичной волны ( $a$ ,  $\varepsilon$ ). Найдем соответствующие соотношения для жидкой границы, т. е. при  $x=0$ . При этом условии, подставляя в левую часть выражения (3) значение  $\eta^+$  из (2), а в правую — значение  $\eta_a$  из (1) и используя также выражения (6), получаем после некоторых преобразований:

$$\left. \begin{aligned} \frac{H}{a} &= \sqrt{\frac{1 + 2r_L \cos 2kL + r_L^2}{1 + 2q \cos 2kL + q^2}}, \\ g - \varepsilon &= \arctg \frac{(r_L - q) \sin 2kL}{1 + (r_L + q) \cos 2kL + r_L q}, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где  $q = |r_0 r_L|$  (отметим, что в нашем случае  $r_0 < 0$ ). Связь, выражаемая соотношениями (7) и изображенная на рис. 2, позволяет по известным гармоническим постоянным на входе в залив находить параметры первичной волны, неизменность которых в процессе трансформации прилива является условием, на основании которого определяется его прогностическая картина.

Как указывалось выше, трансформация прилива плотиной, отсекающей вершину залива, обусловлена двумя факторами: изме-

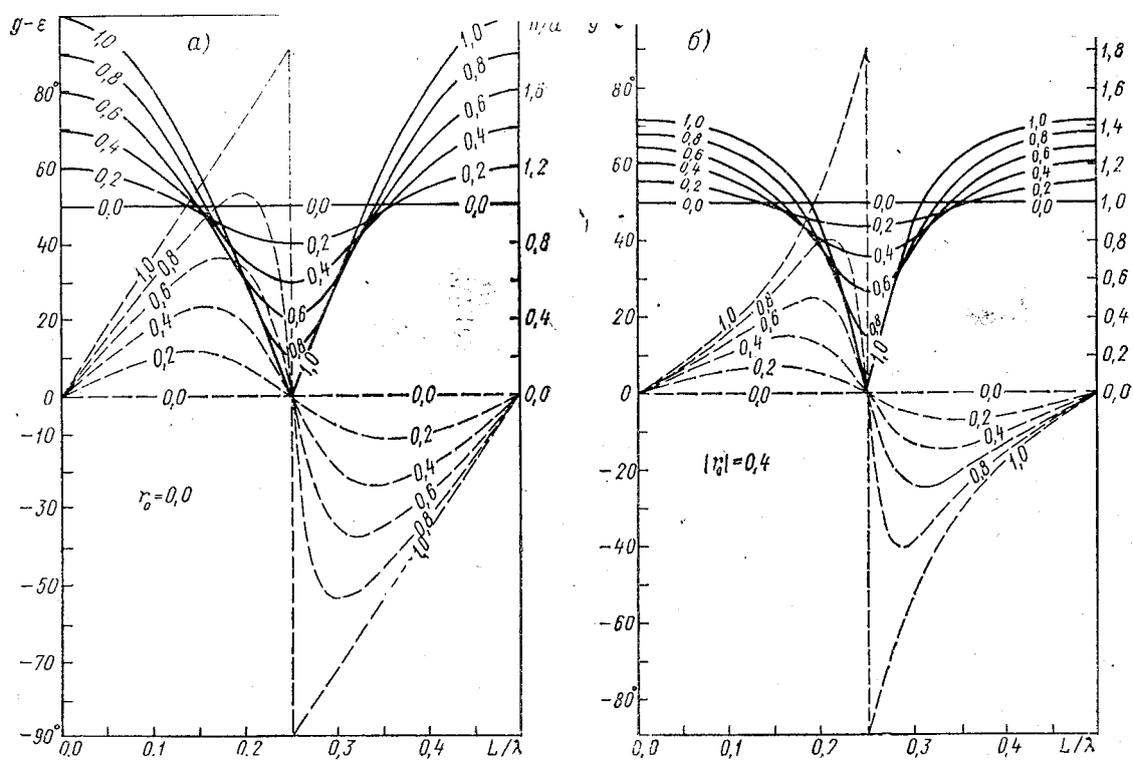


Рис. 2. Связь между гармоническими постоянными ( $H$  и  $g$ ) и параметрами первичной волны ( $a$  и  $\epsilon$ ) на входе в идеализированный залив в зависимости от его относительной длины ( $L/\lambda$ ) и коэффициента отражения в вершине ( $r_L$ ):

Сплошные линии—величины  $H/a$ ; прерывистые линии—величины  $g - \epsilon$ ; цифры на кривых—значения  $r_L$ ; а—при нулевом отражении на входе в залив ( $r_0 = 0$ ); б—при ощутимом отражении на входе в залив ( $r_0 = -0,4$ )

нением геометрии бассейна и изменением его диссипативных свойств. В нашем случае идеализированного бассейна такое двойное воздействие можно учесть, поместив плотину, например, в точке  $x=L_1$  (см. рис. 1) и задав в этом месте новый коэффициент отражения  $r_{L,1} \neq r_L$ . Формулы для расчета прогностической картины распределения гармонических постоянных в таком случае получим той же, что и прежде, подстановкой выражений (1)–(3) в выражение (6), но уже без условия  $x=0$ . В результате имеем:

$$\left. \begin{aligned} H(x) &= \sqrt{(\eta')^2 + (\eta'')^2}, \\ g(x) &= \arctg(\eta''/\eta'), \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \eta' &= a \cos(kx + \varepsilon) + A [(r_{L,1} + q_1) \cos(x + 2kL_1) \cos kx + \\ &\quad + (r_{L,1} - q_1) \sin(x + 2kL_1) \sin kx], \\ \eta'' &= a \sin(kx + \varepsilon) + A [(r_{L,1} + q_1) \sin(x + 2kL_1) \cos kx - \\ &\quad - (r_{L,1} - q_1) \cos(x + 2kL_1) \sin kx], \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

причем параметры суммарной прямой волны  $A$  и  $\varepsilon$  определяются через параметры первичной волны  $a$  и  $\varepsilon$  с помощью выражений:

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{a}{\sqrt{1 + 2q_1 \cos 2kL_1 + q_1^2}}, \\ \varepsilon &= \varepsilon - \arctg \frac{q_1 \sin 2kL_1}{1 + q_1 \cos 2kL_1}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Таким образом, при известных и фиксированных параметрах  $a$  и  $\varepsilon$  формулы (8)–(10) позволяют рассчитать прилив при любых значениях  $L_1$  и  $r_1$  в рамках рассматриваемой простой аналитической модели.

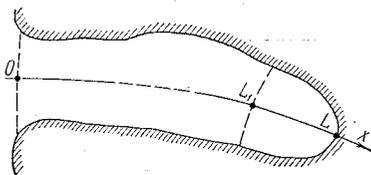


Рис. 3. Залив реальных очертаний. Внешнее воздействие осуществляется вдоль продольной оси  $x$ .

В реальных условиях ситуация усложняется. В заливах неправильной формы вместо формул вида (9), (10) для расчета приливов приходится использовать численные методы (типа так называемого НН-метода), опирающиеся на известные данные на жидкой границе. Вместе с тем, если допустить что внешнее воздействие осуществляется

в основном вдоль оси устьевой части залива (рис. 3), то сохраняется возможность выделения параметров первичной волны на входе с помощью формул вида (7). При этом, однако, входящие сюда величины  $2kL$  и  $r_L$  несколько меняют свой физический

мысл, в связи с чем целесообразно изменить их обозначения. Так, величину  $2kL$  следует заменить на величину  $\alpha$ , сохраняющую смысл разности фаз прямой и встречной суммарной волн на входе в залив, но не связанной однозначно с длиной залива  $L$ , поскольку эффекты отражения и диссипации распределены теперь в бассейне сложным образом. По той же причине вместо коэффициента отражения  $r_L$  следует использовать величину  $n$ , характеризующую просто амплитудное отношение встречной и прямой волн в залив. Что касается величины  $r_0$ , то она сохраняет смысл коэффициента отражения от жидкой границы, но в условиях реального бассейна, когда эта граница представляет собой не линию разрыва, а переходную зону конечной протяженности, отражение от нее «размазывается» [1], и сопровождается дополнительным фазовым сдвигом. Оценка отражения от такой жидкой границы может быть выполнена по методике, изложенной в [1] (с. 84—96). Для определения же величин  $\alpha$  и  $n$  можно использовать, например, модифицированный метод орбит, требующий знания на входе в залив величин  $H$ ,  $g$ ,  $U$  и  $g_u$ .

Таким образом, в случае реального залива схема расчета трансформированной плотинной приливной картины выглядит следующим образом.

1. На основании известных величин  $H$  и  $g$  на входе в залив с помощью численного метода воспроизводится фактически существующий прилив внутри бассейна.

2. На основании известных величин  $H$  и  $g$  и найденных из расчета величин  $U$  и  $g_u$  на входе в залив с помощью модифицированного метода орбит определяются значения  $\alpha$  и  $n$ . Путем приближенной оценки либо более тщательно (численным интегрированием) находится величина  $r_0$ .

3. По формулам вида (7), но с величинами  $\alpha$  и  $n$  вместо  $2kL$  и  $r_L$ , определяются параметры  $a$  и  $\varepsilon$ .

4. После введения плотины в модель залива расчет приливной картины повторяется при прежних граничных (на входе) значениях  $H$  и  $g$ . За счет изменений геометрии и диссипативных свойств модели полученные значения  $U_1$  и  $g_{u,1}$  на входе будут отличаться от прежних.

5. На основании прежних граничных значений  $H$  и  $g$ , но теперь уже с новыми значениями  $U_1$  и  $g_{u,1}$ , производится определение новых величин  $\alpha_1$  и  $n_1$ , соответствующих новым геометрическим и диссипативным характеристикам бассейна.

6. По формулам вида (7) определяем новые значения параметров  $a_1$  и  $\varepsilon_1$ .

7. Имея в виду условие неизменности амплитуды и фазы первичной волны на входе в бассейн на всех этапах трансформации приливного режима, исправляем граничное значение  $H$  коэффициентом  $d = a/a_1$ , а граничное значение  $g$  — добавкой  $\delta = \varepsilon - \varepsilon_1$ . Новые значения гармонических постоянных на входе, равные

$H_1 = d \cdot H$  и  $g_1 = g + \delta$ , соответствуют внешнему воздействию, характеризующему первичной волной с прежними параметрами  $a$  и  $\varepsilon$ , но при видоизмененных геометрических и диссипативных характеристиках бассейна.

8. С помощью численного метода выполняем расчет прилива в заливе с плотиной при новых значениях гармонических постоянных ( $H_1$  и  $g_1$ ) на входе. Полученная картина описывает приливные колебания, трансформированные действием плотины.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Некрасов А. В. Приливные волны в окраинных морях. — Л.: Гидрометеиздат, 1975. — 247 с.
2. Garrett C. J. R., Greenberg D. A. Predicting changes in tidal regime; The open boundary problem. — Journal of Physical Oceanography, 1977, vol. 7, p. 171—181.
3. Greenberg D. A. Mathematical Studies of Tidal Behaviour in the Bay of Fundy. Marine Sci. Direct., Dept. Fish. and Environ., Ottawa. Manuscript Report Series No 46, 1977. 89 p.

УДК 551.465.1

ЛА ВАН БАЙ (СРВ)

### ВЫДЕЛЕНИЕ ВОДНЫХ МАСС В ФИЛИППИНСКОМ МОРЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ

К настоящему времени установлено, что Филиппинское море является одним из очагов энергоактивности Мирового океана. Известно также, что теплозапас вод в Филиппинском море определяет число зарождений тропических циклонов (тайфунов) и, следовательно, число выходов их на территорию Вьетнама. Согласно данным ФАО, данная акватория высокопродуктивна и в биологическом отношении. Поэтому знание структуры водных масс данного региона и их динамики представляет непосредственно практический интерес.

Как известно, Филиппинское море и район Куросио давно привлекли внимание океанологов. Однако все работы, посвященные анализу водных масс, обычно носили характер географического описания поверхностных слоев вод и основаны исключительно на анализе  $T-S$  кривых [9, 10, 13]. В то же время водная масса в широком смысле характеризуется большим числом физических, химических и биологических признаков и, следова-

тельно, при выделении и анализе водных масс было бы целесообразнее использовать комплекс параметров.

В последние годы в практике изучения водных масс широкое применение получил один из методов многомерного анализа — метод главных компонент. Данный метод представляет собой частный случай линейного ортогонального преобразования информации. Базисная система функций этого преобразования определяется корреляционной структурой последовательности исходных полей, а не задается заранее. Причем, как показано А. М. Обуховым, разложение по естественным ортогональным функциям обладает максимальной по сравнению с любым другим разложением такого типа скоростью сходимости. Теория и математический аппарат применяемой методики подробно изложены в работах Н. А. Багрова [1], Т. Андерсона [7], П. Ф. Андруковича [8], В. Л. Скляренко, Н. П. Смирнова [3, 4] и ряда других авторов.

Данная статья посвящена многомерному анализу водных масс Филиппинского моря. Рассмотрим сейчас основные положения метода главных компонент применительно к анализу пространственной изменчивости водных масс на океанологических разрезах.

Обозначим через  $m$  — общее количество наблюдений одного параметра на данном разрезе, и  $n$  — число изучаемых элементов на каждой станции. Таким образом, последовательность полей океанографических параметров можно представить в виде функции  $F_{ij}$ , где  $i$  — обозначает номер узла сетки на разрезе ( $i = 1, 2, \dots, m$ );  $j$  — номер океанографического параметра ( $j = 1, 2, \dots, n$ ). Тогда вся совокупность полей океанографических наблюдений  $F_{ij}$  может быть представлена в виде следующей матрицы:

$$F = \begin{pmatrix} F_{11} & F_{12} & \dots & F_{1n} \\ F_{21} & F_{22} & \dots & F_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ F_{m1} & F_{m2} & \dots & F_{mn} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где количество столбцов соответствует числу океанографических параметров, выбранных в качестве признаков для анализа водных масс, а число строк — общему количеству наблюдений каждого элемента.

Численное представление функций  $F_{ij}$  нужно искать в виде

$$F_{ij} = \sum_{h=1}^n T_{hi} X_{hj}; \quad h = \overline{1, n}; \quad i = \overline{1, m}; \quad j = \overline{1, n}, \quad (2)$$

где  $X_{hj}$  — собственные (базисные) функции, или векторы корреляционной матрицы; а  $T_{hi}$  — главные компоненты или коэффициенты разложения.

Собственные функции  $X_{hj}$  находятся из уравнения

$$(R - \lambda_h I) X_h = 0. \quad (3)$$

Здесь  $R$  — корреляционная матрица, полученная из исходной матрицы  $F$  (1);  $\lambda_h$  — корни характеристического уравнения  $R - \lambda_h I = 0$ , или собственные значения матрицы  $R \cdot I$  — единичная матрица;  $X_h$  — собственные векторы матрицы  $R$ . Главные компоненты  $T_{hj}$  получаются произведением матрицы собственных векторов  $X'$  на исходную матрицу  $F$ , т. е.

$$T = FX'. \quad (4)$$

Собственные значения матрицы  $\lambda_h$  характеризуются дисперсией новых переменных  $T_h$ . Тогда, расположив их в убывающем порядке, можно оценить вклад, который вносит каждая компонента в суммарную дисперсию, и сходимость разложения.

Точность представления полей некоторым числом естественных составляющих определяется показателем

$$d = \frac{\sum_{j=1}^h \lambda_j}{\sum_{j=1}^n \lambda_j}. \quad (5)$$

При использовании всех членов ( $h=n$ ) разложение является совершенно точным. На практике целесообразно ограничиться некоторым числом членов разложения, описывающих 80—90% дисперсии исходного поля. Такое ограничение представляет собой статистический прием фильтрации, выделяющий крупномасштабные процессы, и фильтрующий возможные ошибки наблюдений. Это свойство метода и позволяет получить небольшое число новых «обобщенных параметров» из исходных совокупностей полей океанографических элементов.

Путем графического построения диаграммы первых двух главных компонент, отображающих совокупности наблюдений, и осуществляется выделение водных масс и их модификаций по «сгущениям» точек на этой диаграмме. Осреднение океанографических элементов, соответствующих точкам каждого «сгущения», дает средние статистические характеристики водных масс, которые служат основанием идентификации той или иной водной массы. При этом могут быть также фиксированы экстремальные значения их характеристик. Выделение водных масс может производиться с использованием графиков пространственного распределения значений первой и второй составляющих.

В случае, если возникают сложности при определении границ между водными массами, можно воспользоваться одним из методов теории распознавания образов [5, 11].

Исследование структуры водных масс в северо-западной части Тихого океана, небольшим районом которой и является Филиппинское море, производилось ранее Л. Д. Добровольским, В. В. Леонтьевой, В. И. Куксой [9] и другими авторами [12]. В этих работах приведены самые общие представления о водных

массах Филиппинского моря. Более позднее и подробное исследование вод этого региона, основанное на материалах экспедиции КИСЗ-80, было выполнено А. Д. Нелезиным и В. В. Покудовым [13]. Однако это исследование выполнено в рамках традиционных методов и ограничено слоем вод до 1500—2000 м.

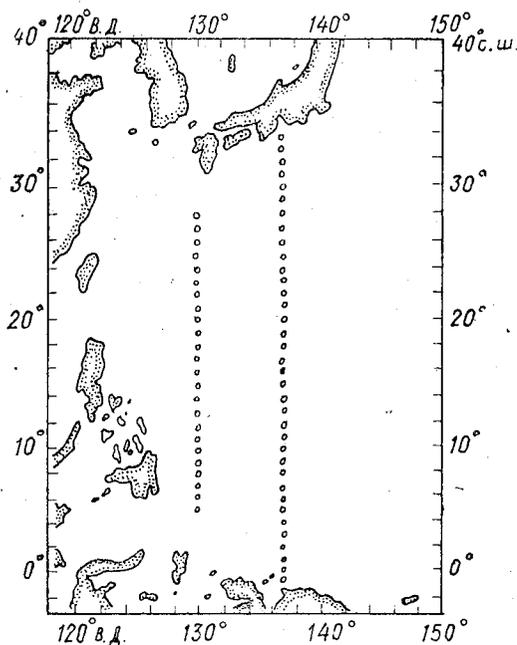


Рис. 1. Положение гидрологических станций (лето 1974 г.).

Исходными данными для анализа водных масс в нашем исследовании послужили материалы наблюдений 60 глубоководных океанографических станций, выполненных Японским нис Ройфу (Roufu maru) на двух разрезах в летний период 1974 года [19] (рис. 1). Основой выбора материалов именно на этих разрезах явился факт, что, во-первых, гидрологические станции равномерно (через 1° широты) распределены вдоль меридианов, пересекающих акваторию моря, и имеют наибольший комплекс наблюдаемых элементов; во-вторых, гидрологические наблюдения на большинстве из этих станций проведены до дна моря; в-третьих, эти разрезы — как вековые разрезы, имеют длинный ряд наблюдений для двух сезонов года. Последнее обстоятельство может позволить в дальнейшем проследить динамику структуры вод в этом районе.

Для обработки были использованы поля четырех элементов: температуры воды ( $T_w^{\circ}\text{C}$ ), солености ( $S\%$ ), количества растворенного кислорода ( $\text{O}_2$  мл/л) и общего содержания фосфатов ( $\rho \frac{\text{мкг-атом}}{\text{л}}$ ) на следующих горизонтах: 10, 50, 100, 200, 300, 400, 500, 600, 800, 1000, 1500, 2000, 2500, 3000 м, далее через 1000 м и у дна.

Перейдем к рассмотрению результатов расчетов. В табл. 1 представлены оценки удельного веса компонент в суммарной дисперсии полей как по отдельным слоям, так и для всей толщи вод.

Необходимо отметить весьма высокую скорость сходимости естественных ортогональных функций. Доля общей дисперсии исходных совокупностей, приходящаяся на два первых вектора разложения, в среднем равна соответственно 76,1 и 19,1%. Таким образом, два первых члена разложения описывают более 95% общей дисперсии и обладают, можно сказать, решающим вкладом в последнюю. Такая быстрая сходимость ряда составляющих свидетельствует об относительной однородности полей и позволяет эффективно произвести свертывание информации и, следовательно, весь массив данных заменить двумя первыми членами разложения. Последние члены разложения с малой дисперсией содержат в основном несущественную и даже ложную информацию, поэтому при их отбрасывании осуществляется статистическая фильтрация исходной информации, что особенно важно для изучения крупномасштабных процессов.

Таблица 1

Оценка удельного веса компонент в суммарной дисперсии полей

Разрез	Толщина слоев (м)	$m$	Нарастающая сумма дисперсий, описываемых отдельными компонентами			
			$j=1$	$j=2$	$j=3$	$j=4$
по $130^{\circ}$ в. д.	0 — 1000	240	74,3	97,3	99,5	100,0
	1000 — дно	100	89,5	95,2	98,5	100,0
	0 — дно	320	70,0	95,6	99,5	100,0
по $137^{\circ}$ в. д.	0 — 1000	360	75,7	95,6	99,5	100,0
	1000 — дно	148	84,9	94,0	98,2	100,0
	0 — дно	472	72,1	94,2	99,5	100,0
по $130^{\circ}$ в. д. $137^{\circ}$ в. д.	0 — дно	792	71,0	94,7	99,5	100,0

Наблюдается возрастание скорости сходимости в глубинных слоях. Например, в слое от 1000 м до дна обоих разрезов уже первой компонентой описывается 85—90% суммарной дисперсии (табл. 1), а второй компонентой — только 5—10% последней. Этот факт свидетельствует о значительном росте стратификации гидрофизических полей в глубинных слоях исследуемого региона. Из табл. 1 также видно, что все варианты счета характеризуются большой устойчивостью скорости сходимости при разложении.

Теперь рассмотрим вклад исходных океанологических элементов в формирование собственных векторов (табл. 2). Характерным для вод Филиппинского моря является то, что первый вектор определяется значительным по величине и почти равнозначным вкладом всех исходных элементов, за исключением солености, которая играет определяющую роль в формирование второго вектора. Эта закономерность характерна как для всей толщи вод, так и отдельно для поверхностных и глубинных вод.

Таблица ?

Относительные вклады элементов в формирование векторов  $X_1$  и  $X_2$

Разрез	Слой	Вектор	$T_w^{\circ} C$	$S_{\text{‰}}$	$O_2$ мл/л	$P \frac{\text{мкг} \cdot \text{атом}}{\text{л}}$
по 130° в. д.	0 — дно	$X_1$	0,56	0,12	0,56	-0,59
		$X_2$	-0,23	0,96	0,10	0,07
по 137° в. д.	0 — дно	$X_1$	0,55	0,26	0,55	-0,58
		$X_2$	-0,24	0,96	-0,04	0,15
по 130° в. д. 137° в. д.	0 — дно	$X_1$	0,55	0,20	0,56	-0,58
		$X_2$	-0,24	0,96	0,01	0,12

Рассмотрим пространственное распределение коэффициентов разложения  $T_1$  и  $T_2$  на разрезах (рис. 2 и 3), которое характеризует величину собственных векторов на каждой станции разреза и горизонте наблюдения. Анализируя полученные поля изолиний главных компонент  $T_1$  и  $T_2$ , нетрудно заметить, что эти изолинии отделяют водные массы с различными океанологическими свойствами. Например, поле первой главной компоненты  $T_1$  (рис. 2) позволяет выделить и проследить трансформацию водных масс, отличающихся друг от друга температурой, содержанием растворенного кислорода и количеством фосфатов, а поле второй компоненты  $T_2$  (рис. 3) выделяет воды, различные по солености.

Положительные значения  $T_1$  наблюдаются в поверхностных слоях (0—500 м), где воды имеют высокую температуру, большое содержание растворенного кислорода и малое количество фосфатов. Отрицательные значения  $T_1$  охватывают остальные глубины, причем наименьшие их величины обнаруживаются в северной части моря на глубинах 800—1500 м.

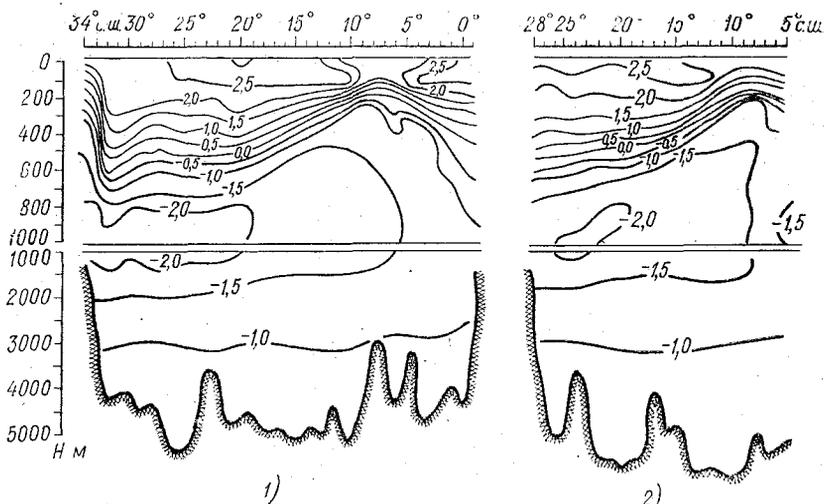


Рис. 2. Пространственное распределение коэффициентов  $T_1$  на разрезе по 137° в. д. (а) и 130° в. д. (б)

Распределение второй главной компоненты ( $T_2$ ), представленное на рис. 3, показывает, что области отрицательных значений  $T_2$ , соответствующие водам пониженной солености, отмечаются в поверхностном слое на широтах 0—15° с. ш. и в районе 30° с. ш. Изолиния нулевого значения  $T_2$  почти совпадает с ходом изолинии солености 34,50‰. Воды с соленостью выше 34,50‰, характеризуются положительными величинами второй главной компоненты и максимальные значения ее располагаются на глубинах 100—300 м и у дна.

Свойство ортогональности обобщенных параметров вод позволяет представить всю информацию о каждой пробе воды в координатах двух первых главных компонент (рис. 4). По областям сгущений точек, и используя вместе с тем знание о пространственном распределении каждой из двух главных компонент, можно достаточно объективно выделить отдельные водные массы, различные по комплексу океанических элементов. Плотность распределения точек в сгущениях соответствует однородности в каждой водной массе.

Для описания вертикальных особенностей в распределениях водных масс Филиппинского моря удобно, по-видимому, восполь-

зваться понятиями структурных зон [14], в каждой из которых выделяются однотипные водные массы. В исследуемом регионе в летний период можно выделить девять водных масс, статистические характеристики которых по всем рассматриваемым элементам представлены в табл. 3: поверхностная экваториальная, поверхностная северотропическая, промежуточная экваториальная, промежуточная северотропическая, центрально-промежуточная, глубинная и донная. Как и было отмечено в работе [10], анализ полученных нами результатов также показывает преимущественно зональный характер в распределении водных масс данного региона (рис. 5 а, б).

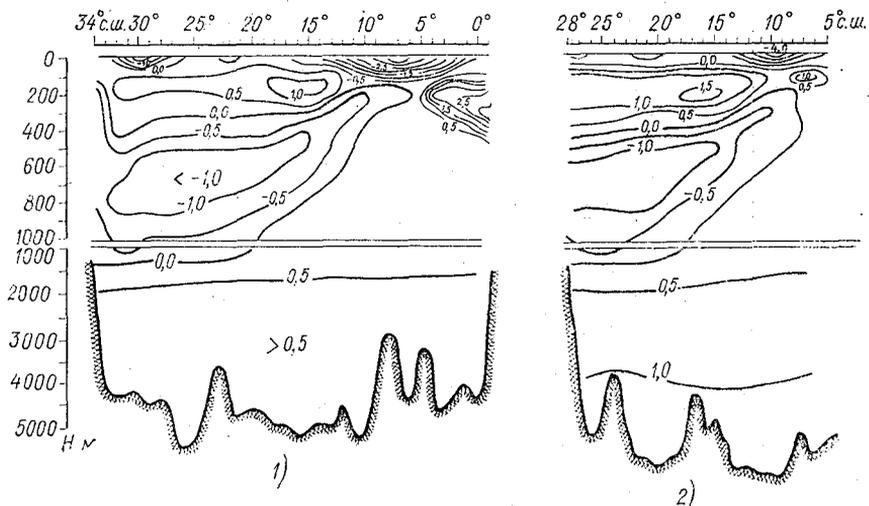


Рис. 3. Пространственное распределение коэффициентов  $T_2$  на разрезе по  $137^\circ$  в. д. (а) и  $130^\circ$  в. д. (б).

Кратко охарактеризуем каждую из выделенных водных масс.

Поверхностная вода, экваториальная водная масса, располагается в зоне от  $3-4$  до  $12-13^\circ$  с. ш. и захватывает слой воды толщиной  $50-80$  м. Характерными особенностями этой воды являются низкая соленость ( $33,90\text{‰}$ ) и высокая температура ( $28,71^\circ\text{C}$ ). Это объясняется обилием выпадающих в этой области океана осадков при высоких температурах воздуха [16]. Здесь же располагается зона тропической дивергенции, где подъем вод постоянно создает большие градиенты океанологических элементов на нижней границе слоя.

В поверхностном слое к северу от указанной зоны располагаются воды с большой изменчивостью как по мощности (от  $20$  до  $100$  м), так и характеристикам. Эта так называемая поверхностная северотропическая вода, характеристики ее, по-видимому, должны

изменяться от сезона к сезону. Температура и содержание кислорода как и у поверхностной экваториальной в летний период остаются высокими и составляют в среднем  $26,99^{\circ}\text{C}$  и  $4,74$  мл/л. Средняя соленость ее гораздо выше, чем у экваториальной воды, и равна  $34,60\text{‰}$ . К югу от поверхностной экваториальной воды располагаются поверхностные воды с характеристиками северотропической и южнотропической поверхностных вод.

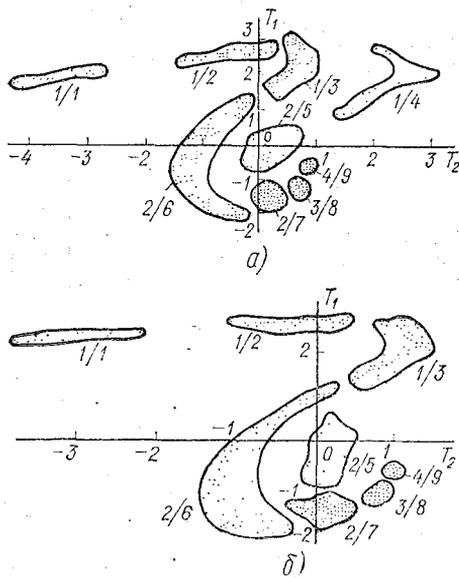


Рис. 4. График классификации водных масс в координатах двух первых коэффициентов разложения на разрезе по  $137^{\circ}$  в. д. (а) и  $130^{\circ}$  в. д. (б)

Подповерхностная северотропическая водная масса повышенной солености подстилает поверхностную, распространяясь до глубины  $300\text{--}400$  м, ее нижняя граница к экватору постепенно подымается до горизонтов  $100\text{--}150$  м. Эти воды на разрезе по  $137^{\circ}$  в. д. захватывают зону между  $2\text{--}3^{\circ}$  с. ш. и  $32\text{--}33^{\circ}$  с. ш. Эта вода характеризуется максимальной соленостью ( $34,83\text{‰}$ ). «Ядро» высокой солености (до  $35,10\text{‰}$ ) расположено на юге от  $13$  до  $18^{\circ}$  с. ш.

Ниже подповерхностной воды повышенной солености прослеживается промежуточная северотропическая водная масса минимальной солености, которая распространяется к югу до  $9\text{--}8^{\circ}$  с. ш. Это мощный слой воды с соленостью, в среднем  $34,3\text{--}34,4\text{‰}$ , залегает на глубинах от  $350$  до  $1200\text{--}1300$  м. В направлении с севера на юг ее нижняя граница стремительно подымается в зоне

Таблица 3

Статистические характеристики водных масс Филиппинского моря  
(летний период 1974 г.) (среднее по разрезам 130° и 137° в. д.)

( $\bar{F}$  — среднее,  $\sigma$  — среднее квадратическое отклонение)

Индекс	Структурная зона	Название и распространение водных масс	Количество точек	Обозначение	Океанологические элементы				
					$T_w$ °C	$S$ ‰	$O_2$ мл/л	$P$ $\frac{\text{мкг} \cdot \text{атом}}{\text{л}}$	
1/1	Поверхностная	Поверхностная экваториальная до 50—80 м (между 3—4° и 12—13° с. ш.)	28	$\bar{F}$	28,71	33,90	4,61	0,10	
				$\sigma$	0,31	0,12	0,07	0,04	
		1/2	Поверхностная северо-тропическая (до 100 м)	75	$\bar{F}$	26,99	34,60	4,74	0,10
					$\sigma$	2,21	0,13	0,22	0,07
1/3	Поверхностная	Подповерхностная северо-тропическая (до 300—400 м) (между 3 и 33° с. ш.)	138	$\bar{F}$	20,31	34,83	4,58	0,32	
				$\sigma$	3,49	0,08	0,36	0,23	
1/4	Поверхностная	Подповерхностная экваториальная (до 300—400 м) (южнее 3—4° с. ш.)	14	$\bar{F}$	19,59	35,17	3,57	0,97	
				$\sigma$	6,69	0,15	0,28	0,28	
2/5	Промежуточная	Промежуточная экваториальная (до 800—900 м) (южнее 9—10° с. ш.)	36	$\bar{F}$	9,68	34,58	2,86	2,11	
				$\sigma$	2,29	0,05	0,59	0,37	
		2/6	Промежуточная	Промежуточная северо-тропическая (севернее 8—9° с. ш.) (до 1200—1300 м)	185	$\bar{F}$	8,50	34,36	2,75
$\sigma$	3,29					0,11	1,01	0,77	
2/7	Промежуточная	Центрально-промежуточная (до 1800—1900 м)	177	$\bar{F}$	5,02	34,54	2,04	2,86	
				$\sigma$	1,86	0,36	0,23	0,16	
3/8	Глубинная	Глубинная (до 3300—3800 м)	97	$\bar{F}$	1,81	34,65	2,94	2,84	
				$\sigma$	0,09	0,01	0,15	0,06	
4/9	Придонная	Донная (до дна)	38	$\bar{F}$	1,56	34,68	3,54	2,67	
				$\sigma$	0,02	0,00	0,08	0,05	

северопассатного течения до 200—300 м глубины. По всей вероятности, этот факт связан с подъемом вод в зоне северотропической дивергенции. Механизм формирования этой воды связан с опусканием относительно холодной и менее соленой воды на севере в зоне субарктического фронта. Утверждением этого служит наличие резких изгибов изотерм и изохалин в районе 32—34° с. ш., и, следовательно, и изолиний первой и второй главных компонент (см. рис. 2).

В области экваториальных широт (до 10° с. ш.) от глубин 50—100 до 700—800 м расположены подповерхностная вода высокой солености и промежуточная экваториальная вода повышенной солености. Причем, первая залегает до глубин 300—400 м и наблюдается только в зоне южнее 4—5 с. ш. и восточнее 130 в. д. Она имеет самую высокую соленость, в среднем 35,17‰ (максимальную до 35,45‰ вблизи северного берега Новой Зеландии). Температура, содержание растворенного кислорода и количество фосфатов в этой воде соответственно равны 19,59° С, 3,57 мл/л и 0,97 мкг-атом/л. Находясь под подповерхностной, промежуточная экваториальная вода повышенной солености характеризуется меньшими значениями всех параметров за исключением содержания фосфатов. Хотя на первый взгляд кажется, что обе эти водные массы могут быть сгруппированы в один тип из-за высокой солености, однако они существенно различны по величинам температуры, содержания кислорода и фосфатов. Разница между средними значениями характеристик обеих вод составляет 10,7° С по температуре, 0,59‰ по солености, 0,54 мл/л по содержанию кислорода и 1,20 мкг-атом/л по фосфатам. Имея южнополушарное происхождение эти воды прослеживаются до северной границы северотропической дивергенции, где их нижняя граница также имеет тенденцию к поднятию, как и у двух предыдущих водных масс.

Своеобразным распределением в данном регионе обладает центрально-промежуточная вода, которая занимает большую часть по всей акватории. Севернее от 18—19° с. ш. в глубинах от 1100—1200 и до 1800—1900 м эта вода представляет собой слой почти постоянной толщины, а южнее 18—19° с. ш. толщина ее резко увеличивается и достигает 1500—1600 м в зоне северотропической дивергенции. Куполообразная форма верхней границы напоминает восходящее движение вод в этой зоне, а нижняя граница более или менее горизонтальна. Эта водная масса характеризуется сравнительной однородностью по всем параметрам: соленость (около 34,54‰), температура (около 5,00° С), содержание кислорода (около 2,00 мл/л) и фосфатов  $\left( 2,80-2,90 \frac{\text{мкг-атом}}{\text{л}} \right)$ .

Необходимо отметить, что минимум растворенного кислорода и большое содержание фосфатов в этой воде, можно, связать с ее «старостью» в глубинных слоях, а также биологической

активностью, которая истощает концентрацию кислорода в зоне подъема вод.

Глубинная вода — это наиболее мощная водная масса, которая подстилая центрально-промежуточные воды, занимает основной объем вод бассейна. Толщина ее колеблется в пределах глубин от 1800—1900 до 3300—3800 м. Эта вода характеризуется большой однородностью по всем параметрам. Она относительно богата кислородом (2,94), содержанием фосфатов  $\left(2,84 \frac{\text{мкг-атом}}{\text{л}}\right)$  и обладает низкой температурой (около 1,80° С) и повышенной соленостью (34,65‰).

Подстилая глубинные воды, донная водная масса однородна по всем элементам. Она имеет самую низкую температуру из всех выделенных вод (1,50—1,60° С) и соленость 34,68‰. Содержание кислорода (3,54 мл/л) больше, а количество фосфатов  $\left(2,67 \frac{\text{мкг-атом}}{\text{л}}\right)$  меньше, чем у глубинных вод. Донная вода, без сомнения, поступает из южного океана и является трансформированной антарктической донной водой.

В целом результаты анализа распределения водных масс Филиппинского моря по разрезам, полученные с помощью метода главных компонент, в общих чертах согласуются с имеющимися представлениями о водных массах этого района [9, 13]. К сожалению, нет возможности детально сравнить наши данные с результатами работы [13], так как в последней анализ вод ограничен слоем до 1500—2000 м и выполнен в рамках классических методов, отличающихся от применяемых нами методов как в принципах выделения водных масс, так и в количестве использованных параметров.

По двум разрезам (по 130° и 137° в. д.) на исследуемой акватории выделены девять водных масс, соответствующих четырем структурным зонам и дается их характеристика (рис. 5).

С помощью метода главных компонент четко выделяются глубинная и донная воды, а при  $T-S$  анализе это не всегда удается. Граница между этими водами в данном районе залегает на глубинах 3300—3800 м.

По распределению водных масс с присущими им свойствами в Филиппинском море можно определить положения северотропических вергенций (дивергенции и конвергенции), а следовательно, и границы распространения субарктической и антарктической воды. Распространяясь до 9—12° с. ш., промежуточная экваториальная как бы «подстиляет» подповерхностные северотропические воды, которые прослеживаются до 2° с. ш. Вместе с тем из-за существования центрально-промежуточной воды эту зону (2—12° с. ш.) можно считать преградой (разделом) взаимодействия вод двух полушарий.

В заключение выражаю признательность сотрудникам отдела полярного эксперимента ААНИИ А. Ф. Бубу, С. Е. Вольфу за помощь при осуществлении расчетов на ЭВМ.

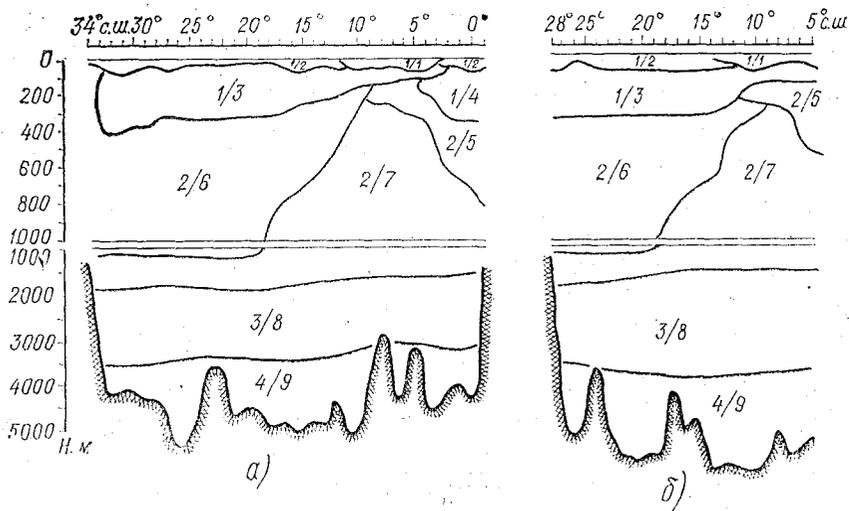


Рис. 5. Вертикальное распределение водных масс на разрезе по  $137^\circ$  в. д. (а) и  $130^\circ$  в. д. (б).

Условные цифровые индексы названия и статистические характеристики вод приведены в табл. 3

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Багров Н. А. Аналитическое представление последовательности метеорологических полей посредством естественных ортогональных составляющих. — Труды Центр. ин-та прогнозов. М., 1959, вып. 74, с. 3—24.
2. Клепиков В. В., Смирнов Н. П., Божков А. Т. Выделение и исследование водных масс в Индийском океане с помощью разложения по Е. О. Ф. — Вестник ЛГУ, 1975, № 24, с. 72—81.
3. Складенко В. Л., Смирнов Н. П. О формальных и неформальных аспектах применения многомерного анализа в гидрометеорологии. — Труды ААНИИ, 1977, т. 342, с. 5—22.
4. Складенко В. Л., Смирнов Н. П. О применении многомерного анализа в гидрологии. — Труды ин-та биологии внутренних вод АН СССР. М., 1974, вып. 26 (29), с. 180—206.
5. Смирнов Н. П., Складенко В. Л. Классификация в гидрологии как задача теории распознавания. — Труды ин-та биологии внутренних вод АН СССР. М., 1974, вып. 26 (29), с. 166—180.
6. Божков А. Т., Буб А. Ф., Вольф С. В. Некоторые результаты исследования водных масс с помощью метода главных компонент (на пример Норвежского и Гренландского морей). — Проблема Арктики и Антарктики, 1978, № 59, с. 27—35.
7. Андерсон Т. Введение в многомерный статистический анализ. — М.: Физматгиз, 1964. — 500 с.
8. Андрукович П. Ф. Применение метода главных компонент в практических исследованиях. — М., изд-во МГУ, 1973. — 123 с.

9. Добровольский А. Д., Леонтьева В. В., Кукса В. И. К характеристике структур и водных масс западной и центральной частей Тихого океана. — Труды ин-та океанологии, 1960, т. 40, с. 47—57.
10. Караваева В. И., Радзиковская М. А. Объем основных водных масс северной части Тихого океана. — Океанология, 1965, т. V, вып. 2, с. 230—234.
11. Карпова И. П., Науменко М. А. О применении метода кратчайшего незамкнутого пути для выделения водных масс. — Межведомственный сборник, изд. ЛПИ, 1978, вып. 66, с. 61—71 (ЛГМИ).
12. Макиеров Ю. В. Гидрология Курошио и прилегающих районов Тихого океана. — Труды Государственного океанографического института, 1967, вып. 90, с. 102—135.
13. Нелезин А. Д., Покудов В. В. Структура вод и особенности пространственного распределения температуры и солености в северо-западной части Тихого океана летом 1980 г. — В кн.: Результаты экспедиции КИЗС-80 Л. Гидрометеонздат, 1981, с. 77—104.
14. Степанов В. Н. Структурные зоны Мирового океана. — Океанология, 1967, т. VII, вып. 3, с. 380—390.
15. Степанов В. Н. Общая классификация водных масс Мирового океана. — Океанология, 1969, т. IX, вып. 5, с. 755—766.
16. Тихий океан, т. I. Метеорологические условия над Тихим океаном. — М.: Наука, 1968. — 396 с.
17. Тихий океан, т. II. Гидрология Тихого океана. — М.: Наука, 1968, — 522 с.
18. Уда М. (Uda M.). Филиппинское море и воды южнее Японии. — В кн.: Океанографическая энциклопедия. — Л., Гидрометиздат, 1974, с. 559—564.
19. Guide to CSK data. Cooperative Study of the Kuroshio and Adjacent Regions (CSK). April 1965 — December 1977. March 1981. Hydrographic Department, Maritime Safety Agency. Tokyo, Japan.

УДК 550.345

*В. Г. БУХТЕЕВ, В. А. МАКАРОВ, А. В. НЕКРАСОВ, Н. Л. ПЛИНК (ЛГМИ)*

## **ТРАНСФОРМАЦИЯ ЦУНАМИ НА ШЕЛЬФЕ И В ПРИБРЕЖНОЙ ЗОНЕ**

Поскольку обычно невозможно соблюсти соотношение масштабов при гидравлическом моделировании цунами, большую роль приобретают математические и электрические модели. Сочетание этих методик позволяет ответить на ряд вопросов, касающихся оценки многообразных закономерностей и факторов трансформации волны под влиянием реальных условий морфометрии по пути ее распространения. Цунами вблизи берега и на берегу часто мало напоминают цунами в очаге, вызванное подводным землетрясением, и определяются местными условиями морфометрии. Поэтому математическое и электрическое моделирование является средством получения характеристик и параметров цунами у побережья как материала для районирования берега по цунамиопасности,

значение которого весьма велико. Самостоятельное значение имеет развитие методики математического и электрического моделирования цунами, каждое из которых имеет свои преимущества.

Задача оценки трансформации волны решалась в приближениях теории мелкой воды. Использовались одномерная (1) и двумерная (2) системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{u^2}{H} \right) + gH \frac{\partial \zeta}{\partial x} &= b\tau, \\ b \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $u$  — расход;  $\zeta$  — отклонение уровня;  $b$  — ширина рефракционной трубки;  $H = (F + b\zeta)$ ,  $F$  — сечение рефракционной трубки;  $\tau = -\lambda u$  — придонное трение. Рефракционные трубки строились по известной методике Бретшнайдера.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{u^2}{H} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{uv}{H} \right) &= fv - gH \frac{\partial \zeta}{\partial x} - ku \sqrt{\frac{u^2 + v^2}{H^3}}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{v^2}{H} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{uv}{H} \right) &= fu - gH \frac{\partial \zeta}{\partial y} - kv \sqrt{\frac{u^2 + v^2}{H^3}}, \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где  $u, v$  — слагающие потока;  $\zeta$  — отклонение уровня;  $H = h + \zeta$ ,  $h$  — глубина;  $f$  — параметр Кориолиса;  $g$  — ускорение свободного падения;  $k = 2,6 \cdot 10^{-3}$  — коэффициент трения.

При математическом моделировании уравнения (1) и (2) аппроксимировались в конечных разностях и численно решались. Линеаризованная система (2) без силы Кориолиса была положена в основу электромоделирования [3].

Системы (1), (2) решались при следующих граничных условиях: непротекание ( $u_n = 0$ ) — на твердых и закрытых границах и свободный уход волны ( $u_n = \zeta \sqrt{gH}$ ) — на открытых жидких границах расчетной области. В качестве начальных условий задавалось начальное отклонение уровня:  $\zeta(x, y, 0) = \zeta(x, y)$ . Все расчеты для Курило-Камчатской зоны велись от «обобщенного очага».

Выполненные расчеты дали богатый материал для анализа факторов трансформации цунами на шельфе и в прибрежной зоне [4], [6]. Существует целый ряд физических процессов, определяющих эффекты трансформации исходного одиночного возмущения. В различных районах Курило-Камчатской зоны их удельное значение различно. Остановимся на главных из этих процессов.

расчеты показали, что рефракция и уменьшение глубины (эффект Грина) весьма существенны. На рис. 1 для примера показано большое значение рефракционной концентрации энергии. Обычно за счет этого эффекта энергия цунами концентрируется в районе мысов, но это может иметь место и в других местах побережья. Поскольку ход  $A_r$  и  $A$  подобен, можно заключить, что в данном районе эффекты рефракции и Грина определяют распределение амплитуд вдоль побережья и их рост в 10 раз по сравнению с очаговыми значениями. Поскольку рефракционные трубки с изменяющейся шириной и глубиной были взяты как каналы для расчетов по (1), методика выполненных расчетов позволила количественно учесть оба важных фактора трансформации: рефракцию и эффект Грина на всем протяжении Курило-Камчатской зоны.

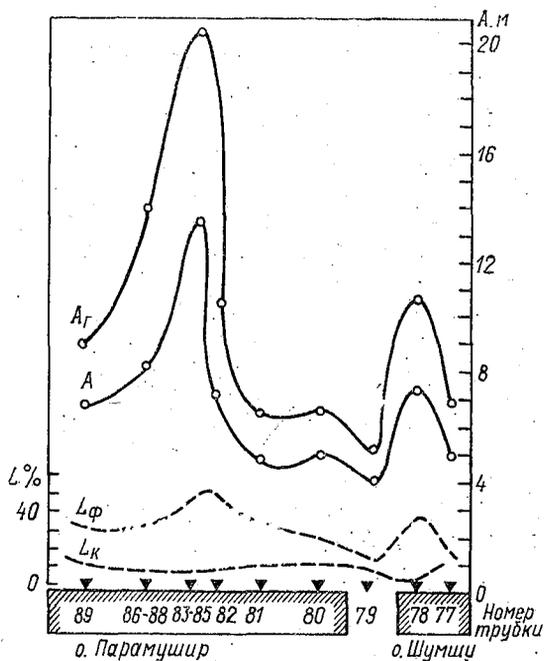


Рис. 1. Распределение вдоль побережья островов Шумшу и Парамушир высот цунами ( $A_r$  — по Грину,  $A$  — гидродинамический расчет) и потерь энергии ( $L_\phi$  — суммарных,  $L_k$  — по Каджиура).

Различие между  $A$  и  $A_r$  вызвано прежде всего потерей волновой энергии, всегда происходящей в реальных условиях. Расчеты показали, что суммарные потери составляют очень большую величину: 45—75% от первоначальной энергии волны. Основной

причиной потерь волновой энергии является отражение. Можно выделить отражение двух типов: сосредоточенное и непрерывное (размазанное). Сосредоточенное отражение происходит за счет резких перепадов глубин. Амплитуда отраженной волны (интенсивность отражения) в реальных условиях зависит от того, насколько резко выражен уступ дна, и оценивается по формуле Каджиура. Проведенная оценка показала, что энергетический коэффициент отражения не превышает 0,20. При движении волны над наклонным дном происходит непрерывное (размазанное) отражение [6]. Оно имеет меньшую интенсивность, чем сосредоточенное, и зависит от уклона дна и глубины на данном участке профиля. Чем больше уклон и меньше глубина, тем больше энергии уходит на отражение. Эффект размазанного отражения приводит к образованию долгопериодных денивеляций уровня, так как период отраженной волны в этом случае будет определяться временем прохождения волной шельфовой зоны. Сочетание сосредоточенного и непрерывного (размазанного) отражений приводит к формированию различного, иногда достаточно сложного, вида колебаний уровня у берега (условие непротекания ставилось на изобате 10 м), к перестройке одиночной волны в цуг волн.

В пределах Курило-Камчатской зоны выделяются два различных типа колебаний уровня у берега, соответствующих двум различным типам картины отражения. В первом случае при слабо выраженном шельфовом уступе имеет место только размазанное отражение, чему соответствуют слабые потери энергии (21%) и быстро затухающее колебание уровня. В другом случае шельфовый уступ выражен ярко, на его краю велико сосредоточенное отражение. Отражение на бровке шельфа является необходимым условием возможного возникновения резонансного возрастания высоты цунами у побережья. На рис. 2 приведены величины суммарных потерь энергии для Курило-Камчатской зоны в процентах от начального энергосодержания.

Уравнения, описывающие распространение длинных волн от очагов цунами, решаются главным образом численными методами с помощью ЭЦВМ. Вместе с тем, для решения таких задач используется и метод электрического моделирования, который основан на аналогии, то есть на одинаковом математическом описании волновых процессов, происходящих в воде и в электропроводной среде.

На модели можно сравнительно легко воссоздать различную форму и расположение очагов цунами, задать граничные условия в моделируемой области, что позволяет использовать созданную для определенной акватории модель в оперативной службе и решать на ее основе задачи по цунамирайонированию побережья.

В лаборатории электро моделирования ЛГМИ на электрических сеточных моделях реальных бассейнов Японского моря и 2-го Курильского пролива был выполнен ряд экспериментов

с целью изучения влияния условий в очаге и на границах моделируемой области на формирование и распространение волн. Была зафиксирована зависимость периода волны от горизонтальных размеров исходного возмущения уровня. При вытянутой форме очага наибольшие периоды колебаний наблюдаются в районе, расположенном вдоль его продольной оси.

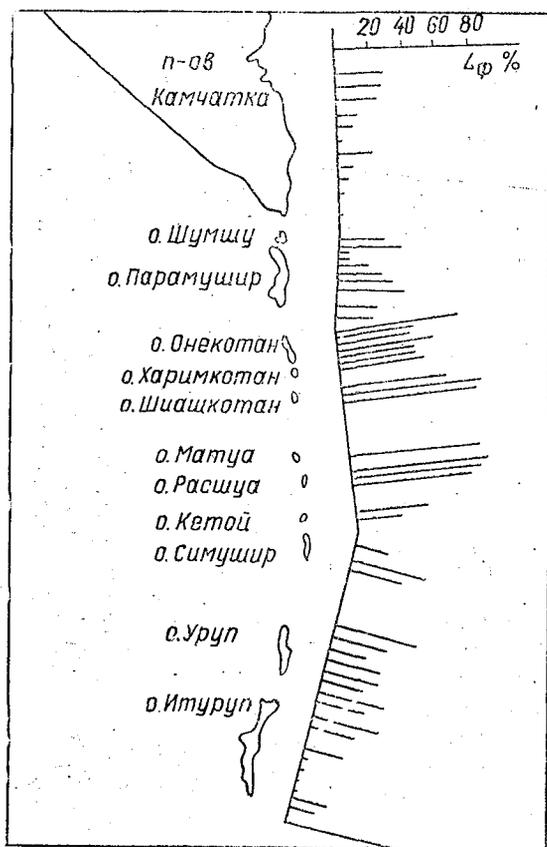


Рис. 2. Распределение потерь энергии цунами вдоль побережья Курило-Камчатской зоны.

С площадью очага связана амплитуда колебаний. Связующим звеном здесь служит энергия исходного возмущения. Кроме того, при распространении волн от очагов, имеющих большую площадь, убывание амплитуды колебаний с расстоянием проявляется слабее, чем в случае точечного источника. Здесь, по-видимому, сказывается эффект дивергенции волновой энергии, который слабее проявляется при больших по площади очагах возмущения уровня.

Электрическое моделирование подтвердило результаты лабораторных исследований и численных экспериментов, которые выявили преимущественное распространение энергии в направлении по нормали к главной оси очага цунами.

На электрической модели технически просто задавать различные варианты денивеляции уровня в очаге цунами, которые обычно связывают с определенными видами деформации дна, такими как быстрый однородный его подъем, комбинация подъема и опускания дна при отсутствии результирующего смещения и кратковременное смещение дна с возвращением его в исходное положение.

Эксперименты при разных типах временного изменения исходной денивеляции уровня в очаге позволили установить связь между ними и некоторыми характеристиками распространяющихся волн. В частности, при изменении уровня в очаге в виде импульса колебания водной поверхности в точках, расположенных вне очага, близки к гармоническим с затуханием. При быстром однородном куполообразном подъеме уровня в очаге, что по видимому, может быть связано с быстрым однородным подъемом дна, образующееся возмущение уровня при распространении колебаний близко по форме к одиночной волне, на теле которой образуются вторичные волновые колебания (ондуляции).

Проводились исследования влияния на волновые процессы граничных условий при решении задачи в искусственно изолированных районах. На электрической модели удобно задавать различные варианты условий на границе. Условие полного отражения волны, которое обычно принимается на границе с целью упрощения задачи, задается на краю модели автоматически и не требует создания каких-либо дополнительных устройств.

Рассматриваемые электрические модели создавались на основе линейных уравнений, что, естественно, ограничивает область их применения. Однако эксперименты, проведенные с целью исследования трансформации и распространения волн цунами в районе 2-го Курильского пролива, дали результаты, близкие к результатам численных решений нелинейной двумерной задачи для этой акватории. Это дает основание считать допустимым использование электрической модели для решения задачи цунами наравне с другими методами исследования.

Одной из наиболее важных с практической точки зрения характеристик цунамиопасности побережья является величина заплекса, создаваемого волной цунами непосредственно на сухом берегу. Процесс наката волны цунами на сухой берег исследовался в рамках одномерной модели, основанной на численном интегрировании уравнений Сен-Венана, записанных в форме законов сохранения массы и импульса. Методика таких расчетов была разработана в институте Гидропроект им. С. Я. Жука [8]. Расчеты проводились для профилей, имеющих различные уклоны дна и характеризующихся различной величиной трения. Величина

коэффициента трения при расчетах определялась с учетом характерных размеров выступов дна ( $k_s$ ) и принималась постоянной на всем расчетном профиле. В качестве условий на морской границе, которая при расчетах совпадала с изобатой 20 м, задавались колебания уровня, соответствующие подходу волны в виде положительной полусинусоиды. С целью уменьшения погрешностей за счет задания фиксированных граничных условий к профилю «пристраивался» участок с постоянной глубиной и длиной, равной половине длины подходящей волны. В большей части численных расчетов, имеющих целью исследование основных физических процессов, влияющих на характеристики заливания, использовались расчетные профили с простой модельной морфометрией.

Максимальный вертикальный заплеск в случае однородного уклона, как показали расчеты, не превосходит высоту волны более, чем в три раза. Результаты численных расчетов, полученные для однородных профилей и соответствующие диапазону необрушивающихся волн ( $l_0/\lambda_0 < 0,45$ ), хорошо согласуются с аналитическими решениями, вытекающими из линейной теории наката, разработанной Е. Н. Пелиновским [9].

Случаем, более типичным для реальных условий, является существование различия в величинах средних уклонов, характерных для сухой и морской частей профиля. С целью оценки возможного изменения характеристик заплеска была выполнена серия расчетов для профилей, имеющих одинаковый уклон в морской части ( $\alpha_1 = 0,008$ ,  $l_0/\lambda_0 = 0,21$ ), но отличающихся уклонами, соответствующими береговой части профиля, которые варьировались в пределах от 0,008 (случай однородного профиля) до 0,00266. Средний размер шероховатости задавался равным  $2 \cdot 10^{-6}$  см, 0,1 см, 1 см. Результаты расчетов показали, что при уменьшении уклона берега в приустьевой зоне происходят уменьшение видимой высоты волны и увеличение видимого периода волны, связанных с увеличением сдвига фазы между падающей и откатывающейся волной, что приводит при малых  $\alpha_2$  к значительному «ухудшению» приближения твердой стенки. Кроме того, уменьшение уклонов берега может привести к изменению динамических характеристик наката. Для достаточно крутых профилей процесс заливания носит характер простого подтопления берега. При уменьшении уклонов на берегу горизонтальная протяженность затопляемой зоны увеличивается, что может привести к существенной трансформации волны вплоть до ее обрушения. Согласно Пелиновскому, в случае отсутствия трения обрушение на сухом берегу произойдет, если

$$\alpha_2 \text{ кр} < \frac{\alpha_1^{5/4} \text{ кр}}{\alpha_1^{1/4}},$$

где  $\alpha_1 \text{ кр}$  — критический уклон, соответствующий обрушению в морской части профиля.

Зависимость величины вертикального заплеска от отношения  $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ , полученная по результатам расчетов, представлена на рис. 3. Некоторое увеличение высоты заплеска при уменьшении уклона берега (при  $k_s=0$ ) связано с уменьшением потерь волновой энергии на отражение. Максимальный заплеск наблюдается при соотношении  $\alpha_1/\alpha_2=2,4$ , что неплохо согласуется с критерием Пелиновского. Выполненные расчеты позволяют уточнить предельную оценку максимального заплеска, которая может превышать заплеск, полученный для однородного уклона, на 20—25%. Трение

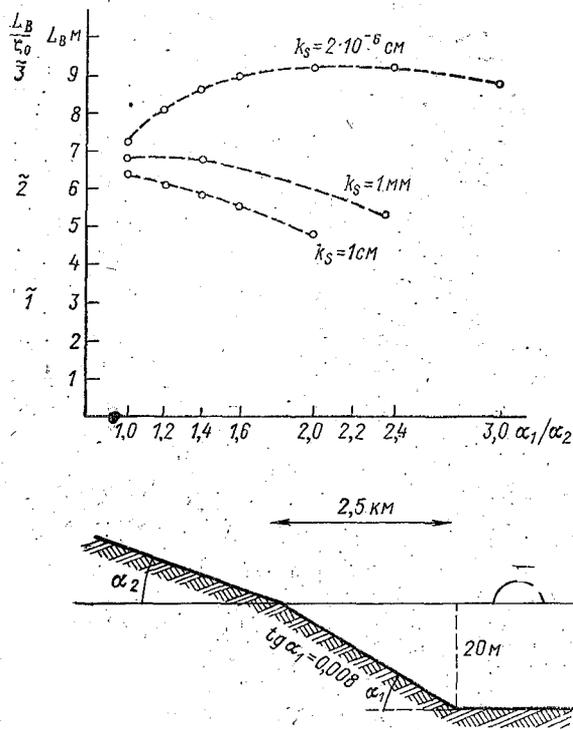


Рис. 3. Вертикальный заплеск при различных уклонах береговой части профиля ( $\zeta_0=3$  м).

всегда приводит к уменьшению заплеска. Причем влияние трения наиболее сильно проявляется при увеличении относительной длины пробега волны. Поэтому с ростом  $k_s$  увеличение за счет уменьшения уклона на берегу может «перекрываться» уменьшением высоты заплеска за счет потерь на трение. Так, например, в случае  $k_s = 1$  см потери на трение становятся преобладающими,

что приводит к монотонному уменьшению заплеска во всем диапазоне изменения уклонов.

Выполненные численные эксперименты соответствуют определенному значению  $\alpha_1$ . Однако можно показать, что при фиксированных значениях  $H_0$  и  $l_0/\lambda_0$  полученная зависимость носит универсальный характер.

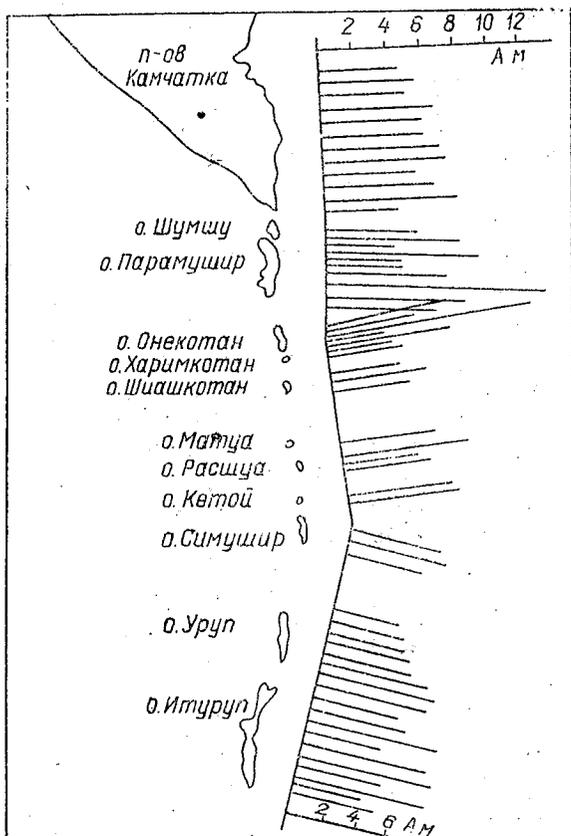


Рис. 4. Распределение высот первого гребня на 10-метровой изобате при одиночном возмущении в очаге.

Результаты расчетов, выполненных с использованием рассмотренных численных моделей, были использованы для составления схем цунамирайонирования побережья Курило-Камчатской зоны, что является прикладным результатом всех исследований, направленных на изучение условий распространения и трансформации волн цунами в этом районе. На рис. 4 показаны подъемы уровня, полученные при одномерных расчетах волн цунами от не-

которого наиболее вероятного, так называемого «обобщенного» очага. Расчеты проводились с учетом предварительно построенной рефракционной картины от полосы обобщенного очага, где задавалось статистическое возмущение уровня высотой 2 м, до изобаты 10 м. Для исследования процессов распространения цунами

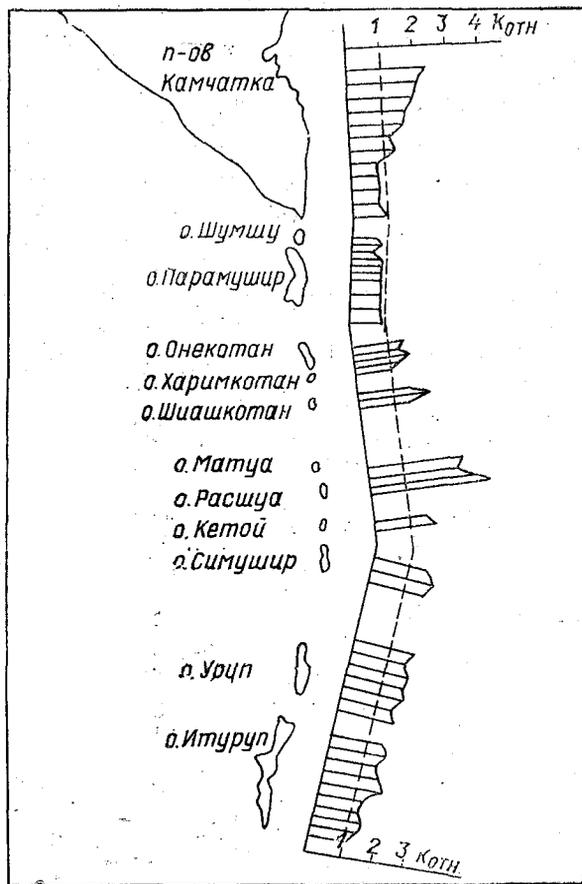


Рис. 5. Распределение относительного коэффициента резонансного усиления относительно первого гребня.

в районах со сложной морфометрией, способствующей возникновению различного рода соколебательных движений, образованию вдольбереговых потоков и т. п., необходимо использовать двумерные модели. Примером таких исследований могут служить численные расчеты, выполненные для Камчатского залива [10]. Результаты одномерных расчетов, позволяющих рассчитать высоты волн

на подходе к берегу, могут быть использованы для определения величины зоны затопления, вызванного выходом волны на сухой берег. Имеется опыт такой работы, выполненной в ЛГМИ совместно с ИПФ АН СССР.

Подъемы уровня, показанные на рис. 5, соответствуют образованию в очаге цунами одиночного возмущения. В случае подхода к берегу цуга волн необходимо учитывать возможность резонансного усиления волн на шельфе. Исследование частотных свойств шельфа, выполненное с использованием разработанной в ЛГМИ методики [11], показали, что наиболее сильно резонансные явления могут проявляться в центральной части Курильских островов, где они могут привести к дополнительному возрастанию подъемов уровня в 3—4 раза. Распределение относительного коэффициента резонансного усиления, характеризующего высоту максимального подъема уровня относительно высоты первого гребня (т. е. высоты одиночного возмущения), показано на рис. 5. Получение амплитудно-частотных характеристик позволяет, кроме того, учесть при составлении схем цунамирайонирования возможность образования большего разнообразия размеров очага, чем это позволяет сделать задание обобщенного очага, имеющего на всем протяжении постоянную ширину 90 км. Результатом такого подхода явилось построение гипотетического «максимально опасного очага», соответствующего появлению в очаге цунами волн с резонансными частотами одновременно на всем участке побережья Курило-Камчатской зоны, для которого выполнялось цунамирайонирование.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев С. Л. Проблема цунами и ее значение для Камчатки и Курильских островов. — В сб.: Проблема цунами. М., Наука, 1968, с. 7—50.
2. Вольцингер Н. Е., Пясковский Р. В. Основные океанологические задачи теории мелкой воды. — Л.: Гидрометеоздат, 1968. 300 с.
3. Макаров В. А., Бухтеев В. Г., Усанкина Г. Е. Волны цунами при различных формах исходного возмущения (исследование на электрической модели). — Тр. СахКНИИ, 1972, вып. 29, с. 117—134.
4. Бухтеев В. Г., Плинк Н. Л. Трансформация волн цунами на шельфе и перераспределение энергии. — В сб. Изучение цунами в открытом океане. М., Наука, 1978, с. 26—32.
5. Некрасов А. В. Практический метод расчета отражения длинных волн от подводного склона. — В сб.: Теоретические и экспериментальные исследования по проблеме цунами. М., Наука, 1977, с. 82—88.
6. Некрасов А. В., Пясковский Р. В., Бухтеев В. Г. Исследование распространения и трансформации волн цунами методом расчета. — Тр. СахКНИИ, 1972, вып. 29, с. 107—116.
7. Бухтеев В. Г., Плинк Н. Л. Численное моделирование реального случая цунами. — В сб.: Изучение цунами в открытом океане. М., Наука, 1978, с. 33—42.
8. Лятхер В. М., Милитеев А. Н. Расчет наката длинных гравитационных волн на откос. — Океанология, 1974, № 1, с. 37—42.
9. Мазова Р. Х., Пелиновский Е. Н. Линейная теория наката волн цунами на берег. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. Т. 18, № 2, 1982, с. 166—171.

10. Бухтеев В. Г., Плинка Н. Л. Использование математических моделей в целях прогнозирования изменения параметров цунами при реальном рельефе дна. — В сб.: Исследование и освоение Мирового океана, изд. ЛПИ, 1980, вып. 71, с. 93—100. (ЛГМИ).
11. Плинка Н. Л. Исследование частотных свойств шельфа с целью цунами-районирования. — В сб.: Теоретические и экспериментальные исследования по проблеме цунами. — М.: Наука, 1977, с. 140—147.

УДК 550.345

В. Г. БУХТЕЕВ, А. Н. ПЕТРОВ (ЛГМИ)

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫХОДА ЦУНАМИ НА БЕРЕГ

Процесс распространения и трансформации волн цунами принято разделять на три фазы: возникновение волны в очаге; распространение вдали от берегов; трансформацию вблизи берега, включая выход волны на сухой берег. Третья фаза, наиболее важная в прикладном отношении, наименее исследована. Это объясняется, во-первых, весьма малым количеством качественных наблюдений над цунами и, во-вторых, сложностью теоретического рассмотрения. Ниже приводятся некоторые результаты расчетов выхода цунами на берег, полученные на основе использования численной модели Гидропроекта [1]. Исходные уравнения модели имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \oint_{\Gamma} uH dx - \left( \alpha u^2 H + \frac{1}{2} g H^2 \right) dt = \iint_R - \\ - \left( igH + \lambda \frac{u|u|}{2} \right) dR, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\oint_{\Gamma} H dx - uH dt = \iint_R v dR,$$

где  $\Gamma$  — любой замкнутый контур в плоскости  $x, t$ ;  $R$  — площадь, ограниченная контуром  $\Gamma$ ;  $u$  — осредненная по поперечному сечению продольная составляющая скорости;  $v$  — средняя вертикальная составляющая скорости;  $\alpha$  — коэффициент Буссинеска;  $i$  — тангенс угла наклона поверхности дна к горизонту;  $\lambda$  — коэффициент сопротивления.

В качестве начальных условий на профиле задавались отметки невозмущенного уровня. В качестве граничного условия на движущемся уресе задавалось условие равенства нулю высоты

волны. На мористом конце профиля задавалось изменение уровня во времени. Коэффициент сопротивления, как правило, рассчитывался по упрощенной формуле Альтшуля

$$\lambda = 0,0303 \left( \frac{k_s}{H} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $k_s$  — вертикальный размер неровностей дна.

На рис. 1 приведены рассчитанные основные фазы набегания волны на сухой берег: подход волны к берегу, частичное его заливание, максимальное заливание, постепенный отток воды. Видно, что движение волны по сухому берегу приводит к заметному увеличению крутизны волны в передней ее части. В момент максимального залеска профиль волны в значительной мере выполаживается. Движение уреза при оттоке воды происходит гораздо медленнее, чем при набегании волны. Отток происходит, главным образом, за счет уменьшения толщины слоя воды, а не за счет уменьшения ширины залитой зоны.

Достаточно сложным и мало исследованным является вопрос об учете в уравнениях (1) эффекта трения. Поэтому было специально рассмотрено различное задание коэффициента сопротивления и влияния этого коэффициента на результаты расчетов заливания берега. В гидравлике коэффициент сопротивления  $\lambda$  (либо коэффициент Шези  $C$ ) задается различным образом в зависимости от параметров потока, используются разные формулы: Гангилье-Куттера

$$C = \frac{23 + \frac{1}{n}}{1 + \frac{23n}{\sqrt{R}}},$$

где  $n$  — безразмерный коэффициент Маннинга;  $R$  — гидравлический радиус.

Маннинга

$$C = \frac{1}{n} R^{1/6}.$$

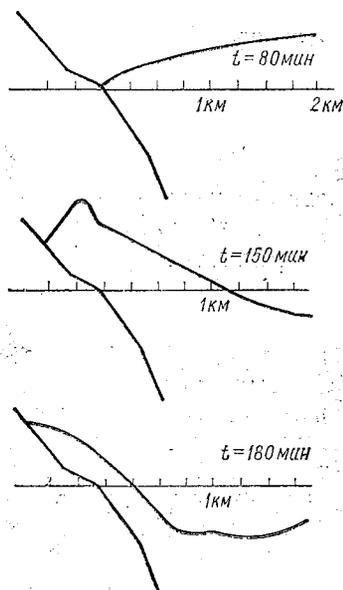


Рис. 1. Основные фазы выхода волны на сухой берег.

Павловского

$$C = \frac{1}{n} R^y,$$

где  $y = 2,5 \sqrt{n} - 0,13 - 0,75 \sqrt{R} (\sqrt{n} - 0,10)$ .

Агроскина

$$C = \frac{1}{n} + 17,72 \lg R.$$

Альтшуля

$$C = 20 \lg \frac{R}{\varepsilon + \frac{0,385 \nu}{\sqrt{gRi}}},$$

где  $i$  — наклон дна;  $\nu$  — коэффициент вязкости;  $\varepsilon$  — эффективный размер выступов дна.

Айвазяна

$$\lambda = 0,0358 - 0,43 i - 4i^2 + 0,3 i^{1/4} d/R,$$

где  $d$  — диаметр шарообразной шероховатости.

Были проведены численные расчеты с целью оценить, как скажется различное задание коэффициентов сопротивления на длине горизонтального заплеска. В результате были получены относительные величины горизонтального заплеска при использовании различных формул для вычисления коэффициентов сопротивления (см. таблицу).

Формула	Длина горизонтального заплеска (%)
Гангилье-Куттер	77
Маннинг	78
Павловский	78
Агроскин	78
Альтшуль	97
Альтшуль (упрощенная)	100
Айвазян	74

Как видно из таблицы, различные формулы дают однородные результаты. В принципе можно использовать любую из них, хотя более обоснованной, очевидно, следует считать универсальную формулу Айвазяна. Целесообразно использовать упрощенную

формулу Альтшуля, поскольку она дает несколько большую величину заплеска, чем другие формулы, а для целей цунамирайонирования необходимы оценки «сверху».

Для того чтобы оценить влияние шероховатости  $k_s$  на параметры заплеска, была проведена специальная серия расчетов в диапазоне  $k_s$  от 0,01 мм до 1 м. Результаты расчетов позволили построить зависимость длины горизонтального заплеска от величины  $k_s$  (рис. 2). При изменении  $k_s$  от 0,01 мм до 50 см длина заплеска уменьшается в 2 раза для волны высотой 1 м и в 2,5 раза для волны высотой 9 м. Более быстрое затухание девятиметровой волны объясняется частичным обрушением,

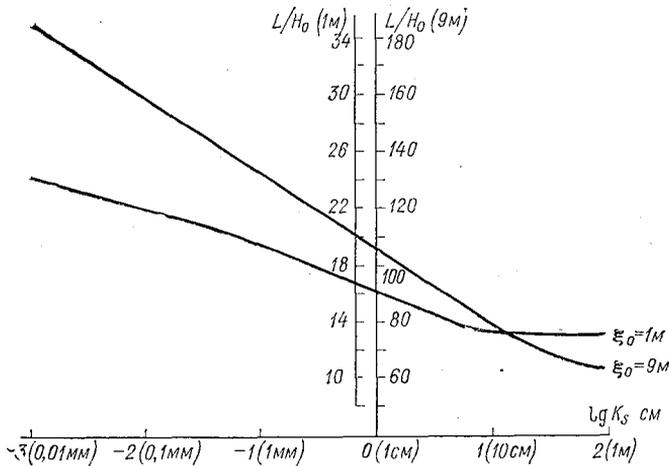


Рис. 2. Зависимость величины заплеска от параметра шероховатости.

а также тем, что для высоких волн гасящий эффект трения оказывается более существенным. В реальном диапазоне  $k_s$  (от 1 мм до 50 см) длина горизонтального заплеска меняется от 1,5 до 1,8 раза. С точностью до 30% расчеты в реальном диапазоне  $k_s$

можно заменить расчетом при  $k_s = 2$  см при  $\frac{l}{\lambda_0} = 0,315$  ( $l$  — длина профиля,  $\lambda_0$  — исходная длина волны). С увеличением  $l/\lambda_0$  влияние  $k_s$  на заплеск возрастает, так как возрастают потери энергии за счет трения. Таким образом, при расчетах заплеска, особенно в случае пологих откосов, пренебрежение влиянием трения может привести к существенным ошибкам.

Интересными представляются исследования, связанные с изучением зависимости величины заплеска от уклона дна и длины

подходящей волны. Соображения теории размерности, а также некоторые теоретические исследования (например, [2]), позволяют утверждать что, при отсутствии трения в случае однородного уклона дна основным фактором, влияющим на величину относительного вертикального заплеска  $L_B/H_0$  (где  $L_B$  — высот. заплеска,  $H_0$  — высота волны на морской границе) является безразмерный параметр  $l/\lambda_0$ , где  $l$  — расстояние от морской границы до уреза (т. е. величина, характеризующая уклон дна), а  $\lambda_0$  — длина волны на морской границе. Численные расчеты, выполненные с использованием уравнений (1), позволили получить вид этой зависимости с учетом и без учета трения. Расчеты с учетом шероховатости проводились для наиболее реальных соотношений  $l/\lambda_0$ , характерных для Курило-Камчатской зоны. Полученная с помощью численных расчетов зависимость, показанная на рис. 3, носит достаточно универсальный характер, так как она не

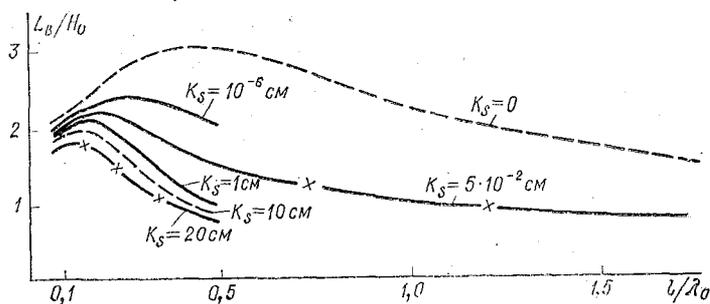


Рис. 3. Зависимость вертикального заплеска от относительной длины профиля и параметра шероховатости.

привязана к конкретным географическим районам. В качестве исходных параметров для построения зависимости использовались:  $l$  — удаление от уреза изобаты 20 м,  $H_0$  и  $\lambda_0$  — высота и длина волны на изобате 20 м. С целью уменьшения влияния граничных условий в расчетной области непосредственно к' склону в точке  $h=20$  м «пристраивался» ровный участок дна с постоянной глубиной и длиной, равной половине длины волны, на морской границе которого и задавались колебания уровня, соответствующие входящей волне цунами. Из рис. 3 видно, что по мере увеличения  $l/\lambda_0$  относительный вертикальный заплеск сначала возрастает, достигает максимума, а затем плавно уменьшается. Наличие максимума на кривой вертикального заплеска можно объяснить совместным влиянием эффектов отражения и обрушения волны. При малых  $l$  (крутых уклонах) существенным является процесс отражения. При уменьшении уклона (увеличении  $l$ ) в случае фиксированной длины волны потери на отражение уменьшаются, что приводит к возрастанию величины вертикаль-

ного заплеска. Однако при дальнейшем увеличении длины пробега волна начинает обрушиваться до подхода к берегу, что приводит к существенным потерям волновой энергии и, как следствие этого, к уменьшению высоты заплеска. Как следует из расчетов, при соотношении  $l/\lambda_0$  порядка  $0,4 \div 0,5$  наблюдаются «оптимальные» условия распространения волны, когда обрушение еще не происходит, а потери на отражение минимальны. Значение параметра  $l/\lambda_0$ , соответствующее максимальному заплеску в случае  $k_s = 0$ , хорошо согласуется с критерием обрушения, полученным теоретически в [2] при отсутствии трения:

$$\alpha_{кр} \approx 5,6 H_0^{2/3} h_0^{3/5} \lambda_0^{-1}, \quad (3)$$

где  $h_0$  — глубина на морской границе.

Как видно из рис. 3, учет влияния трения приводит к уменьшению высоты заплеска. Кроме того, поскольку общие потери энергии за счет трения увеличиваются с увеличением длины пробега волны (т. е. с увеличением  $l$ ) происходит смещение максимального заплеска в сторону меньших значений параметра  $l/\lambda_0$ .

Полученные результаты численных расчетов позволяют сделать ряд важных практических выводов.

1. Максимальная величина вертикального заплеска, даже в случае отсутствия трения, не может превышать высоту волны, подходящей к изобате 20 м более, чем в 3 раза. (Этот вывод может быть также получен из формулы Пелиновского [2] при подстановке  $l/\lambda_0$ , соответствующего критерию обрушения волны (3)). В случае сильного трения ( $k_s = 20$  см) — более, чем в 2 раза.

2. Трение в целом приводит к уменьшению высоты заплеска. Однако при крутых уклонах до величины  $l/\lambda_0 \leq 0,15$  с точностью до 10% влиянием трения можно пренебречь. При более длинных (по сравнению с длиной волны) профилях влияние трения становится существенным и может привести к уменьшению высоты заплеска в 2 и даже в 3 раза.

3. При малой величине трения максимальный заплеск будет наблюдаться при подходе к изобате 20 м волн с длиной порядка  $2,5 l$ . При более шероховатом грунте эта величина может увеличиваться почти в 4 раза.

Полученная номограмма для определения высоты заплеска, в зависимости от параметров подходящей волны, уклона дна и шероховатости грунта, может быть использована для определения величины зоны затопления при проведении проектно-исследовательских работ для строительства на побережье в цунамиопасной зоне. Параметры волн на подходе к берегу в этом случае могут быть получены как с помощью прямых расчетов распространения и трансформации волны из зоны очага цунами, так и на основании ранее составленных схем цунамирайонирования побережья по высотам волн (например, [2], [3]).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Лятхер В. М., Милитеев А. Н. Расчет наката длинных гравитационных волн на откос. — Океанология, 1974, № 1, с. 37—42.
2. Пелиновский Е. Н., Плинок Н. Л. Предварительная схема цунами-районирования побережья Курило-Камчатской зоны на основе одномерных расчетов (модельный очаг). — Горький, ИПФ АН СССР, пре-принт № 5, 1980, с. 3—8.
3. Бухтеев В. Г., Плинок Н. Л. Трансформация волн цунами на шельфе и перераспределение энергии. — В сб.: Изучение цунами в открытом океане. М., Наука, 1978, с. 26—32.

УДК 532.592

В. Н. ВЕРЕТЕННИКОВ (ЛГМИ)

### ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЛИННЫХ ВОЛН

Все усложняющиеся запросы практики, а также попытки создания рациональных общих теоретических моделей для изучения сложных физических явлений значительно повысили интерес к различным численным методам и алгоритмам, реализация которых связана с проведением численного эксперимента.

Как известно, численный эксперимент состоит из следующих этапов: на основе изучаемого явления выбирается математическая модель; осуществляется вычислительный процесс, т. е. разрабатывается разностная схема, позволяющая провести численный эксперимент; анализируются результаты, которые приводят к улучшениям и уточнениям математической модели. Такая обратная связь позволяет видоизменять и совершенствовать методологию численных экспериментов.

В этой статье приведены некоторые результаты численных экспериментов по исследованию распространения длинных волн в замкнутой области. Основное назначение работы заключается в попытке рассмотрения математической модели для более сложных и общих процессов распространения длинных волн.

Как отмечается в работе [1], «модель, в которой глубокая вода сразу ограничивается вертикальной стенкой, не учитывает постепенного изменения глубины в океане. В действительности имеется континентальный шельф, материковый склон и океанское ложе. В береговой зоне шельфа происходит разрушение волн, что приводит к турбулентному движению и диссипации энергии. В этой области линейная теория едва ли применима».

Целью учета влияния нелинейных членов при численном интегрировании уравнений движения на распространение неустановившихся длинных волн рассмотрим прямоугольный бассейн с постоянной глубиной  $h$ .

Численная модель включает уравнения движения и неразрывности:

$$\left. \begin{aligned} u_t + u \cdot (u/H)_x + v \cdot (u/H)_y + gH \cdot \zeta_x &= \Omega v, \\ v_t + u \cdot (v/H)_x + v \cdot (v/H)_y + gH \cdot \zeta_y &= -\Omega u, \\ \zeta_t + u_x + v_y &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $u, v$  — составляющие полного потока;  $h$  — волновая денивелиция уровня;  $H = h + d\zeta$  — мгновенная глубина;  $h$  — глубина от среднего уровня;  $g$  — ускорение свободного падения;  $\Omega$  — параметр Кориолиса.

При построении неявной разностной схемы для численного решения системы (1) используем метод дробных шагов [2], а именно, геометрическое расщепление, сводящее многомерную задачу к временной последовательности одномерных по пространству задач (расщепление по направлениям).

Системе (1) соответствует расщепленная система:

$$\left. \begin{aligned} 0,5 \cdot u_t + H \cdot P_x &= 0, \\ 0,5 \cdot v_t + u \cdot (v/H)_x &= -\Omega u, \\ 0,5 \cdot \zeta_t + u_x &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} 0,5 \cdot u_t + v \cdot (u/H)_y &= \Omega v, \\ 0,5 \cdot v_t + H \cdot Q_y &= 0, \\ 0,5 \cdot \zeta_t + v_y &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где

$$P = g\zeta + 0,5 (u/H)^2; \quad Q = g\zeta + 0,5 (v/H)^2. \quad (4)$$

Соответствующая схема расщепления имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{u^{k+1/2} - u^k}{\tau} + \frac{\Delta_1}{hx} H^k \frac{P^{k+1/2} + P^k}{2} &= 0, \\ \frac{\zeta^{k+1/2} - \zeta^k}{\tau} + \frac{\Delta_{-1}}{hx} \frac{u^{k+1/2} + u^k}{2} &= 0, \\ \frac{v^{k+1/2} - v^k}{\tau} + \frac{u^{k+1/2} + u^k}{2} \cdot \frac{\Delta}{hx} \cdot \frac{1}{2} \left( \left( \frac{v}{H} \right)^{k+1/2} + \right. & \\ \left. + \left( \frac{v}{H} \right)^k \right) &= -\Omega \frac{u^{k+1/2} + u^k}{2}, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где

$$\Delta = \Delta_{-1}; \quad u^{k+1/2} + u^k \geq 0; \quad \Delta = \Delta_1; \quad u^{k+1/2} + u^k < 0.$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{v^{k+1} - v^{k+1/2}}{\tau} + \frac{\Delta_2}{hy} H^k \frac{Q^{k+1} + Q^{k+1/2}}{2} &= 0, \\ \frac{\zeta^{k+1} - \zeta^{k+1/2}}{\tau} + \frac{\Delta_{-2}}{hy} \frac{v^{k+1} + v^{k+1/2}}{2} &= 0, \\ \frac{u^{k+1} - u^{k+1/2}}{\tau} + \frac{v^{k+1} + v^{k+1/2}}{2} \cdot \frac{\Delta}{hy} \cdot \frac{1}{2} \left( \left( \frac{u}{H} \right)^{k+1} + \right. & \\ \left. + \left( \frac{u}{H} \right)^{k+1/2} \right) &= \Omega \frac{v^{k+1} + v^{k+1/2}}{2}, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где

$$\Delta = \Delta_{-2}; \quad v^{k+1} + v^{k+1/2} \geq 0; \quad \Delta = \Delta_2; \quad v^{k+1} + v^{k+1/2} < 0; \quad \Delta_i = T_i - E; \quad \Delta_{-i} = E - T_i; \quad T_i u(x_i) = u(x_i + h); \quad T_{-i} u(x_i) = u(x_i - h).$$

Вводя вспомогательные переменные  $u_{ij}^{k+1/4} = 0,5 (u_{ij}^{k+1/2} + u_{ij}^k)$  и  $v_{ij}^{k+3/4} = 0,5 (v_{ij}^{k+1} + v_{ij}^{k+1/2})$  и исключая переменные  $\zeta_{ij}^{k+1/2}, \zeta_{ij}^{k+1}$  соответственно из первого уравнения системы (5) и (6), сводим неявные схемы для этих уравнений к трехточечным прогонкам вдоль линий сетки.

Для второго уравнения систем (5) и (6) используем неявную схему, основанную на методе бегущего счета [3].

Расчет проводился для области прямоугольной формы, имеющей протяженность  $2L$  в зональном направлении и  $L$  вдоль меридиана. На границах области было задано условие прилипания, то есть  $u = v = 0$ . Численные значения параметров задачи таковы:  $H = 50$  м,  $L = 100$  км,  $\Omega = 0$ ,  $\Delta x = \Delta y = L/10$ ,  $\tau = 60$  с.

Главная цель настоящей работы — проиллюстрировать методику применения указанной схемы, а расчеты служат лишь для того, чтобы показать возможность получения устойчивых решений.

За начальное состояние принято  $\zeta = 2$  м при  $x \leq L$ ,  $\zeta = -2$  м при  $x > L$ .

Можно показать, что разностная схема для уравнений (1) обеспечивает выполнение неравенства

$$\sum_i hx \sum_j hy \cdot 0,5 (u^2 + v^2 + gH \cdot \zeta^2)_{ij}^k \leq \sum_i hx \sum_j hy \cdot 0,5 (u^2 + v^2 + gH \cdot \zeta^2)_{ij}^{k-1} \quad (7)$$

при условии, что шаг по времени подчиняется неравенству

$$\tau \leq 0,5 \cdot hx / \sqrt{gH}.$$

Неравенство (7) можно рассматривать как разностный аналог интегрального закона сохранения энергии. Если выполнены неравенства  $(\zeta u)_{x=0} \leq 0$ ,  $(\zeta u)_{x=2L} \geq 0$  и  $(\zeta v)_{y=0} \leq 0$ ,  $(\zeta v)_{y=L} \geq 0$ , обеспечивающие диссипативность граничных условий, то неравенство (7) означает устойчивость разностной схемы в смысле энергетической нормы при ограничении на шаг по времени  $\tau$ .

На рис. 1 представлена эволюция полной энергии в безразмерных нормированных единицах со временем, одно из этого рисунка имеет место устойчивость, весьма близка к нейтральной.

Так как численное решение по нашей схеме при использовании более мелкой сетки изменилось незначительно, следует полагать, что ошибки аппроксимации играют незначительную роль. Численные эксперименты указывают также на то, что граничные условия для переменной  $\xi$  второго порядка точности по сравнению с граничными условиями первого порядка практически не влияют на устойчивость.

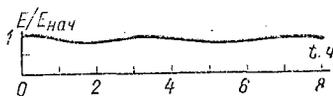


Рис. 1. Безразмерные нормированные значения энергии как функции времени.

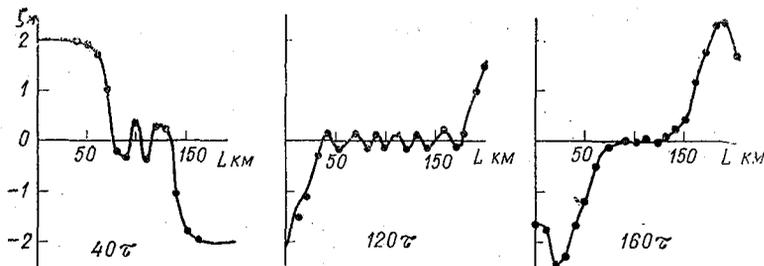


Рис. 2. Сравнение значений уровня на продольном разрезе для различных моментов времени. Крестиками показаны значения уровня при расчете с учетом нелинейности мгновенной глубины  $H$  ( $d=1$ ).

Результаты эксперимента с параметром  $d$  (учет нелинейности по переменной  $\xi$ ) показывают, что амплитуда численного решения при  $d=1$  превышает амплитуду при  $d=0$  на 0,1—0,15 м в различных точках бассейна. Для численного решения при  $d=0$  отмечается практически незначительное отставание по фазе. На рис. 2 сравнены значения переменной  $\xi$  на продольном разрезе области для различных моментов времени этих двух численных решений.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что предложенная разностная схема является эффективной и позво-

ляет продолжать численные эксперименты. Нетрудно распространить разработанную схему на нерегулярную сетку с переменной мгновенной глубиной.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Войт С. С., Себекин Б. И. Некоторые вопросы теории распространения волн цунами. — В кн.: Волны цунами. Труды СахКНИИ № 29, Южно-Сахалинск, 1972, с. 73—81.
2. Яценко Н. Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. — Новосибирск, изд-во НГУ, 1966. — 225 с.
3. Ландау Л. Д., Мейман Н. Н., Халатников И. Н. Численные методы интегрирования уравнений в частных производных методом сеток. — Труды III Всесоюзного математического съезда, т. II. М., изд-во АН СССР, 1956, с. 66.

УДК 551.466.63

А. Л. БОНДАРЕНКО, В. С. БЫЧКОВ (ИЗМИРАН)

### МОРСКИЕ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

На записях уровня моря в прибрежной зоне обычно четко прослеживаются непрерывные во времени колебания, имеющие периоды от 10 до 60 мин и высоты до 20 см (в отдельных случаях до

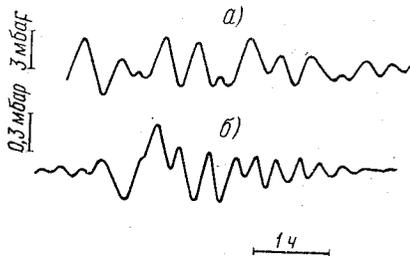


Рис. 1. Образцы записей морских метеорологических волн (а) и колебаний атмосферного давления (б).

60 см, образец записи таких волн представлен на рис. 1, а). Считается, что эти колебания вызваны морскими волнами, получившими название метеорологических волн, резонансных волн на шельфе, метеорологических волн на шельфе, логических цунами. Заметно, что их амплитудно-частотные характеристики существенно зависят от параметров бассейна и формы прибрежной зоны.

Так, на Черном и Каспийском морях высоты этих волн 5—10 см, периоды 20 мин, на Тихом океане — высоты 10—20 см, а периоды — 30—40 мин. Образование метеорологических волн связывают с воздействием волн давления, распространяющихся перед синоптическим фронтом на поверхность воды. Применяется в расчет механизм резонансного взаимодействия волн давления и метеорологических

волн. Так, авторы работы [2] считают, что эти волны образуются во фронтальной зоне и практически не выходят из нее, а автор работы [8] утверждает, что они образуются в шельфовой зоне, когда скорость перемещения фронта может быть соизмерима со скоростью распространения волны, равной  $C = \sqrt{gH}$ . Здесь  $H$  — глубина моря. В работе [9] описывается случай, когда в мелководной зоне были зарегистрированы одновременно метеорологические и волны давления, но не делается определенных выводов относительно причины образования метеорологических волн.

Исследования, выполненные авторами в 1969—1972 гг. на натурном материале по бассейну Черного моря не согласуются с указанными гипотезами. Так, например, они не объясняют тот факт, почему метеорологические волны на многих уровнях постах регистрируются практически непрерывно во времени, в то время как в районе измерения уровня (и даже на значительном расстоянии от него) не наблюдалось синоптических фронтов или каких-либо существенных метеорологических возмущений (типа областей с сильным ветром). Удалось выбрать длительные промежутки времени, когда целиком над всем бассейном Черного моря стояла штилевая погода, а на записях мареографов портов Туапсе и Почти четко прослеживались метеорологические колебания.

Объяснение природы образования метеорологических волн удалось дать после того, как авторами настоящей работы летом 1977—1978 гг. в районе южной части Каспийского моря были получены интересные измерения флуктуаций атмосферного давления. Эти измерения были выполнены с помощью высокочувствительных приборов (0,01 мбар/мм), разработанных сотрудником Института земного магнетизма АН СССР В. Н. Бобровым. В 1977 г. производились синхронные измерения (длительные, многомесячные) давления в устье реки Куры и на о. Свином, а в 1978 г. только на мысе Бяндован (Каспийское море, Азербайджан). На записях эпизодически в виде отдельных групп (см. образец рис. 1, б) прослеживаются флуктуации давления с амплитудой порядка 0,3—0,5 мбар и периодами от 10 до 40 мин. Можно допустить, что эти флуктуации давления могут быть вызваны так называемыми атмосферными внутренними гравитационными волнами (ВГВ) которые, как утверждается в работе [4], могут быть образованы в области холодных метеорологических фронтов и атмосферных струйных течений. ВГВ могут распространяться на большие расстояния от источника со скоростью 200—300 м/с. В дальнейшем авторами был выполнен эксперимент, данные которого могут явиться некоторым подтверждением наличия связи флуктуаций давления с холодным фронтом. Так было установлено, что существует отрицательная связь между средними за некоторый промежуток времени величинами амплитуд флуктуаций

давления и расстоянием до фронта. Это соответствует представлениям о физике протекания указанного процесса, так как энергия, а следовательно, и амплитуда внутренних гравитационных волн должна убывать по мере удаления от источника.

Синхронно с регистрацией давления на о. Свином осуществлялись измерения колебаний уровня моря, вызванных метеорологическими волнами. Судя по записям они имели амплитуды порядка 1—3 см и средние период 15—25 мин.

По результатам измерений была сделана попытка нахождения связи метеорологических волн с внутренними гравитационными волнами. Для этого были построены функции спектральной плотности  $S(\omega)$  метеорологических  $\xi$  и внутренних гравитационных волн  $P$  (рис. 2, а), а также их когерентности  $CO^2(P, \xi)$  (рис. 2, б).

Из графиков функций спектральной плотности видно, что в ходе атмосферного давления прослеживается только один максимум на периоде 23 мин, в то время, как метеорологические волны в море имеют два максимума на периодах 23 и 12 мин. Функция когерентности достигает существенной величины 0,6 на периоде 23 мин, на остальных она значительно меньше. Отсюда можно допустить, метеорологические волны в данном случае включают две системы волн — вынужденных на периодах 23 мин и свободнораспространяющихся на периодах 12 мин. Следует отметить, что такой двухмодальный спектр типичен для метеорологических волн [1] и вообще для прогрессивных свободных морских волн, выходящих на мелководье.

На основе вышеизложенного можно сделать следующий вывод относительно механизма образования морских метеорологических волн. Атмосферные внутренние гравитационные волны, воздействуя на водную поверхность моря создают

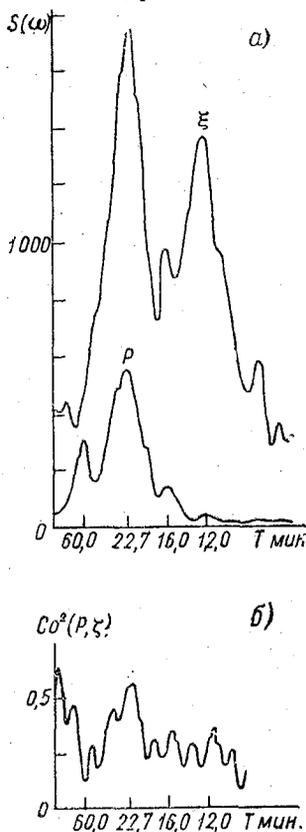


Рис. 2. Функции спектральной плотности  $S(\omega)$  метеорологических  $\xi$  и внутренних гравитационных волн  $P$  (а) и функции их когерентности (б).

морские прогрессивные метеорологические волны. Последние распространяются от источника радиально, как свободные (по типу волн цунами). Естественно, что в открытой части моря на больших глубинах они имеют такие незначительные амплитуды, что их трудно зарегистрировать даже высокочувствительными прибо-

рами [7], а при подходе к берегу они существенно увеличиваются в амплитуде. Можно также допустить, что воздействие внутренних гравитационных волн на водную поверхность бассейна происходит довольно часто, но в различных его частях. Вместе с тем метеорологические волны теряют свою энергию сравнительно медленно даже при отражении от берега. Все это и объясняет, почему метеорологические волны постоянно присутствуют в море.

Исследование метеорологических волн представляет интерес в том отношении, что по своим динамическим свойствам они схожи с волнами цунами, но в отличие от последних наблюдаются не эпизодически, а постоянно. Путем сопоставления параметров метеорологических волн, по-видимому, можно определить соотношение ожидаемых параметров волн цунами в различных пунктах побережья морей и океанов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бондаренко А. Л., Бычков В. С., Авдеев В. А. Статистические и спектральные характеристики долгопериодных колебаний уровня моря, наблюдаемые на побережье Тихого океана у о. Кунашир. — Метеорология, и гидрология, 1971, № 5, с. 92—94.
2. Бычков В. С., Дуванин А. И., Лейбо А. Б., Моныхов А. В. Эволюция барических волн во времени. — Вестник МГУ, сер. География, 1972, № 1, с. 99—101.
3. Бычков В. С., Бобров В. Н., Бондаренко А. Л., Бригос Х. П., Жмур В. В., Лапшин В. Б., Скирко Н. Е. Колебания в атмосфере и гидросфере в диапазоне периодов от 10 минут до 10,5 часов. — В сб.: Морское магнитотеллурическое зондирование. Троицк, ИЗМИРАН, 1978, с. 48—62.
4. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1978. — 531 с.
5. Диккий Л. А. Теория колебаний земной атмосферы. — М.: Гидрометеиздат, 1969. — 195 с.
6. Красовский В. И., Потапов Б. П., Семенов А. И., Соболев В. Г., Шагаев М. В., Шефов Н. Н. Внутренние гравитационные волны вблизи мезопаузы. Результаты исследований гидроксильного излучения. — В сб.: Полярные сияния и свечение ночного неба. М., Сов. радио, 1978, № 26, с. 5—29.
7. Ефимов В. В., Куликов Е. А., Лаппо С. С., Соловьев С. Л. Краевые волны в северо-западной части Тихого океана. — Изв. АН СССР, ФАО, т. 14, № 5, 1978, с. 318—327.
8. Darbyshire M. Long Waves on the Coast of the Cape Peninsula, Deutshe Hydrographische Zeitschrift, 1963, v. 16, n. 4. pp. 167—185.
9. Donn W. L., W. T. Mc Guinness. An Investigation of Long-Period Waves, Monographie Union Geodesique et Geophysique Internationale, 1963, 24, pp. 26—35.

## ВАРИАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ В ПРИВОДНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ ПРИ МОРСКОМ ВОЛНЕНИИ

Эффекты возбуждения инфранизкочастотных (ИНЧ) электромагнитных полей при различных гидрофизических процессах обусловили формирование нового направления океанологических исследований [1], практическим результатом которого может явиться создание принципиально новых методов получения оперативной и прогностической информации.

Как известно, (например, [2]), процессы ветрового волнения приводят к появлению в морской воде электрических и магнитных полей вследствие взаимодействия орбитальных движений воды с магнитным полем Земли (МПЗ). Различные теоретические модели этого механизма, обзор которых дан в работе [2], сформулированы в предположении, что электрические процессы в воде никак не связаны с процессами в приводном слое атмосферы, т. е. приводный слой рассматривается как «электрически пассивная» среда. Однако, как было показано в работе [1], экспериментальные данные свидетельствуют в пользу противоположного мнения, и исследование механизмов формирования вариаций электрического и магнитного полей в приводном слое атмосферы представляет большой интерес.

Одной из первых работ, где отмечена связь между электрическими процессами в приводном слое моря и поверхностным волнением, вероятно, является работа [3]. В ней приводятся результаты измерений вариаций электрического потенциала в воздухе  $\Phi_v$  на высоте 0,5 м при волнении до 3 баллов. Измерительный преобразователь потенциала в виде радиоактивного коллектора был закреплен на легком, свободно плавающем буйке, отслеживающем профиль морских волн. На записи выявляются вариации потенциала до 30—40 В, имеющие периоды, коррелируемые с периодом волнения (синхронная запись волнения не приводится).

В работе [4] рассматриваются более длиннопериодные вариации и предлагается ряд возможных механизмов их формирования. В частности, интерпретация экспериментальных данных, полученных на высотах 1,6 и 2,4 м, производится в предположении, что заряженные частицы над морской поверхностью концентрируются и переносятся в вихрях с горизонтальной осью, формируя при этом поле вариаций  $\Phi_v$ .

Попытка теоретического рассмотрения механизма возникновения вариаций градиента потенциала в воздухе  $\Delta\Phi_v$  предпринята

в работе [5], где приводится решение уравнения Лапласа для случая синусоидально заряженной поверхности. Показано, что вариации  $\Delta\varphi_{\text{в}}$  должны быстро затухать с высотой и могут быть существенны только вблизи поверхности. Приближенная оценка показывает, что на высотах 0—1 м амплитуда возможных вариаций не должна превышать 10 В, что явно не согласуется с экспериментальными данными (например, [3]). Одновременно с этим в работе [5] решение производится при не совсем обоснованных физических допущениях, в частности при граничном условии воли малой амплитуды, в результате чего фактически попросту задается переменное распределение потенциала на некотором уровне так, что периоды вариаций  $\varphi_{\text{в}}$  равны периодам волн на поверхности. К сожалению, эти, а также некоторые другие недостатки, не позволяют воспользоваться выводами работы для корректных оценок электрических вариаций в приводном слое в реальных условиях.

На наш взгляд, при формировании физических моделей следует учитывать не только реальный характер аэродинамических и гидродинамических процессов, но также иметь в виду, что условия электризации при морском волнении не остаются статичными, т. е. возникновение вариаций потенциала должно обуславливаться не только динамическими процессами в стационарном электрическом поле, но и процессами дополнительного образования свободных зарядов (например, вследствие баллоэлектрического эффекта) и их разделения (например, вследствие различия масс неоднородно заряженных частиц), что должно существенно усиливать исходную неоднородность  $\Delta\varphi_{\text{в}}$  в приводном слое. В настоящее время существуют лишь отдельные наблюдения, позволяющие произвести оценку роли таких процессов. В частности, в работе [6] проводились экспериментальные исследования образования зарядов вблизи поверхности моря под действием ветра и волн. Обнаружен значительный поток положительных зарядов, поднимающихся от поверхности моря в виде так называемых «струйных капель», т. е. капель образованных при разрушении пузырьков воздуха и выбрасываемых вверх. При этом заряды образуются на частицах, размеры которых больше, чем размеры тяжелых ионов. Известен также ряд экспериментальных работ, непосредственно не связанных с морскими условиями, но рассматривающих процессы, сходные по характеру с процессами над взволнованной поверхностью моря — обзор таких работ выполнен в монографии [7].

Естественно, имеющихся данных явно недостаточно для высказывания хотя бы оценочных теоретических суждений о реальном характере электрического поля в приводном слое атмосферы, в связи с этим, вероятно, наиболее перспективен путь экспериментальных натурных исследований с последующей физической интерпретацией.

Стандартная аппаратная база для проведения таких исследований в настоящее время отсутствует, что требует разработки

специальных измерительных комплексов. Подобный комплекс, предназначенный для установки на заякорном бую в прибрежной зоне моря, был разработан и использован в экспериментах на прибрежном гидрофизическом полигоне в Японском море.

Несущей основой комплекса являлся притопленный цилиндрический немагнитный буй с мачтой, по которой перемещался легкий буюк с укрепленными на нем на высоте 0,5 м преобразователями градиента электрического потенциала  $\Delta\varphi_v$  и модуля горизонтальной скорости ветра. Параллельно мачте располагался емкостный преобразователь ординат взволнованной поверхности моря, а на ее верхнем конце — индукционный преобразователь вариаций напряженности инфранизкочастотного магнитного поля. Дополнительно в структуру комплекса входили измерители вариаций напряженности магнитного поля, располагавшиеся на дне ( $\approx 30$  м) и на прибрежной скале ( $\approx 5$  м над средней уровенной поверхностью). Регистрация результатов измерений осуществлялась с помощью многоканальных самописцев типа НЗ38 и КСП-4.

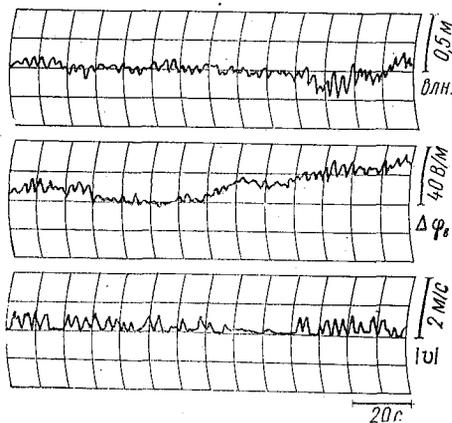


Рис. 1. Пример синхронной записи волнения (вln), вариаций градиента потенциала и модуля горизонтальной скорости ветра при состоянии поверхности моря 1б.

При слабом волнении (1—2 балла) и ветре (1—2 м/с) вследствие неоднородности электрического поля атмосферы в приводном слое можно ожидать возникновения вариаций  $\Delta\varphi_v$ , вызываемых вертикальными перемещениями эквипотенциальной поверхности — морской воды. Такой механизм условно может быть назван параметрическим.

Пример синхронной записи вариаций  $\Delta\varphi_v$ , волнения (вln) и модуля горизонтальной скорости ветра  $|v|$  приведен на рис. 1. На записи отчетливо прослеживается взаимосвязь вариаций, при этом следует отметить отсутствие заметных фазовых сдвигов

между  $\Delta\varphi_v$  и волнением, устойчивый характер вариаций  $|\psi|$  и появление на записи  $\Delta\varphi_v$  длиннопериодных вариаций, не связанных с перемещениями эквипотенциальной поверхности. Такие вариации, неоднократно отмечавшиеся на записях, на наш взгляд, связаны с распространением вдоль морской поверхности микробарических либо инфразвуковых волн, генерируемых удаленными зонами волнения. Это предположение подтверждается результатами экспериментов, выполненных в защищенной бухте (рис. 2) при состоянии поверхности менее 1 балла. Регистрируемые в таких условиях пакеты волновых колебаний  $\Delta\varphi_v$  с амплитудами до 40—50 В/м имели периоды, хорошо коррелируемые с периодами зыби в открытом море.

При усилении ветра следует ожидать возрастания фазового сдвига между вариациями  $\Delta\varphi_v$  и поверхностным волнением, если считать, что основную роль в возбуждении вариаций  $\Delta\varphi_v$  играет поле индуцированного давления над взволнованной поверхностью. Как следует из модели Филлипса — Майлза, рассмотренной, например, в работе [8], поле индуцированного давления сдвинуто по фазе относительно вертикальных смещений поверхности, причем, величина и знак фазового сдвига зависят от высоты, и вследствие этого на некотором уровне  $z_{кр}$ , где средняя скорость ветра равна скорости распространения волн, за каждым гребнем возникает замкнутая циркуляция с горизонтальной осью. Для нашего случая появление таких загребневых вихрей эквивалентно появлению систем электрических токов, связанных с движением свободных зарядов в приводном слое, а значит приводит к возбуждению вариаций магнитного поля, проявляющихся, в основном, во вдольгребневой компоненте  $H_y$ .

Как известно, магнитогидродинамические модели [2] возбуждения вариаций  $H$  при морском волнении приводит к решениям, при которых вариации в компоненте  $H_y$  должны отсутствовать, либо быть значительно меньшими, чем вариации по другим компонентам. Однако экспериментальные данные (например, [10]) явно противоречат такому утверждению и могут служить косвенным подтверждением высказанной выше концепции.

Рассмотренные условия обтекания воздушным потоком взволнованной поверхности моря соответствуют, в основном, ламинарной модели. Пример синхронной записи  $\Delta\varphi_v$  и волнения для таких условий приведен на рис. 3. На записи, так же как и в предыдущих случаях, прослеживаются длиннопериодные вариации, связанные с распространяющейся вдоль поверхности волной от удаленного источника, и заметны фазовые сдвиги между  $\Delta\varphi_v$  и волнением.

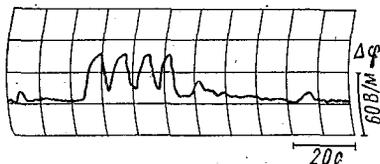


Рис. 2. Пример записи волновых вариаций градиента потенциала, возбуждаемых удаленным источником.

При скорости ветра, превышающей 6—7 м/с, условия обтекания в большей степени соответствуют турбулентным [8], и в за- гробневой зоне появляются мелкомасштабные вихри, которые в согласии с рассмотренной выше картиной должны формировать инфранизкочастотные (ИНЧ) вариации  $\Delta\Phi$ , накладывающиеся на основные — волновые вариации. Пример записи в этих усло- виях приведен на рис. 4. Здесь следует отметить, что частоты за- регистрированных ИНЧ-вариаций, в основном, сконцентрированы в области 4—7 Гц, т. е. в области частот характерного инфразву- кового излучения при развитом волнении (например, [9]).

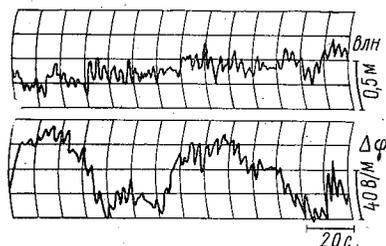


Рис. 3. Пример синхронной записи при развивающемся волнении.

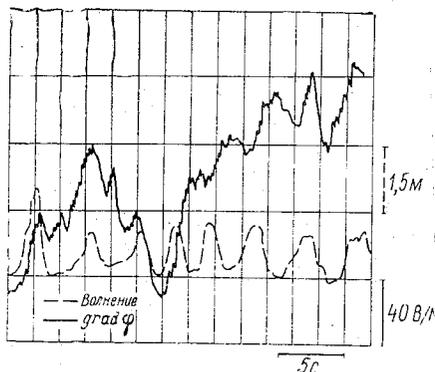


Рис. 4. Пример синхронной записи при развитом волнении.

Очевидно, так же как и ранее, упрощенно можно считать, что формирующиеся мелкомасштабные вихри эквивалентны системам замкнутых электрических токов в приводном слое, которые должны приводить к появлению ИНЧ-вариаций магнитного поля, модулированных по амплитуде волновыми вариациями — экспериментальное подтверждение этого эффекта было приведено в работе [1].

Можно ожидать, что ИНЧ-вариации, генерируемые в приводном слое, способны распространяться в обеих средах и могут быть зарегистрированы не только в воздухе, но и под водой.

На рис. 5 приведен пример записи волновых вариаций магнитного поля на глубине 30 м при развитом волнении на поверхности. Запись получена с помощью двухкомпонентного подводного магнитометра. Следует отметить наличие хорошо выраженных вариаций в компоненте  $H_y$ , как и в работе [10], а также наложение ИНЧ-вариаций на волновые вариации по обоим компонентам.

Регистрация интенсивности ИНЧ-вариаций в воздухе при развитом волнении, выполненная путем приема сигнала на частоте 7 Гц с выделением огибающей (сигнала амплитудной модуляции),

наглядно демонстрирует хорошее соответствие структуры вариаций интенсивности структуре поверхностного волнения (рис. 6), что позволяет рассматривать выявленный эффект как основу принципиально нового дистанционного метода измерения основных характеристик морского волнения.

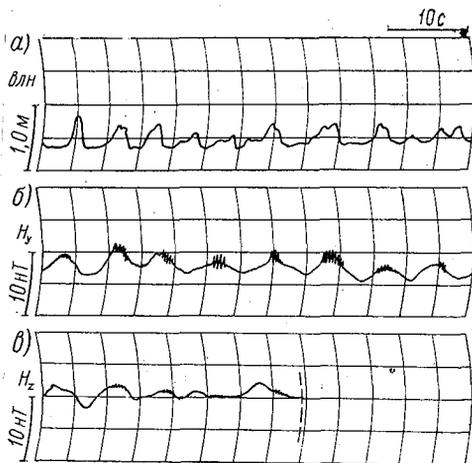


Рис. 5. Пример синхронной записи волнения (а) и вариаций магнитного поля (б, в) на глубине 30 м:

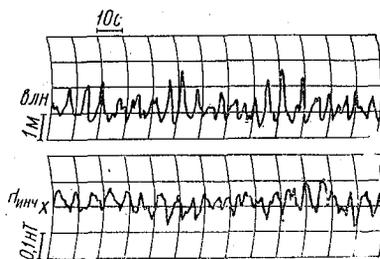


Рис. 6. Пример синхронной записи волнения и вариаций интенсивности нормальной к гребням компоненты магнитного поля ИИЧ-диапазона.

Таким образом, результаты выполненных экспериментальных исследований показывают, что приводный слой атмосферы вследствие наличия распределенных свободных зарядов играет существенную роль в процессах формирования электромагнитных полей при морском волнении, причем, именно в этом слое вследствие взаимодействия ветра с взволнованной поверхностью возбуждается электромагнитное излучение в ИИЧ-диапазоне, которое может служить новым перспективным источником информации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Степанюк И. А. Использование инфранизкочастотных электромагнитных полей для целей получения гидрофизической информации. — В сб.: Исследование и освоение Мирового океана. Л., изд. ЛПИ, 1982, вып. 77, с. 135—140 (ЛГМИ).
2. Фонарев Г. А., Семенов В. Ю. Электромагнитное поле морских поверхностных волн. — В сб.: Исследование геомагнитного поля на акваториях морей и океанов. М., ИЗМИРАН, 1978, с. 143—150.
3. Vonnegut В. Electric potential above ocean waves. J. Geoph. Res., 1974, 79, N 24, p. 3480—3481.
4. Latham Don J., Miksad R. W. Electric field perturbations of the marine atmosphere by horizontal roll vortices. J. Geoph. Res., 1974, 79, N 36, p. 5592—5597.

5. Бычков В. С. и др. Об электромагнитных эффектах при колебаниях заряженной поверхности моря. — Геомагнетизм и аэрономия, 1979, т. 1 № 4, с. 15—18.
6. Blanchard D. C. The electrification of the atmosphere by particles from bubbles in the sea. Woods Hole Oceanographic Institute, 1961, Reference p. 61—90.
7. Чалмес Дж. Атмосферное электричество. — Л.: Гидрометеоздат, 1974. — 419 с.
8. Бютнер Э. К. Динамика приповерхностного слоя воздуха. — Л.: Гидрометеоздат, 1978. — 158 с.
9. Шулейкин В. В. Физика моря. — М.: Наука, 1968. — 1083 с.
10. Рутенко А. Н., Буров Б. А., Щербатенко Л. Т. Исследования вариаций магнитного поля, индуцируемых поверхностными и внутренними волнами. (См. настоящий сборник).

УДК 551.446.3

А. Ю. ГРОМОВ, Ю. А. ТРАПЕЗНИКОВ (ЛО ГОИН)

## К ВОПРОСУ О АППРОКСИМАЦИИ СПЕКТРА ВЕТРОВЫХ ВОЛН

Будем рассматривать ветровое волнение как стационарный случайный процесс  $\xi(t)$ . Оценки корреляционной функции  $K^*(\tau)$  и спектральной плотности  $S^*(\omega)$ , вычисленные по реализациями ограниченной продолжительности  $t \in [0, T]$ , являются случайными функциями, которые можно характеризовать моментными функциями: математическими ожиданиями  $m_{K^*}(\tau)$ ,  $m_{S^*}(\omega)$ , дисперсиями  $D_{K^*}(\tau)$ ,  $D_{S^*}(\omega)$ , корреляционными функциями  $K_{K^*}(\tau_1, \tau_2)$ ,  $K_{S^*}(\omega_1, \omega_2)$ . Статистические оценки спектра, вычисленные по реализациям ограниченной продолжительности  $t \in [0, T]$ , зависят от выбора параметров оценивания: длины реализации  $T$ , максимального временного сдвига коррелограммы  $\tau_{\max}$ , весовой функции  $\lambda(\tau)$ . Выполненные расчеты [4, 5] показали, что для обеспечения достоверности оценки корреляционной функции на всем участке  $(0, \tau_{\max})$  необходимы реализации большой продолжительности — до нескольких тысяч средних периодов на волнограмму. Получение реализации такой продолжительности в стационарных условиях практически невозможно. Поэтому на практике оценивание корреляционных функций производится по сравнительно коротким рядам, а расчет оценок спектров осуществляется по выборочной коррелограмме с привлечением на промежутке задания  $K(\tau)$  участка  $(\mu_T, \tau_{\max})$ , где  $K^*(\tau)$  являются недостоверными оценками  $K(\tau)$  ( $D_{K^*}(\tau)/K^*(\tau) > 1$ ). Отличие в методике оценивания  $S^*(\omega)$  по таким коррелограммам будет при-

одить к получению оценок спектров с различными свойствами, то в конечном счете при обобщении эмпирических спектров будут приводить к их различным аппроксимациям. В настоящее время существует несколько аппроксимативных выражений для спектров ветровых волн, среди которых следует выделить три: спектр Пирсона—Московица [9], спектр IONSWAP [7], аппроксимация ГО ГОИН [1].

В настоящей работе для решения вопроса о том, какой из указанных аппроксимаций отдать предпочтение, в качестве внешнего критерия используется информация о корреляционной функции\*. Для этой цели выделены характерные свойства выборочных коррелограмм волнения. По методу Монте-Карло смоделированы реализации ветрового волнения, отвечающие различным аппроксимациям спектра. По этим реализациям рассчитаны выборочные коррелограммы, изучены и сопоставлены их свойства со свойствами оценок эмпирических корреляционных функций. По степени совпадения этих свойств сделаны выводы о подходящей аппроксимации спектра ветровых волн.

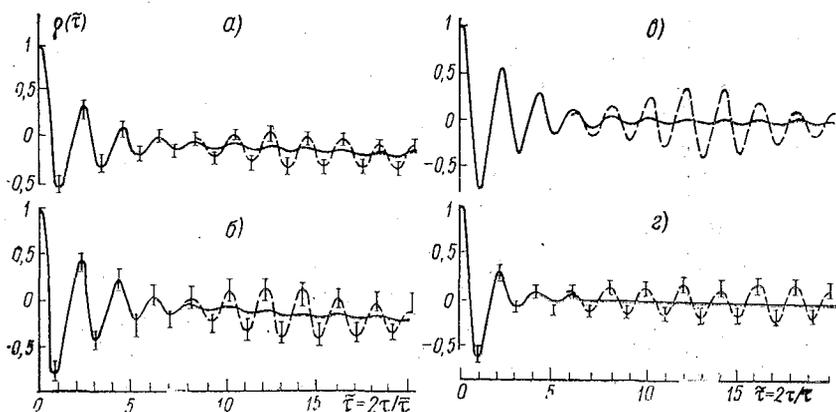


Рис. 1. Оценки нормированных корреляционных функций  $\rho^*(\tau/\bar{\tau})$  ветровых волн, вычисленные по реализациям различной длины:

*a*—штормовое волнение в океане—сплошная линия для  $T/\bar{\tau}=900$ ; прерывается— $T/\bar{\tau}=100$ . Вертикальная черта показывает разброс эмпирических данных; *б*—ветровое волнение на море: ———  $T/\bar{\tau}=2100$ , - - -  $T/\bar{\tau}=70$ . 1—разброс эмпирических данных; *в*—ветровые волны на озере: ———  $T/\bar{\tau}=300$ , - - -  $T/\bar{\tau}=25$ ; *г*—Модельные расчёты по спектру Пирсона—Московица. Сплошная—асимптотическая корреляционная функция, прерывистая — при  $T/\bar{\tau}=25$

Начнем с обобщения свойств эмпирических коррелограмм, полученных по реализациям волнения различной продолжительности. На рис. 1, а-в представлены оценки нормированных корреляционных функций

\* Привлечение данных о корреляционной функции можно считать внешним критерием, поскольку при выводе аппроксимативных выражений спектра не используется информация о корреляционной функции.

ляционных функций ветровых волн  $\rho^*(\bar{\tau})$  ( $\bar{\tau} = \tau/\bar{\tau}$ ,  $\bar{\tau}$  — средний период волн), по данным волнографных измерений в океане, море, озере. Дисперсия процесса изменялась от  $2400 \text{ см}^2$  (рис. 1, а) до  $4 \text{ см}^2$  (рис. 1, в). Продолжительность реализации составляет от 25 до 2100 средних периодов на волнограмму. Обобщенный средний уровень огибающих оценок нормированных корреляционных функций  $\Phi(\rho(\bar{\tau}))$  при длинах реализаций, соответствующих 25, 100, 500, 1000, 2100 средних периодов на реализацию, показан на рис. 2. Из рис. 1, 2 видно, что характерными особенностями выборочных кореллограмм являются:

— затухающий характер выборочных кореллограмм на участке  $(0, \mu_T)$ ,

— ярко выраженные «биения» и незатухающий характер корреляционной функции при малых длинах реализаций на участке  $(\mu_T, \tau_{\max})$ .

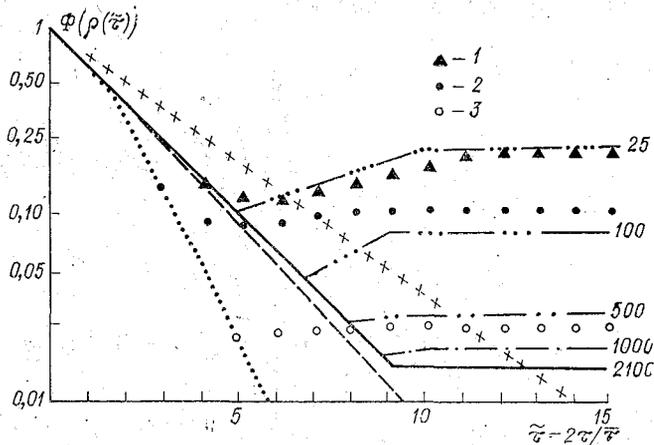


Рис. 2. Огибающие оценок эмпирических кореллограмм  $\Phi(\rho(\bar{\tau}))$  при различных длинах реализаций (цифрами показано отношение  $T/\bar{\tau}$ ), а также корреляционных функций спектра Пирсона—Московица [9] (.....), спектра [1] (— — —) и спектра IONSWar [7] ( $\times \times \times \times$ ):

1—корреляционная функция спектра  $S_3(\omega)$  при  $T/\bar{\tau}=25$ ; 2—корреляционная функция спектра  $S_1(\omega)$  при  $T/\bar{\tau}=25$ ; 3—корреляционная функция спектра  $S_1(\omega)$  при  $T/\bar{\tau}=100$

— уменьшение эффекта «биения» и затухания оценки  $\rho^*(\tau)$  при увеличении длины реализации\*.

\* В работах [1, 4, 5] показано, что уменьшение дисперсии оценки  $K^*(\tau)$  достаточно хорошо описывается при аппроксимации  $K(\tau)$  затухающей косинусоидой.

Рассмотрим, насколько согласуются эти свойства со свойствами выборочных корреляционных функций процессов со спектрами Пирсона—Московица [9], «островершинным» спектром и спектром, предложенным в работе [1].

Сначала сопоставим вид асимптотических корреляционных функций для спектров [1, 7, 9], с эмпирическими коррелограммами, вычисленными по очень продолжительным реализациям. Поскольку невозможно получить аналитическое выражение для корреляционных функций аппроксимативных спектров, то они вычислялись численно через обратное преобразование Фурье соответствующих спектров. Вид асимптотических корреляционных функций спектров Пирсона—Московица, ЛО ГОИН и спектра IONSWAP с параметром пиковатости  $\gamma=3,3$  приведен на рис. 2. Сравнение этих корреляционных функций показывает, что на участке достоверности выборочных коррелограмм  $(0, \mu_T)$  корреляционная функция спектра Пирсона—Московица затухает быстрее, а спектра IONSWAP — медленнее эмпирических. Следовательно, аппроксимации спектров [7, 9] не достаточно хорошо отражают свойства выборочных коррелограмм на участке  $(0, \mu_T)$ .

Обратимся к свойствам оценок корреляционных функций аппроксимативных спектров на участке  $(\mu_T, \tau_{\max})$ . Для этой цели необходимы реализации соответствующих процессов. Реализации ветровых волн с заданным спектром получались по методу Монте-Карло с использованием канонического разложения случайного процесса в форме Пирсона [3].

$$\xi(t) = \int_0^{\infty} \cos[\omega t - \varepsilon(\omega)] \sqrt{S_i(\omega)} d\omega, \quad (1)$$

где  $\varepsilon(\omega)$  — случайная фаза, равномерно распределенная в интервале  $(0, 2\pi)$ ;  $S_i(\omega)$  — аппроксимация функции спектральной плотности.

Сначала рассмотрим свойства реализаций, соответствующих спектру Пирсона—Московица  $S_i(\omega)$ . На рис. 1, г приведены асимптотическая корреляционная функция, полученная преобразованием Фурье спектра Пирсона—Московица, и оценка корреляционной функции, вычисленная по реализации, смоделированной по методу Монте-Карло продолжительностью в 25 средних периодов. Как видно из рис. 1, г, асимптотическая корреляционная функция имеет вид быстро затухающей косинусоиды. В то же время  $K^*(\tau)$ , вычисленная по реализации, содержащей 25 средних периодов ( $T=25\bar{\tau}$ ), имеют вид кривой с биениями. Таким образом, несмотря на то, что асимптотическая корреляционная функция процесса со спектром Пирсона—Московица имеет вид быстро затухающей косинусоиды, хвосты коррелограмм, вычисленных при малых длинах реализаций, будут иметь вид боений. Оценки спектров, вычисленные по таким реализациям, содержат

множество ложных вершин. Поэтому, если делать выводы о спектральной структуре процесса, по таким коротким рядам, то это может привести к ложной интерпретации спектра как многовершинного\*. Средний уровень огибающей коррелограмм, вычисленных при различных длинах реализаций, показан на рис. 2. Сравнение среднего уровня огибающей  $K_1^*(\tau)$  с аналогичными характеристиками эмпирических коррелограмм, см. рис. 2, показывает, что на участке  $(\mu_T, \tau_{\max})$  оценки  $K_1^*(\tau)$  сильно занижены по сравнению с эмпирическими оценками коррелограмм, то есть плохо отражают свойства выборочных коррелограмм ветрового волнения. Следовательно, спектр Пирсона—Московица не является удовлетворительной аппроксимацией истинного спектра ветровых волн.

В качестве следующей аппроксимации рассмотрим более островершинный спектр, чем спектр Пирсона—Московица

$$S_2(\omega) = \begin{cases} 0 & , \omega < \omega_{\max} , \\ \alpha\omega^{-5} & , \omega \geq \omega_{\max} . \end{cases} \quad (2)$$

Выполненные модельные расчеты показали, что оценки корреляционной функции, вычисленные по такой аппроксимации, имеют незатухающие колебания хвоста  $K_2^*(\tau)$ , по амплитуде превышающие колебания  $K^*(\tau)$ , соответствующей спектру Пирсона—Московица. Однако эти колебания очень похожи на косинусоиду с малой амплитудной модуляцией, то есть не согласуются со свойствами оценок эмпирических коррелограмм. Проведенные модельные расчеты показали, что заострение спектрального пика приводит к незатухающему хвосту оценок коррелограмм, причем чем острее пик, тем больше  $K^*(\tau)$  на промежутке  $(\mu_T, \tau_{\max})$  похожа на косинусоиду. Из сравнения этих аппроксимаций можно предположить, что аппроксимация ЛО ГОИН  $S_3(\omega)$  [1], которая лежит между  $S_1(\omega)$  и  $S_2(\omega)$ , должна наилучшим образом описывать свойства выборочных коррелограмм ветрового волнения:

$$S_3(\omega) = \begin{cases} A\omega^{-n} \exp[-B\omega^{-n}] , & \omega \leq \omega_n , \\ S(\omega_n) + \frac{S(\omega_n) - S(\omega_p)}{\omega_n - \omega_p} (\omega - \omega_n) , & \omega_n < \omega < \omega_p , \\ 7,8 \cdot 10^{-3} g^2 \omega^{-5} , & \omega \geq \omega_p . \end{cases} \quad (3)$$

В результате модельных расчетов по аппроксимации  $S_3(\omega)$  с максимумом спектральной плотности, превышающей максимальное значение спектра Пирсона—Московица в два раза, установлено, что при малых выборках реализации процесса со спектром  $S_3(\omega)$  дают эффект биения оценок корреляционных функций. Эти

\* В работе [6] показано, что авторегрессионного процесса второго порядка, имеющего корреляционную функцию в виде затухающей косинусоиды, оценки коррелограмм, вычисленные по коротким рядам, имеют биения. В связи с этим отмечалась опасность делать выводы о структуре процесса по таким оценкам.

нения по форме и амплитуде хорошо согласуются с выборочной изменчивостью эмпирических коррелограмм. Для сравнения на ис. 2 приведен средний уровень огибающих  $K_3^*(\tau)$ , вычисленных по реализациям, содержащим 25 средних периодов ( $T/\bar{\tau}=25$ ). Таким образом, модельный процесс со спектром  $S_3(\omega)$  обладает асимптотической корреляционной функцией в виде затухающей косинусоиды, а оценки  $K_3^*(\tau)$ , вычисленные по реализациям ограниченной продолжительности имеют биения хвоста коррелограммы на участке  $(\mu_T, \tau_{\max})$ , причем эти биения по форме и амплитуде хорошо согласуются с выборочной изменчивостью эмпирических коррелограмм. Это свидетельствует о том, что аппроксимация  $S_3(\omega)$  хорошо отражает свойства реализаций ветровых волн и может служить основой для построения вероятностной модели ветрового волнения.

Проведенные исследования показали:

— оценки корреляционных функций стационарного случайного процесса, вычисленные по коротким реализациям, обязательно содержат биение хвоста коррелограммы;

— незатухающие колебания  $K^*(\tau)$  без ярко выраженных биений свидетельствуют скорее всего об острровершинности спектра;

— спектр Пирсона—Московица не является подходящей аппроксимацией частотного спектра ветровых волн;

— выборочные свойства эмпирических волнограмм наилучшим образом отражают модельные реализации, соответствующие аппроксимации  $S_3(\omega)$  с вершиной, завышенной по сравнению с максимумом спектра Пирсона—Московица в два раза;

— исследованные особенности выборочных коррелограмм ветровых волн следует иметь в виду и учитывать при проведении эмпирического спектрального анализа волнограмм, особенно если исследователь имеет дело с очень короткими реализациями.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Давидан И. Н., Рожков В. А., Андреев Б. М., Лопатухин Л. И., Трапезников Ю. А. Вероятностные характеристики волнения, методы их анализа и расчета. — Труды ГОИН, 1971, вып. 97. — 188 с.
2. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. — М.: Мир, 1971. — 316 с.
3. Пирсон Д. В. Ветровые волны. — В кн.: Ветровые волны. М., ИЛ, 1962, с. 30—124.
4. Рожков В. А. Методы вероятностного анализа океанологических процессов. — Л.: Гидрометеониздат, 1979. — 280 с.
5. Рожков В. А., Трапезников Ю. А. Методические рекомендации, алгоритмы и программы расчетов вероятностных характеристик ветрового волнения на ЭВМЦ. — Обнинск, изд. Обнинского отделения ГМЦ СССР, офс., 1969. — 398 с.
6. Akaike H. On the design of lag window for the estimation of spectra. — Inst. Stat. Math., 1962, v. 14, p. 1—21.
7. Hasselman K a. o. Measurements of wind wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP). Ergänzungsh. Dtsch. Hydrogr. Zeitsehr., 1973, A. 12, 96 p.

8. Mitsuyasu H. On the growth of duration limited wave spectra. Rep. Res. Inst. Applied Mechanics, 1975, vol. 23, № 72, p. 31—59.
9. Pierson W. J., Moskowitz L. A proposed spectral form for fully development wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaygorodsky. — Journ. Geophys. Res., № 69, p. 5181—5190.

УДК 550.37:550.380

*А. Н. РУТЕНКО, Б. А. БУРОВ, Л. Т. ЩЕРБАТЕНКО (ТОИ)*

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ВАРИАЦИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ, ИНДУЦИРУЕМЫХ ПОВЕРХНОСТНЫМИ И ВНУТРЕННИМИ ВОЛНАМИ**

Известно, что при движении морской воды в геомагнитном поле индуцируются электрические и магнитные поля, актуальность исследования которых обоснована, например, в работе [1]. К настоящему времени (благодаря ряду теоретических и экспериментальных работ, можно уверенно прогнозировать вариации магнитного поля, вызываемые поверхностными волнами в море (например, [7]). Авторами работы [2] установлена также статистическая взаимосвязь между низкочастотными вариациями магнитного поля и изменениями уровня морской поверхности с периодами от 20 до 1800 с.

Натурные измерения вариаций магнитного поля, индуцируемых поверхностными волнами с периодами 2—7 с на глубинах менее 10 м и вблизи береговой линии показали значительное завышение измеренных величин по сравнению с теоретическими оценками, например, [3, 4]. При измерениях на глубинах более 25 м и удалении от береговой линии больше, чем средняя длина распространяющихся волн, отмечено согласие эксперимента с расчетами, а для моря с хорошо выраженным слоем термоклина даже незначительное занижение экспериментальной передаточной функции [5, 6].

В ряде теоретических работ, например, [7], сделаны оценки вариаций магнитного поля, вызываемых внутренними волнами. Результаты натурных измерений в печати до настоящего времени не приводилось.

В данной работе представлены результаты комплексных исследований вариаций магнитного поля, вызываемых поверхностными и внутренними волнами. Измерения проводились на прибрежном гидрофизическом полигоне ТОИ ДВНЦ АН СССР в Японском море.

## 1. Методика измерений и используемый аппаратный комплекс

Методика проведения комплексных измерений электромагнитных полей волнения в прибрежной зоне подробно освещена в работе [4]. Для разностного (градиентного) измерения вариаций геомагнитного поля  $\Delta B$  в море и на берегу, использовались квантовые автогенераторные магнитометры КМ-2М, КМ-8 и измерительный блок дифференциального магнитометра КМ-8, позволяющие проводить измерения  $B$ ,  $\Delta B$  с разрешением 0,01 нТ при одном измерении в секунду. Вариации вертикальной компоненты геомагнитного поля в море  $B_{Mz}$  и горизонтальной компоненты, направленной вдоль гребня распространяющихся волн,  $B_{My}$  измерялись донной двухкомпонентной станцией с преобразователями магнитостатического типа.

Профиль поверхностных волн регистрировался волнографом емкостного типа, установленном на немагнитном притопленном буе [8].

Для регистрации вариаций термоклина на несущем капроновом тресе затопленного на глубину 13 м немагнитного буя был закреплен интегральный термопреобразователь. Слой термоклина во время измерений располагался на глубине 20 м, а измерения геомагнитного поля проводились магнитометром, установленным на дне (30 м).

Длиннопериодные вариации уровня морской поверхности регистрировались специальным измерителем давления, первичным преобразователем которого являлся стандартный преобразователь ДДВ-5. Частота сигнала, генерируемого преобразователем, для повышения разрешения при неизменном времени счета измерительного цифрового частотомера, умножалась с помощью фазовой автоподстройки частоты управляемого генератора, как это описано в работе [8].

## 2. Статистическая обработка результатов измерений

В основу статистической обработки результатов синхронных измерений вариаций  $\Delta B$ ,  $B_{Mz}$ ,  $B_{My}$  и ординат взволнованной поверхности моря положено представление их случайными квазистационарными эргодическими процессами с нормальным законом распределения. Для расчетов на ЭВМ использовалась программа гармонического анализа стационарных случайных процессов. В ЭВМ вводились ряды по 512, 1024 значений с шагом дискретности 1 с, полученные из выбранных для обработки реализаций.

На рис. 1 приведены графики оценок спектров мощности волнения (кривые 1) и вариаций  $\Delta B$  (кривые 2), соответствующие развитому волнению (рис. 1, а), затухающему (рис. 1, б) и «мертвой» зыби (рис. 1, в) во время тайфуна «Орчид». Как и при измерениях во время тайфуна «Ирвинг» [6], на графиках оценок спектров хорошо выражены максимумы для периодов 9 — 15 с. На рис. 1, а

графики имеют максимумы также и для периодов ветрового волнения (3—6 с), которые отсутствуют на графиках оценок спектров, соответствующих штилю (рис. 1, в). Главным результатом статистической обработки является экспериментальная передаточная функция, приведенная на рис. 2. Здесь можно отметить согласие экспериментальных данных с теоретическими оценками для вариаций с периодами меньшими 10 с и завышение теоретических оценок по сравнению с экспериментальными значениями для периодов больших 10 с.

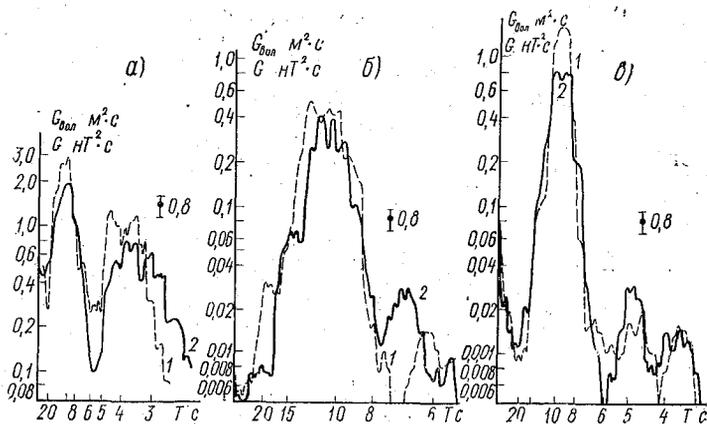


рис. 1. Графики оценок спектров мощности волнения (1) и вариаций градиента магнитного поля  $\Delta B$  (2), полученные по результатам измерений во время тайфуна «Орчид»: а — развитое волнение; б — затухающее волнение; в — зыбь

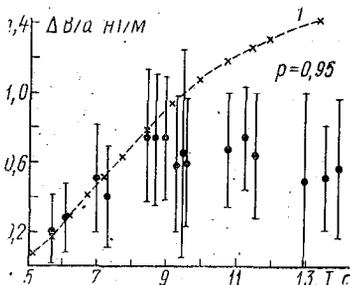


Рис. 2. Теоретическая (1) и экспериментальные передаточные функции по результатам измерений на глубине 30 м. Теоретическая кривая рассчитана по выражениям, представленным в работах [6, 10] при условиях: значение вертикальной компоненты геомагнитного поля  $B_z^0 = 0,46 \cdot 10^{-4}$  Тл, горизонтальной компоненты геомагнитного поля  $B_y^0 = 0,26 \cdot 10^{-4}$  Тл, электропроводности морской воды  $\sigma = 4 \text{ См/м}$ , отношение средней электропроводности, слагающих дно пород, к электропроводности воды равно 0,01 и отношение длины волны в направлении распространения к длине гребня равно 1/4.

С целью выявления структуры магнитных вариаций, вызываемых поверхностными волнами, проводились компонентные синхронные измерения  $\Delta B$  (на глубине 30 м),  $B_{Mz}$ ,  $B_{My}$  (на глубине 25 м) и ординат взволнованной поверхности. Графики оценок спектров мощности этих величин представлены на рис. 3. Результаты показывают значительное завышение мощности магнитного поля, зарегистрированного компонентным магнитометром, в сравнении с измеренной модульным магнитометром. Принято считать (например, [5]), что для потенциальной волны вариации  $B_{My}$  должны быть равны нулю, однако, как следует из рис. 3 графики

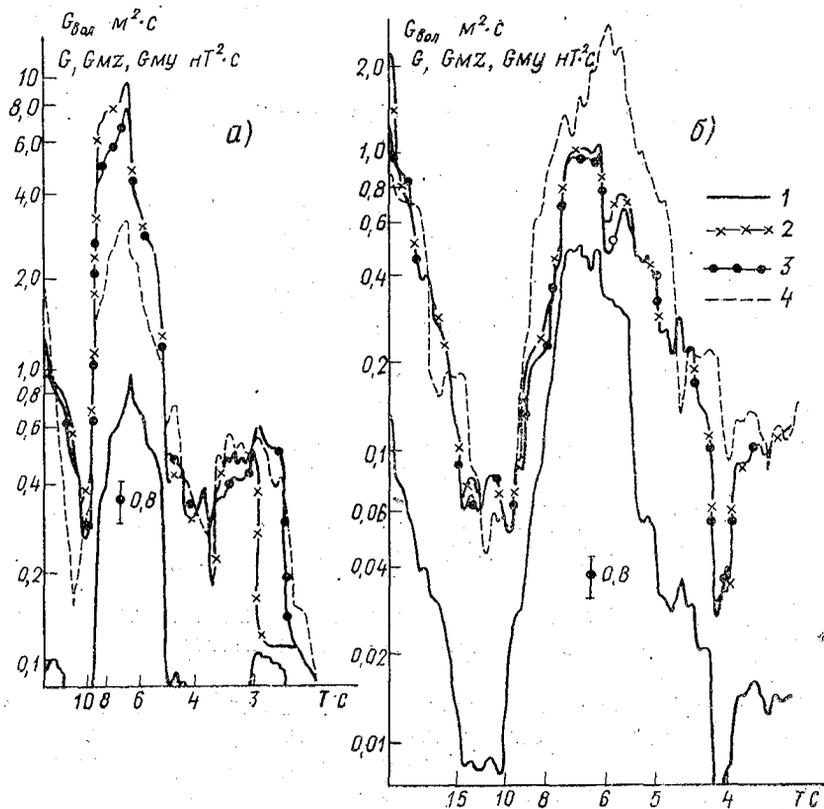


Рис. 3. Графики оценок спектров мощности вариаций  $\Delta B$  (1),  $B_{Mz}$  (2),  $B_{My}$  (3) и профиля поверхностных волн (4) для двух моментов шторма.

оценок спектров  $B_{Mz}$  и  $B_{My}$  совпадают в пределах доверительных интервалов, что явно не согласуется с теоретическими положениями. Можно предположить механическое воздействие на компонентные преобразователи донной станции волновых вариаций гидростатического давления.

Проведенные исследования позволяют критически отнестись к экспериментальным работам, в которых проводились компонентные измерения на глубинах менее 10 м, например, [3]. На рис. 4 представлен пример синхронной записи  $B$ ,  $B_{Mz}$ ,  $B_{My}$ , волнения и  $B_z$  на берегу. Здесь отчетливо выражено согласие в соотношениях измеренных амплитуд вариаций. Таким образом, на наш взгляд, компонентные измерения можно проводить на больших глубинах и вводя дополнительный аппаратный контроль подвижек корпуса магнитометра.

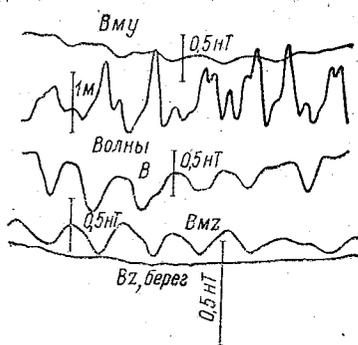


Рис. 4. Пример синхронной записи вариаций  $B$ ,  $B_{Mz}$ ,  $B_{My}$  на глубине 30 м, профиля поверхностного волнения и  $B_z$  на берегу.

### 3. Результаты измерений вариаций магнитного поля, вызываемых внутренними волнами

В течение 2,5 суток на полигоне проводились непрерывные измерения вариаций уровня морской поверхности, слоя термоклина и  $\Delta B$ . Измеряемые величины регистрировались с помощью трехканального потенциометра КСП-4 с шагом дискретности по каждому каналу 12 с.

За время измерений зарегистрированы две аномалии в  $\Delta B$ , которые можно отнести к вариациям, вызываемым короткопериодными внутренними волнами с резким передним фронтом (рис. 5) На основании проведенных измерений можно сделать вывод, что вариации в  $\Delta B$ , вызываемые внутренними волнами при разрешении 0,01 нТ заметны только от волн с крутизной фронта не менее 0,01 м/с. Так из рис. 5, а видно, что внутренняя волна с крутизной фронта  $\approx 0,01$  вызвала аномалию  $\Delta B_{\parallel} \approx 0,1$  нТ, на рис. 5, б волне

крутизной  $\approx 0,03$  соответствует аномалия  $\Delta B_{\Pi} \approx 0,4$  нТ. Гладкие внутренние волны с периодами 4—10 мин, и высотой 0,3—5 м заметных вариаций в  $\Delta B$  не вызвали.

Следует отметить оценочный характер масштаба вариаций ермоклина и тот факт, что морской магнитометр был установлен примерно в 30 м от места установки интегрального преобразователя.

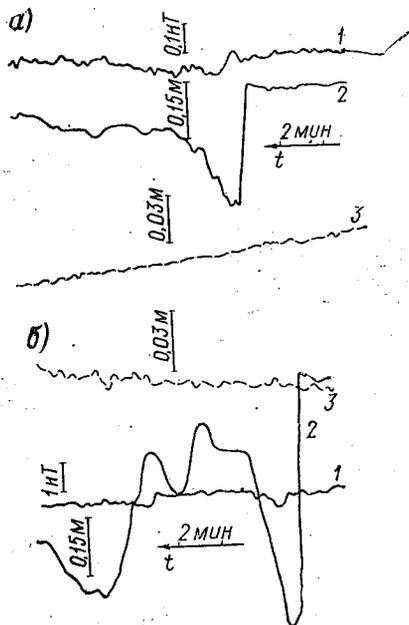


Рис. 5. Пример синхронной записи вариаций  $\Delta B$  (1), слоя термоклина (2) и уровня морской поверхности (3).

#### 4. Результаты измерений вариаций $\Delta B$ , индуцируемых длинными волнами

С целью оценки вариаций магнитных полей, вызываемых длинными волнами, проводились синхронные измерения вариаций гидростатического давления на глубине 6 м и  $\Delta B$ .

Результаты измерений (рис. 6) показывают, что длинные волны с периодом  $\approx 70$  с и высотой  $\approx 0,06$  м вызывают вариации  $\Delta B \approx 0,1$  нТ, что согласуется с результатами измерений, приведенными в работе [2].

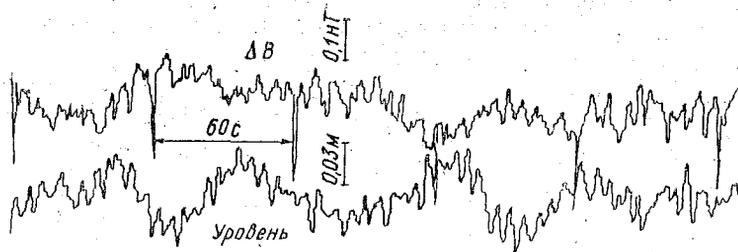


Рис. 6. Синхронная запись вариаций  $\Delta B$  и гидростатического давления на глубине 6 м в бухте.

## Выводы

Полученные результаты натуральных измерений могут быть использованы для оценок мощности магнитных полей, индуцируемых различными гидродинамическими источниками в прибрежной зоне моря, а также позволяют уточнить аналитические модели процессов генерации этих полей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Акиндинов В. В., Нарышкин В. И., Рязанцев А. М. Электромагнитные поля в морской воде (обзор). — Радиотехника и электроника, 1976, т. 21, вып. 5, с. 913—944.
2. Абрамов Ю. М. и др. Низкочастотные магнитные поля океанического происхождения в прибрежной зоне. — В сб.: Морское магнитотеллурическое зондирование. М., ИЗМИРАН, 1978, с. 39—47.
3. Горская Е. М. и др. Вариации магнитного поля, индуцированные движением морской воды на мелководье. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1977, т. 12, № 1, с. 153—156.
4. Казаков А. В. и др. Исследование статистических характеристик магнитных полей ветрового волнения. — В сб.: Фундаментальные проблемы морских электромагнитных исследований. М., ИЗМИРАН, 1980, с. 252—257.
5. Fraser D. C. The magnetic fields of ocean waves. Geophys. J. S. Astr. Soc., 1966, Vol. 11, p. 207—213.
6. Рутенко А. Н. Вариации магнитного поля, индуцированные штормовыми волнами в прибрежной зоне. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1981, т. 21, № 2, с. 371—373.
7. Сочельников В. В. Основы теории естественного электромагнитного поля в море. — Л.: Гидрометеоиздат, 1979. — 236 с.
8. Кабанов Ю. Ф. и др. Использование струнных и емкостных волнографов при специальных океанологических измерениях. — В сб.: Гидрофизические исследования в северо-западной части Тихого океана. Владивосток, ДВНЦ АН СССР, 1980, с. 153—159.
9. Рутенко А. Н. Использование квантового магнитометра для исследования магнитных полей гидродинамических источников в прибрежной зоне. — В сб.: Исследование прибрежной зоны Тихого океана количественными методами. Владивосток, ДВНЦ АН СССР, 1979, с. 75—80.
10. Семенов В. Ю. Влияние проводящего дна на электромагнитные поля. М., ИЗМИРАН, 1976, с. 3—12.

## СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Ю. П. Доронин, А. В. Морачевский. Влияние толщины деятельного слоя океана на его тепловое крупномасштабное взаимодействие с атмосферой	3
Е. М. Овчинников. Моделирование конвекции при наличии локального источника тепла	9
Л. Н. Карлин, Е. Ю. Ключков. Результаты моделирования совместной эволюции сезонного и главного термоклинов	15
Е. И. Серяков, В. К. Ожигин. Аномальность полей температуры воды поверхностного слоя Северной Атлантики	21
Н. Л. Плинк, П. П. Провоторов. Термохалинная структура вод Балтийского моря осенью 1980 г. (по материалам 15 рейса нис «Нерей»)	28
Н. С. Глебовская, Е. М. Петрова. Солевой режим Обской губы	38
Ю. И. Ляхин. Динамика кислорода и двуокси углерода в поверхностном слое вод тропического района Северной Атлантики	45
Т. Н. Юрковская. Расчет распространения загрязнения в прибрежной зоне о. Сахалина	51
Н. Н. Осипов, А. К. Чарыков, Н. А. Паничев. Применение пеларгоновой кислоты в качестве экстрагента для определения микроколичеств свинца, железа и меди в поверхностных водах Балтийского моря	58
А. Б. Мензин, Н. А. Сыроватко, М. С. Финкельштейн, В. А. Химица. Расчет обмена биогенными элементами между слоем фотосинтеза и слоем регенерации в западной части Черного моря	62
К. Д. Крейман. Гидрологическая структура как характеристика биотопа	67
Л. Н. Кузнецова, Ю. И. Магарас, П. П. Чернышков. Согласованность расчетных и наблюдаемых данных о течениях на Ирландском шельфе	70
А. П. Бельшев, Ю. П. Клеванцов, С. М. Микулинская, В. А. Рожков. Анализ вертикального распределения скоростей течений	86
А. В. Некрасов. Способ расчета приливных колебаний, трансформированных сооружением плотины в вершине залива	96
Ла Ван Бай. Выделение водных масс в Филиппинском море с использованием метода главных компонент	102
В. Г. Бухтеев, В. А. Макаров, А. В. Некрасов, Н. Л. Плинк. Трансформация цунами на шельфе и в прибрежной зоне	115
В. Г. Бухтеев, А. Н. Петров. Численное моделирование выхода цунами на берег	126
В. Н. Веретенников. Численные эксперименты при исследовании распространения длинных волн	132
А. Л. Бондаренко, В. С. Бычков. Морские метеорологические волны	136
И. А. Степанюк. Вариации электрического и магнитного полей в приводном слое атмосферы при морском волнении	140
А. Ю. Громов, Ю. А. Трапезников. К вопросу о аппроксимации спектра ветровых волн	146
А. Н. Рутенко, Б. А. Буров, Л. Т. Щербатенко. Исследование вариаций магнитного поля, индуцируемых поверхностными и внутренними волнами	152

Св. темплан 1983 г., поз. 163

Сборник научных трудов, вып 80

**СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ВОД МИРОВОГО ОКЕАНА**

Редактор *З. Б. Ваксенбург*

Корректор *Л. В. Ломакина*

---

Сдано в набор 06.12.82. Подписано в печать 8.06.83. М-38441.  
Формат бумаги 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага тип. № 2. Лит. гарн. Печать высокая.  
Печ. л. 10. Уч.-изд. л. 10. Тираж 300 экз. Заказ. 390. Цена 1 руб. 50 коп.  
ЛПИ им. М. И. Калинина. 195251, Ленинград, Политехническая ул., 29.

---

Типография ВОК ВМФ

---

УДК 551.46

**Влияние толщины деятельного слоя океана на его тепловое крупномасштабное взаимодействие с атмосферой.** Доронин Ю. П., Морачевски А. В. Сборник научных трудов (межведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 3—9. (ЛГМИ).

Для оценки влияния толщины деятельного слоя по всей поверхности Земного шара используется термодинамическая модель системы атмосфера — океан — суша. Показано, что наиболее важным параметром модели является толщина деятельного слоя океана, определяющая инерционность системы. Приведены результаты расчета прогноза температуры поверхности суши и океана для февраля при различных значениях толщины деятельного слоя океана.

Табл. 1. Илл. 4. Библ. 6.

---

УДК 536.25

**Моделирование конвекции при наличии локального источника тепла.** Овчинников Е. М. Сборник научных трудов (межведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 9—14. (ЛГМИ).

В работе приведена математическая модель термохалинной конвекции для осесимметричной всплывающей струи от локального источника тепла. Анализируются результаты модельных расчетов и проводится их сравнение с лабораторными экспериментами.

Илл. 5. Библ. 4.

---

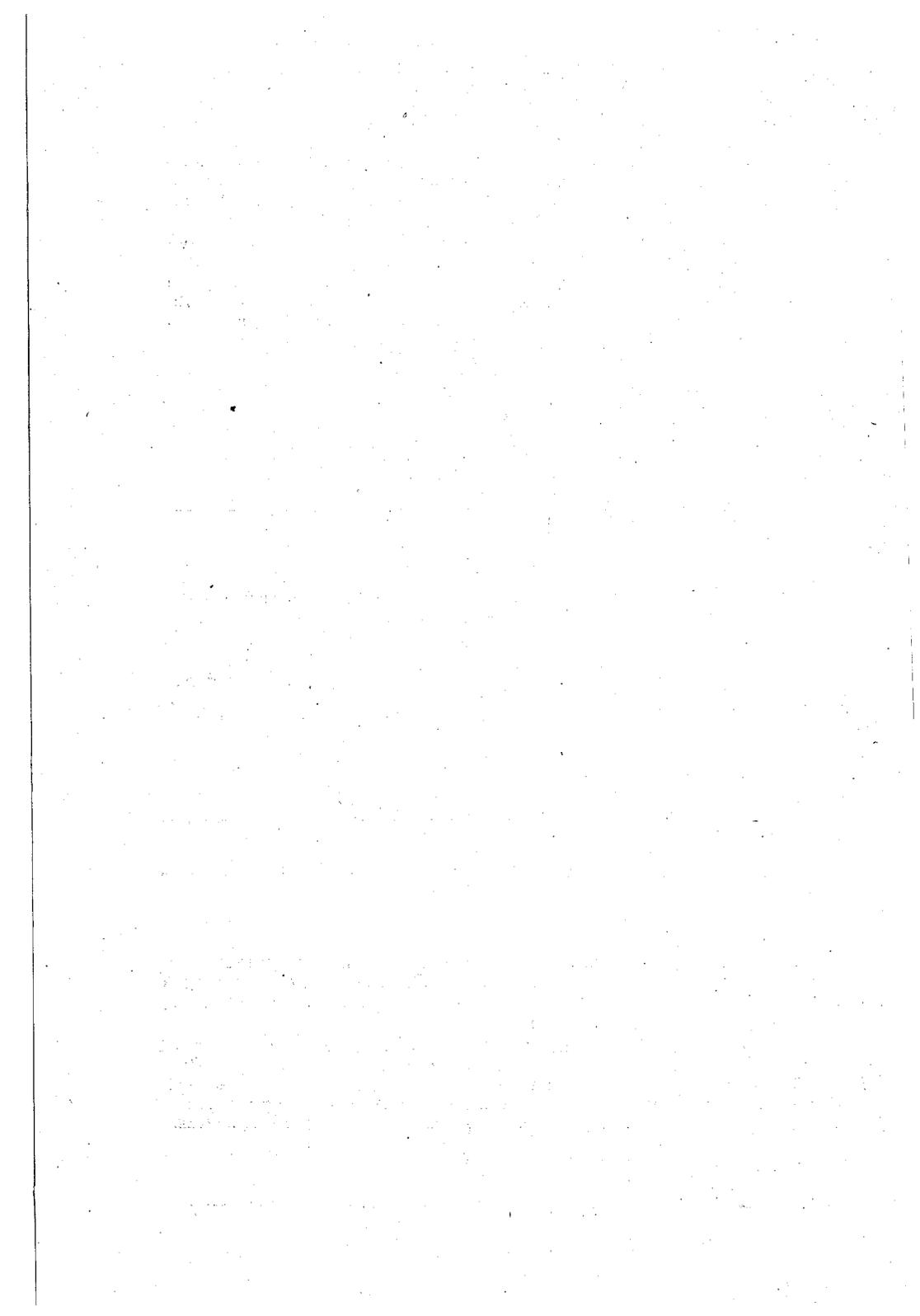
УДК 551.465

**Результаты моделирования совместной эволюции сезонного и главного термоклинов.** Карлин Л. Н., Ключков Е. Ю. Сборник научных трудов (межведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 15—21. (ЛГМИ).

В работе дается краткое описание математической модели совместной эволюции термодинамических характеристик бароклинного океана. Приводятся результаты численных экспериментов по расчету скоростей течений, толщины верхнего квазигомогенного слоя и вертикальной структуры характеристик сезонного и главного термоклинов по акватории Северной Атлантики.

Илл. 5. Библ. 5.

---



---

УДК 551.590

**Аномальность полей температуры воды поверхностного слоя Северной Атлантики.** Серяков Е. И., Ожигин В. К. Сборник научных трудов (межведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 21—28. (ЛГМИ).

Рассматриваются различные гипотезы, объясняющие формирования крупных аномалий в поле температуры воды поверхностного слоя Северной Атлантики.

По формуле Н. А. Багрова вычислены и проанализированы характеристики аномальности полей температуры воды поверхностного слоя за 1957—1980 гг. по акватории 101 пятиградусного квадрата. На основе параметров аномальности выполнена классификация полей температуры воды.

По картам аномалий температуры воды и воздуха вычислены интегральные значения этих элементов для всей Северной Атлантики. Установлена трех-четырёхлетняя цикличность параметров аномальности, определенных вышеуказанным способом, средняя продолжительность сохранения аномалий и основные причины формирования крупных аномалий поля температуры воды.

Табл. 1. Илл. 3. Библ. 10.

---

УДК 910.2(261.3)

**Термохалинная структура вод Балтийского моря осенью 1980 г. (по материалам 15 рейса нис «Нерей»).** Плинка Н. Л., Провоторов П. П. Сборник научных трудов (межведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 28—38. (ЛГМИ).

Излагается научная программа и некоторые результаты экспедиционных исследований в Балтийском море в период 15 рейса нис «Нерей» (сентябрь—октябрь 1980 г.). Рассматриваются основные черты вертикальной и горизонтальной термохалинной структуры и изменчивость ее характеристик в отдельных районах моря. Исследуется универсальность гидрологического режима на основе «гипотезы об автомоделности». Обсуждается вопрос о проникновении северомерских вод в Балтийское море.

Илл. 4. Библ. 5.

---

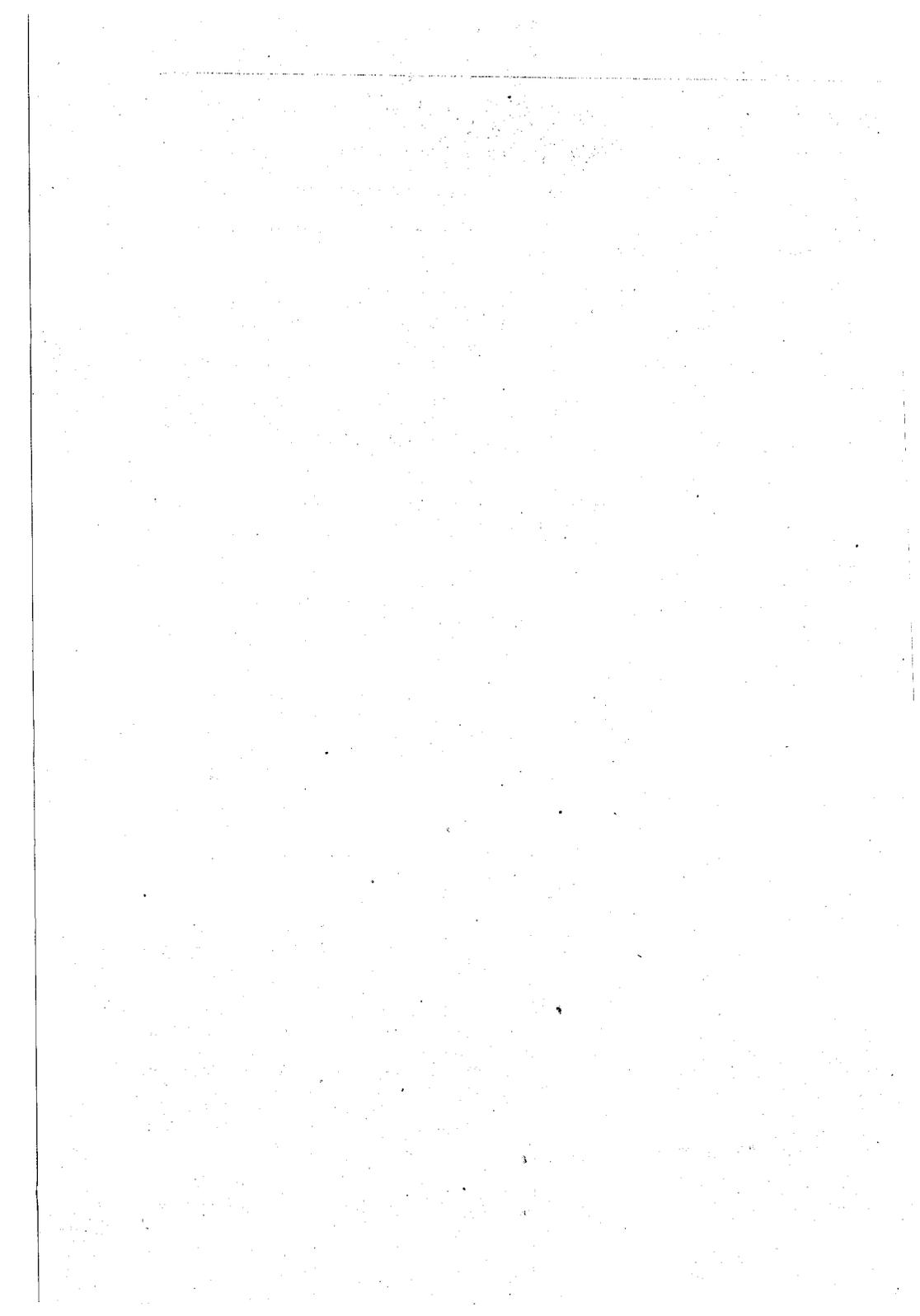
УДК 551.311.8(925.11)

**Солевой режим Обской губы.** Глебовская Н. С., Петрова Е. М. Сборник научных трудов (межведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 38—45. (ЛГМИ).

Излагаются результаты экспериментальной работы по изучению солевого режима Обской губы. На основании полученных химико-аналитических данных выявлены закономерности изменений соотношений главных ионов в зависимости от общей минерализации. Рассмотрена диаграмма состава, на проекции которой нанесены данные исследованных проб в мг-экв-%. Установлены признаки гидрохимической классности вод Обской губы в зависимости от их минерализации. Намечено современное положение южной границы гидрофронта в летний и зимний периоды.

Табл. 4. Илл. 4. Библ. 8.

---



---

УДК 551.456.7+464.34

Динамика кислорода и двуокиси углерода в поверхностном слое вод тропического района Северной Атлантики. Ляхин Ю. И. Сборник научных трудов (межведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 45—51. (ЛГМИ).

Рассчитаны величины первичной продукции, биохимического потребления кислорода в эвфотической зоне и скоростей газового обмена между океаном и атмосферой по данным гидрохимических наблюдений в тропической Атлантике. Выявлены количественные соотношения между приходными и расходными статьями годового бюджета кислорода и  $\text{CO}_2$  в поверхностном слое.

Табл. 3. Илл. 2. Библ. 9.

---

УДК 628.394.001.57

Расчет распространения загрязнения в прибрежной зоне о. Сахалина Юровская Т. Н. Сборник научных трудов (межведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 51—58. (ЛГМИ).

Излагаются результаты комплексных расчетно-теоретических исследований по оценке влияния сброса сточных вод на загрязнение прибрежной полосы моря и обоснованию рекомендаций по режиму выпусков сточных вод ЦБК (на примере о. Сахалина).

Табл. 1. Илл. 1. Библ. 2.

---

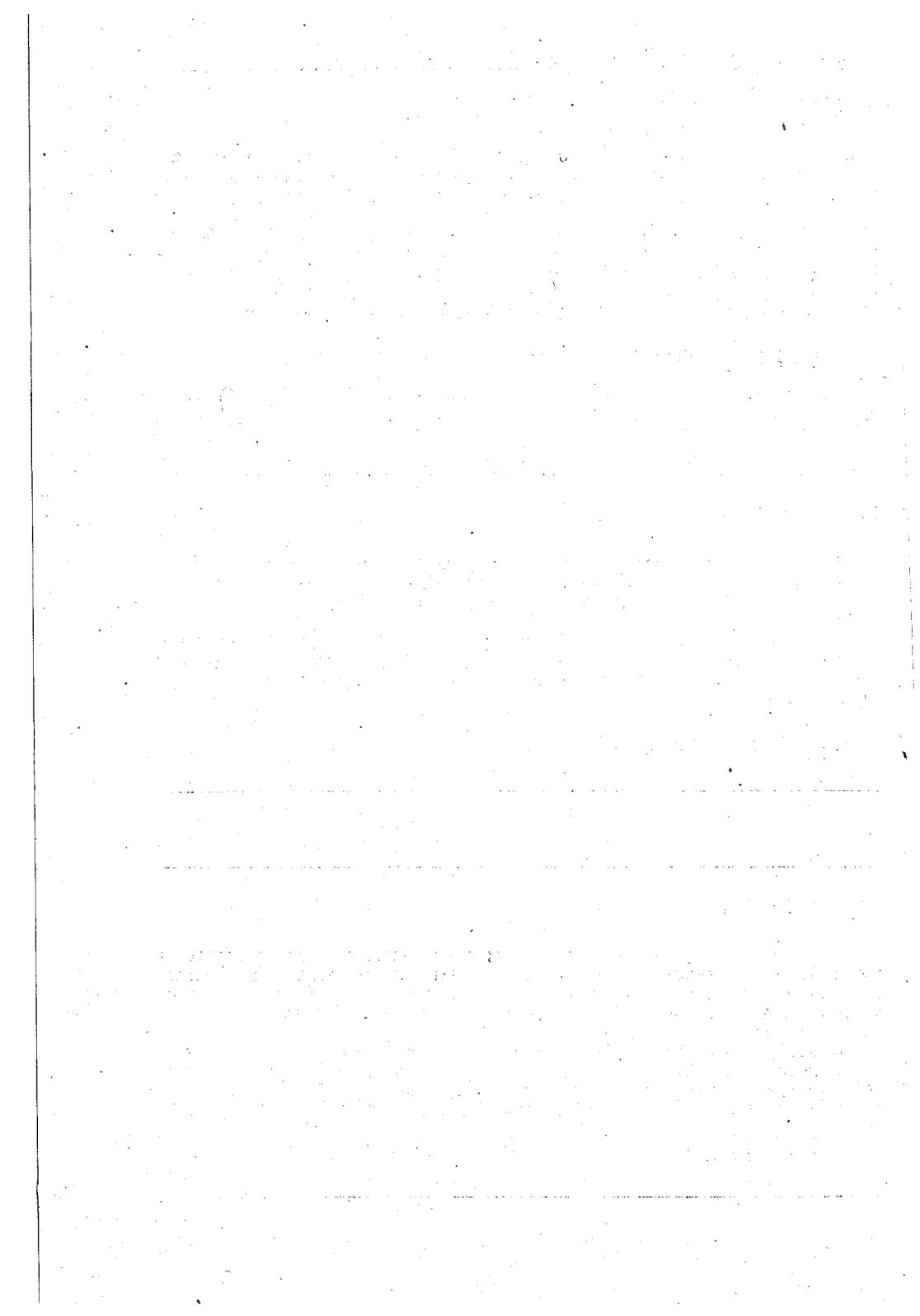
УДК 543:556.114.6

Применение пеларгоновой кислоты в качестве экстрагента для определения микроколичеств свинца, железа и меди в поверхностных водах Балтийского моря. Осипов Н. Н., Чарыков А. К., Паничев Н. А. Сборник научных трудов (межведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 58—62. (ЛГМИ).

В работе предложен экстракционно-атомно-абсорбционный метод определения свинца в морской воде. Приведены результаты определения микроколичеств свинца, железа и меди в поверхностных водах Балтийского моря методами, основанными на концентрировании металлов пеларгоновой кислотой.

Илл. 3. Библ. 7.

---



---

УДК 551.464(262.5)

Расчет обмена биогенными элементами между слоем фотосинтеза и слоем регенерации в западной части Черного моря. Мензин А. Б., Сыроватко Н. А., Финкельштейн М. С., Химица В. А. Сборник научных трудов (междуведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 62—67. (ЛГМИ).

Работа посвящена исследованию механизма обмена биогенными веществами между эвфотической зоной и слоем регенерации в весенний период.

В качестве исходных данных для расчета обмена фосфатами между рассматриваемыми слоями использованы результаты электрического моделирования ветровой циркуляции в Черном море и данные океанографических съемок для указанного района.

Выполненные исследования позволили оценить обмен массой фосфатов в западной части Черного моря. Установлено, что в этот период отмечается интенсивное пополнение слоя продуктивного фотосинтеза питательными слоями. Выделены зоны различной интенсивности обмена.

Табл. 1. Илл. 1. Библ. 6.

---

УДК 551.46.09:577.4

Гидрологическая структура как характеристика биотопа. Крейман К. Д. Сборник научных трудов (междуведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 67—75. (ЛГМИ).

С использованием результатов численных расчетов анализируется роль вертикальной гидрологической структуры в формировании особенностей распределения и динамики биомассы фитопланктона в пелагической части моря. Приводятся оценки влияния расслоенности моря и вертикальных движений водных масс на изменчивость некоторых химико-биологических характеристик в его верхнем слое.

Илл. 6. Библ. 12.

---

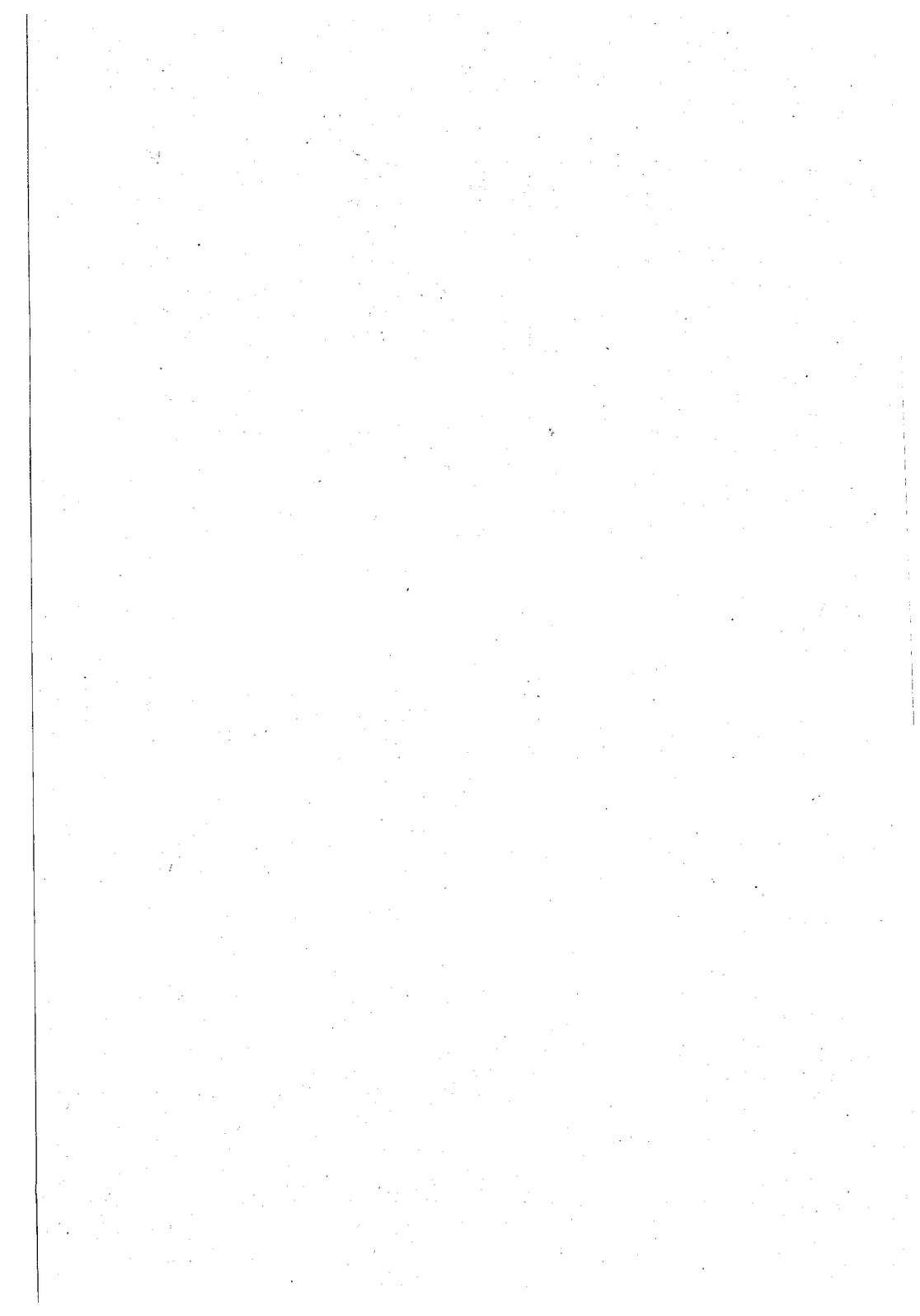
УДК 551.465

Согласованность расчетных и наблюдаемых данных о течениях на Ирландском шельфе. Кузнецова Л. Н., Магарас Ю. И., Чернышков П. П. Сборник научных трудов (междуведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 76—86. (ЛГМИ).

Рассматривается вопрос о репрезентативности теоретической модели А. С. Саркисяна. С помощью метода критерия знаков даются оценки достоверности расчетных данных о течениях в динамически сложном районе океана — Ирландском шельфе.

Табл. 4. Илл. 3. Библ. 5.

---



УДК 551.465

**Анализ вертикального распределения скоростей течений.** Бельшев А. П., Клéванцов Ю. П., Микулинская С. М., Рожков В. А. Сборник научных трудов (междугосударственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 86—96. (ЛГМИ).

Векторно-алгебраический метод вероятностного анализа скоростей течений распространяется на исследование вертикальной структуры скоростей течений, рассматриваемой как пространственно-временное поле. Показана возможность использования вероятностных характеристик векторно-алгебраического метода при разложении этих полей по естественно-ортогональным составляющим. Предложен метод расчета распределений максимальных отклонений модулей и направлений скорости от заданного горизонта.

Табл. 3. Илл. 4. Библ. 7.

---

УДК 551.466.5

**Способ расчета приливных колебаний, трансформированных сооружением плотины в вершине залива.** Некрасов А. В. Сборник научных трудов (междугосударственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 96—102. (ЛГМИ).

Рассматривается проблема прогностического расчета приливных колебаний, трансформированных сооружением плотины, расположенной в вершине залива. Главная задача состоит в определении граничных условий на жидкой границе, лежащей у входа в залив и находящейся в зоне влияния плотины. Предлагается использовать здесь в качестве стабильного граничного условия, не подверженного влиянию плотины, параметры (амплитуду и фазу) первичной волны, вторгающейся в залив из океана. Дается метод выделения этих параметров из фактически существующей приливной картины, а также их использования при дальнейшем расчете прилива, трансформированного плотиной. Рассмотрены случаи как идеализированного бассейна, так и залива реальных очертаний.

Илл. 3. Библ. 3.

---

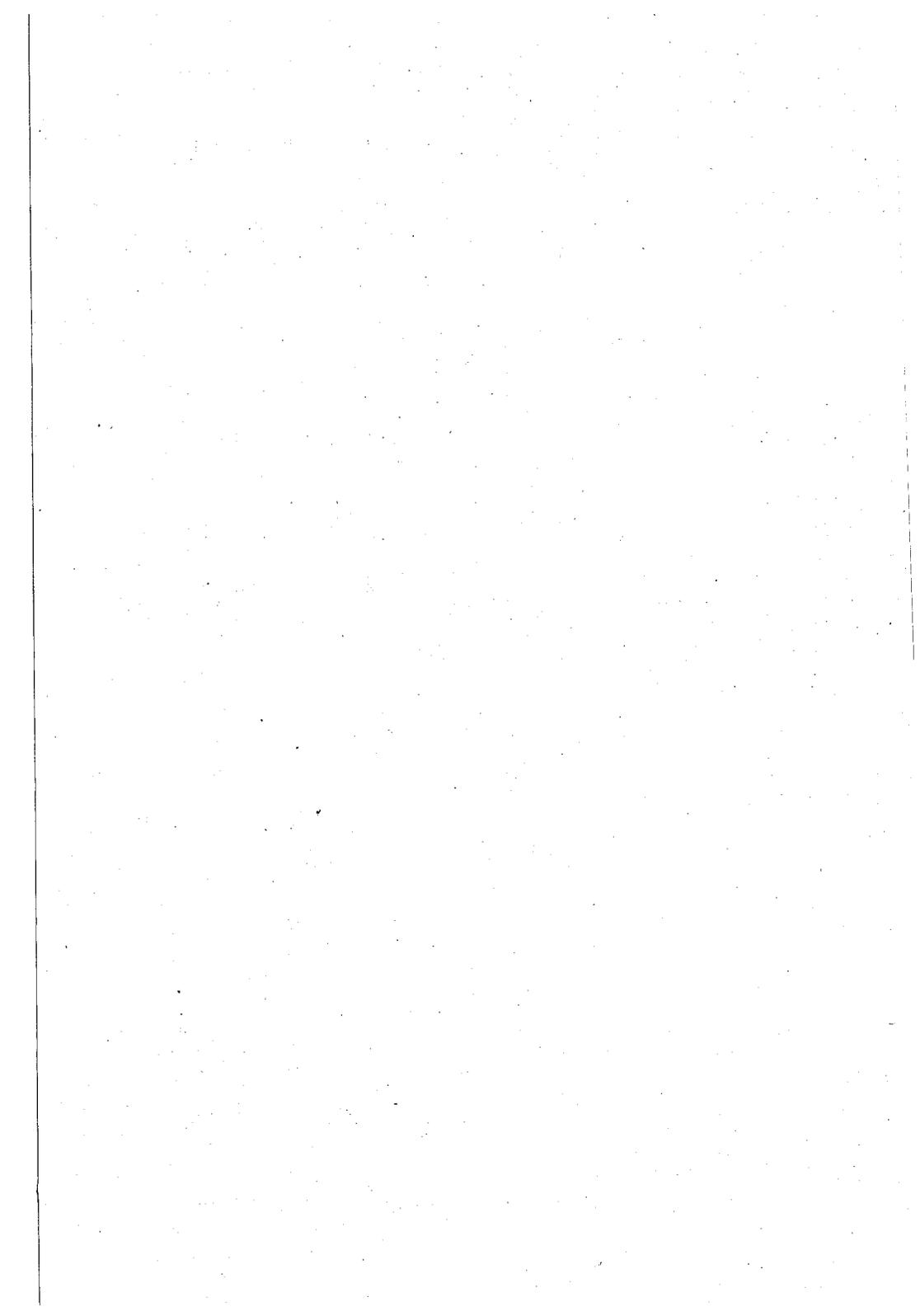
УДК 551.465.1

**Выделение водных масс в Филиппинском море с использованием метода главных компонент.** Ла Ван Бай. Сборник научных трудов (междугосударственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 102—115. (ЛГМИ).

По материалам наблюдений 60 глубоководных океанографических станций, выполненных японским НИС «Ройфу» (Roufu maru) на двух разрезах в летний период 1974 г., осуществлены многомерный анализ и классификация водных масс в Филиппинском море. Выделены и описаны девять типов вод. Рассчитаны обобщенные статистические параметры и средние характеристики вод. Отмечаются особенности в формировании и распространении каждой из выделенных водных масс.

Табл. 3. Илл. 5. Библ. 19.

---



---

УДК 550.345

**Трансформация цунами на шельфе и в прибрежной зоне.** Бухтеев В. Г., Макаров В. А., Некрасов А. В., Плинка Н. Л. Сборник научных трудов (межведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 115—126. (ЛГМИ).

Обобщены главные результаты проведенного численного и электрического моделирования распространения и трансформации волны цунами. Приведены оценки таких факторов трансформации волны как рефракция и отражение и их влияние на перераспределение энергии. Показаны реальные возможности использования электрических моделей для исследования цунами. Приведены результаты расчетов выхода цунами на берег. Дано распределение коэффициентов усиления высот цунами для Курило-Камчатской зоны. Оценено резонансное усиление.

Илл. 6. Библ. 11.

---

УДК 550.345

**Численное моделирование выхода цунами на берег.** Бухтеев В. Г., Петров А. Н. Сборник научных трудов (межведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 126—132. (ЛГМИ).

В статье излагаются результаты расчетов выхода волн цунами на берег, произведенных по методике Ляхтера—Милитеева. Исследованы различные способы задания эффекта сопротивления. Рассмотрена связь величины заплеска с параметром шероховатости. Получена универсальная зависимость величины заплеска от относительной длины профиля и параметра шероховатости.

Табл. 1. Илл. 3. Библ. 3.

---

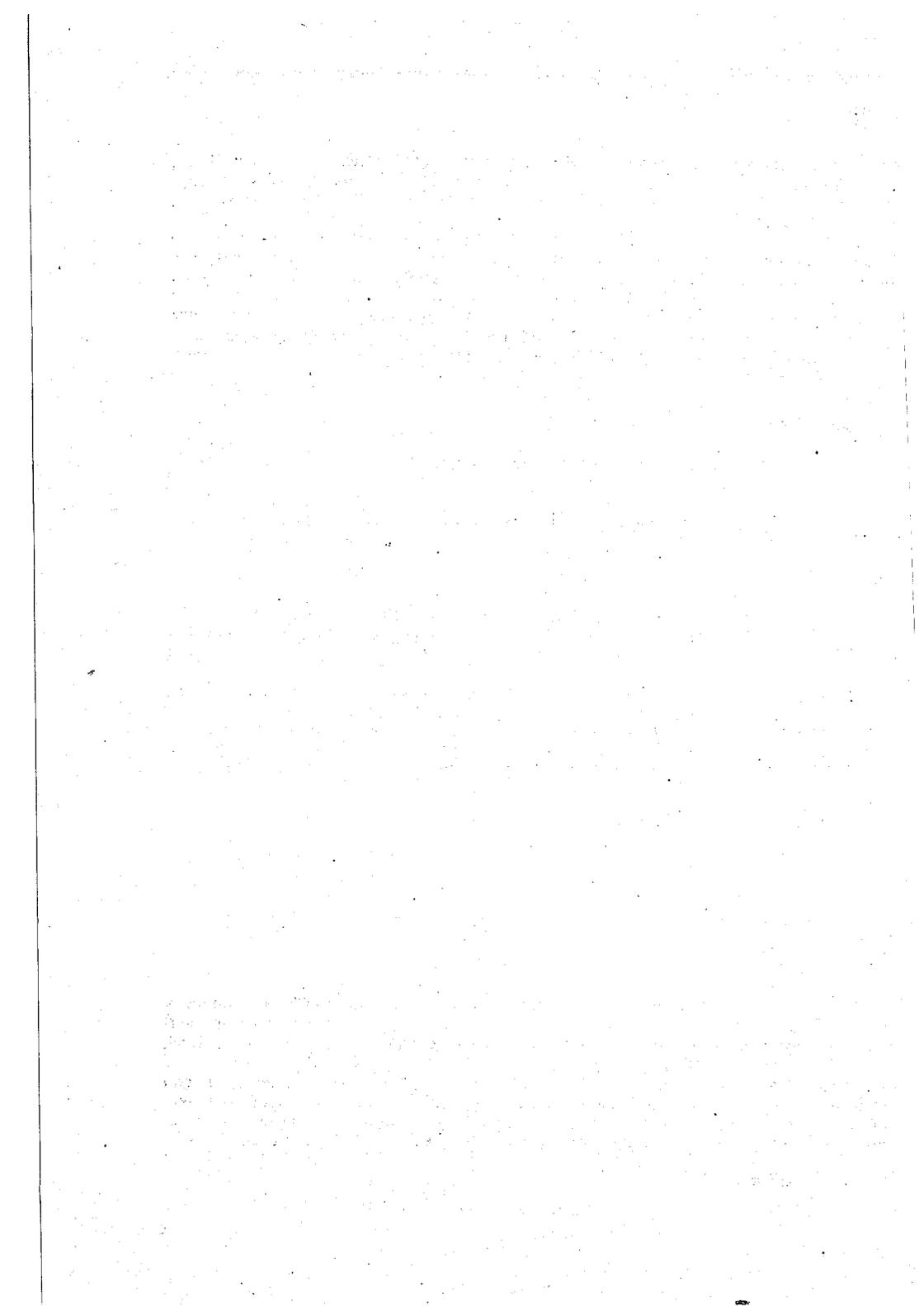
УДК 532.592

**Численные эксперименты при исследовании распространения длинных волн.** Веретенников В. Н. Сборник научных трудов (межведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 132—136. (ЛГМИ).

Статья посвящена описанию неявной разностной схемы расщепления для численного интегрирования уравнений мелкой воды. Изложены результаты численных экспериментов для различных параметров задачи. Анализируется зависимость характеристик волны от нелинейности мгновенной глубины.

Илл. 2. Библ. 3.

---



---

УДК 551.466.63

**Морские метеорологические волны.** Бондаренко А. Л., Бычков В. С. Сборник научных трудов (межведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 136—139. (ЛГМИ).

Приводятся результаты исследований морских метеорологических волн. Выполненные авторами с помощью высокочувствительного барографа измерения атмосферного давления показали, что в структуре его хода присутствуют флуктуации с периодами, близкими к периодам метеорологических волн. Анализ параметров указанных явлений, а также ситуации, при которых они проявляют себя, позволили объяснить природу метеорологических волн. Показано, что эти волны вызваны флуктуациями атмосферного давления.

Илл. 2. Библ. 9.

---

УДК 550.37:550.380

**Вариации электрического и магнитного полей в приземном слое атмосферы при морском волнении.** Степанюк И. А. Сборник научных трудов (межведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 140—146. (ЛГМИ).

Рассматривается явление возбуждения вариаций электрического и магнитного полей в приземном слое атмосферы в разных условиях, в том числе при взаимодействии ветра с взволнованной водной поверхностью. Приводятся результаты экспериментальных исследований, выполненных с помощью специальной аппаратуры в прибрежной зоне моря, — примеры зарегистрированных синхронных вариаций: градиента электрического потенциала в приземном слое, напряженности магнитного поля в воздухе и в воде в различных частотных диапазонах, ординат взволнованной водной поверхности и скорости ветра. Формулируются предположения о механизмах возбуждения вариаций.

Илл. 6. Библ. 10.

---

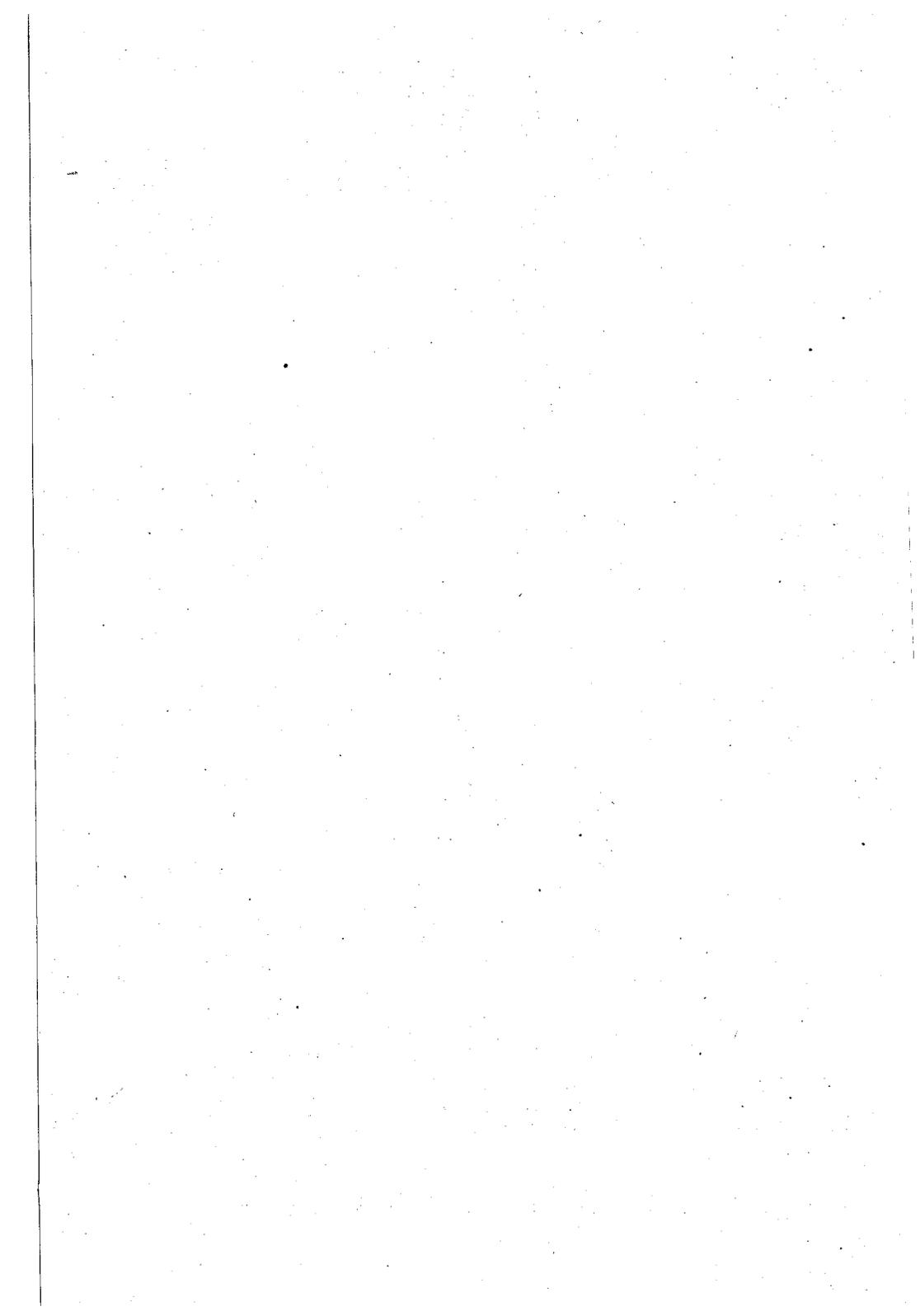
УДК 551.466.3

**К вопросу о аппроксимации спектра ветровых волн.** Громов А. Ю., Трапезников Ю. А. Сборник научных трудов (межведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 146—152. (ЛГМИ).

Исследованы свойства реализаций ветровых волн и свойства реализаций модельных процессов, обладающих спектрами, которые соответствуют различным аппроксимациям спектральной плотности ветрового волнения. Модельные реализации получены по методу Монте-Карло. В качестве внешнего критерия для сравнения используется вид оценок корреляционных функций. По степени совпадения свойств модельных и эмпирических выборочных коррелограмм сделаны выводы о подходящей аппроксимации спектра ветровых волн.

Илл. 2. Библ. 9.

---



**Исследование вариаций магнитного поля, индуцируемых поверхностными и внутренними волнами.** Рутенко А. Н., Буров Б. А., Щербатенко Л. Т. Сборник научных трудов (межведомственный) «Структура и динамика вод Мирового океана». Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 80, с. 152—158. (ЛГМИ).

Представлены результаты статистической обработки синхронных измерений вариаций градиента (море—суша) геомагнитного поля, а также компонент геомагнитного поля в море и на берегу с профилем поверхностного волнения.

Полученная экспериментальная передаточная функция согласуется с теоретической, основанной на вихревом характере движения жидкости в волне, для периодов 5—9 с и отмечено занижение измеряемых величин для периодов 10—14 с. Приводятся результаты синхронных измерений колебаний слоя скачка температуры и вариаций градиента геомагнитного поля. Замечен эффект индуцирования магнитного поля короткопериодными внутренними волнами с резким передним фронтом.

Измерения проводились на глубине 30 м в 200 м и от береговой линии. При синхронных измерениях в бухте зафиксированы вариации градиента геомагнитного поля и гидростатического давления с периодом  $\sim 70$  с.

Илл. 6. Библ. 10.

---

