

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

---

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЙ СБОРНИК

ВЫПУСК 71

# ИССЛЕДОВАНИЕ И ОСВОЕНИЕ МИРОВОГО ОКЕАНА

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА  
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
имени М. И. КАЛИНИНА

ЛЕНИНГРАД  
1980

УДК 551

Одобрено Ученым советом  
Ленинградского гидрометеорологического института

Межведомственный 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 гидрометинституты и географических факультетов университетов.

#### РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Отв. редактор д-р техн. наук *Б. Н. Беляев*

Члены редакционной коллегии:

д-р физ.-мат наук *Ю. П. Доронин*, канд. географ. наук *Е. И. Серяков*,  
канд. географ. наук *В. Р. Фукс*, канд. географ. наук *Б. Ф. Чередилов*, канд. техн.  
наук *Е. И. Чверткин*.

© Ленинградский политехнический институт имени М. И. Калинина (ЛПИ),  
1980 г.

В. М. АБРАМОВ

### К ВОПРОСУ ОБ АППРОКСИМАЦИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ

При статистической обработке экспериментальных данных обычной операцией является аппроксимация вычисленных корреляционных функций гидрометеорологических элементов каким-либо простым аналитическим выражением. Известно, что аппроксимирующее выражение не может выбираться произвольно, а должно удовлетворять ряду условий (см., например, [2]). В настоящей работе указаны дополнительные условия, которые необходимо учитывать при аппроксимации, если экспериментальные данные, по которым вычисляется корреляционная функция, являются результатом непрерывных измерений при помощи инерционного измерительного прибора.

Известно, что принцип действия широкого класса океанологических измерительных приборов удовлетворительно описывается линейным дифференциальным уравнением первого порядка

$$T \frac{dY}{dt} + Y = X, \quad (1)$$

где  $T$  — постоянная времени прибора;  $X = X(t)$  — истинное значение элемента (входной сигнал);  $Y = Y(t)$  — измеренное значение элемента (выходной сигнал);  $t$  — время.

Для установившегося режима измерения решение уравнения (1) можно записать в виде [2]

$$y(t) = \frac{1}{T} \int_0^{\infty} e^{-\frac{t-\tau}{T}} \cdot x(t-\tau) d\tau. \quad (2)$$

Будем считать  $X(t)$  случайным процессом, стационарным в широком смысле. В таком случае выходной сигнал  $Y(t)$  также является случайным процессом, стационарным в широком смысле, а его статистические характеристики связаны с соответствующими

характеристиками входного сигнала известными соотношениями [1]

$$\bar{x} = \bar{y}, \quad (3)$$

$$K_y(\tau) = \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{1}{T^2} \cdot e^{-\frac{u+v}{T}} \cdot K_x(\tau+u-v) \cdot du \cdot dv, \quad (4)$$

$$\sigma_y^2 = \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{1}{T^2} \cdot e^{-\frac{u+v}{T}} \cdot K_x(u-v) \cdot du \cdot dv, \quad (5)$$

$$S_y(\omega) = \frac{S_x(\omega)}{1 + T^2 \omega^2}, \quad (6)$$

где  $\bar{x}$  и  $\bar{y}$  — средние значения входного и выходного сигналов соответственно;  $K(\tau)$  — корреляционная функция;  $\sigma^2 = K(0)$  — дисперсия;  $S(\omega)$  — спектральная плотность;  $\omega$  — круговая частота; индексы « $x$ » и « $y$ » относятся к характеристикам на входе и выходе системы соответственно.

Очевидно, что аппроксимирующее выражение для корреляционной функции выходного сигнала необходимо выбирать таким образом, чтобы оно не соответствовало абсурдным предположениям о сигнале на входе. Исходя из этого принципа, нетрудно показать, что аппроксимирующее выражение для корреляционной функции не должно соответствовать недифференцируемому процессу, так как такая аппроксимация эквивалентна предположению о бесконечной дисперсии входного сигнала. Действительно, предположим, что корреляционная функция на выходе аппроксимирована, например, выражением

$$K_y(\tau) = \sigma_y^2 \cdot e^{-\frac{\alpha_y |\tau|}{T}}, \quad (7)$$

которое соответствует недифференцируемому процессу [2]. Тогда спектральная плотность выходного сигнала имеет вид

$$S_y(\omega) = \frac{\sigma_y^2}{\pi} \cdot \frac{\alpha_y}{\alpha_y^2 + \omega^2}. \quad (8)$$

Учитывая соотношение (6), нетрудно убедиться, что спектральная плотность выходного сигнала может описываться формулой (8) только в том случае, если спектральная плотность входного сигнала имеет вид

$$S_x(\omega) = \frac{\sigma_y^2}{\pi} \cdot (1 - \alpha_y^2 \cdot T^2) \cdot \frac{\alpha_y}{\alpha_y^2 + \omega^2} + \frac{\sigma_y^2}{\pi} \cdot \alpha_y \cdot T^2. \quad (9)$$

Чтобы найти величину дисперсии входного сигнала, воспользуемся известным соотношением

$$\sigma^2 = 2 \int_0^{\infty} S(\omega) \cdot d\omega, \quad (10)$$

из которого следует, что

$$\sigma_x^2 = \sigma_y^2 (1 - \alpha_y^2 T^2) + \frac{\sigma_y^2}{\pi} \alpha_y T^2 \omega \Big|_0^{\infty} = \infty, \quad (11)$$

чего быть не может.

Приведенный случай не является каким-либо исключением, а отражает тот факт, что на выходе инерционного прибора всегда получается дифференцируемый процесс. Подробного доказательства этого утверждения здесь не приводится из-за его почти очевидности и нескольких длинных, хотя и простых, выкладок. Заметим только, что из конечности дисперсии реальных процессов следует, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 \cdot S_y(\omega) \cdot d\omega < \infty. \quad (12)$$

Условие (12) является условием дифференцируемости  $Y(t)$  [2].

Из рассмотренного выше случая можно получить еще один интересный вывод. Обращая формулу (9) по Фурье, получим выражение для корреляционной функции входного сигнала:

$$K_x(\tau) = \sigma_y^2 \cdot (1 - \alpha_y^2 T^2) \cdot e^{-\alpha_y |\tau|} + 2 \cdot \sigma_y^2 \cdot \alpha_y T^2 \cdot \delta(\tau), \quad (13)$$

где  $\delta(\tau)$  — дельта-функция Дирака. Таким образом, на выходе инерционного измерительного прибора сигнал с корреляционной функцией (7) может появиться только в том случае, если входной сигнал имеет корреляционную функцию (13). Из формулы (13) видно, что аппроксимация (7) эквивалентна предположению о том, что измеряемый элемент можно представить в виде суммы некоторого сигнала и белого шума, причем корреляционная функция сигнала с точностью до постоянного множителя совпадает с выражением (7), а корреляционная функция шума резко от него отличается.

$$K_{ш}(\tau) = 2 \cdot \sigma_y^2 \cdot \alpha_y T^2 \cdot \delta(\tau) \quad (14)$$

Отметим, что этот шум не имеет физического содержания, он появляется в результате аппроксимации; чтобы подчеркнуть это обстоятельство, в дальнейшем будем называть его шумом аппроксимации. Вид шума аппроксимации и его статистические характеристики (дисперсия, спектральная плотность, корреляционная функция) весьма сильно зависят от выбора аппроксимирующего

выражения. Например, часто экспериментальную корреляционную функцию с одинаковым порядком точности можно аппроксимировать одним из двух следующих выражений:

$$K_y(\tau) = \sigma_y^2 \cdot e^{-\alpha_y |\tau|} \cdot \cos \beta_y \tau, \quad (15)$$

$$K_y(\tau) = \sigma_y^2 e^{-\alpha_y |\tau|} \cdot \left( \cos \beta_y \tau + \frac{\alpha_y}{\beta_y} \cdot \sin \beta_y |\tau| \right). \quad (16)$$

Выражение (15) соответствует недифференцируемому процессу; нетрудно показать, что в этом случае шум аппроксимации не зависит от  $\omega$ , т. е. является белым и его дисперсия бесконечна. Во втором случае аппроксимирующее выражение соответствует дифференцируемому процессу и можно показать, что шум аппроксимации имеет ограниченную дисперсию. Если же каждое из приемлемых аппроксимирующих выражений соответствует дифференцируемому процессу, то шумы аппроксимации также могут иметь существенно различные характеристики, но их дисперсии всегда ограничены. В ряде случаев шумы аппроксимации могут быть приняты за реально существующие, что может привести к неправильным выводам о характере измеряемого элемента.

Из приведенных выше результатов следует, что корреляционную функцию, вычисленную по данным непрерывных измерений при помощи инерционного измерительного прибора, следует аппроксимировать выражениями, которые соответствуют дифференцируемым процессам. Из множества приемлемых выражений предпочтение следует отдать такому, которое не приводит к появлению шума аппроксимации. Например, из двух возможных аппроксимирующих выражений

$$K_y(\tau) = \sigma_y^2 \cdot e^{-\alpha_y |\tau|} \cdot (1 + \alpha_x \cdot |\tau|), \quad (17)$$

$$K_y(\tau) = \frac{\sigma_y^2}{1 - \alpha_x \cdot T} \cdot \left( e^{-\alpha_x |\tau|} - \alpha_x \cdot T \cdot e^{-\frac{|\tau|}{T}} \right), \quad (18)$$

предпочтение следует отдать второму, так как аппроксимация (18) эквивалентна предположению о том, что корреляционная функция входного сигнала имеет вид [3]

$$K_x(\tau) = \sigma_x^2 \cdot e^{-\alpha_x |\tau|}, \quad (19)$$

где

$$\sigma_x^2 = (1 + \alpha_x T) \cdot \sigma_y^2, \quad (20)$$

и шум аппроксимации отсутствует. Формула (20) отражает известный факт, что инерционный измерительный прибор уменьшает дисперсию измеряемого элемента.

Изложенные выше соображения по выбору аппроксимирующего выражения имеют практическое приложение. В последнее время появились предложения корректировать статистические характеристики, вычисленные по данным измерений, если динамические свойства прибора (в частности, постоянная времени) известны. Совершенно очевидно, что в этом случае при аппроксимации статистических характеристик, если она производится, особенно важно учитывать изложенные результаты, иначе возможны неправильные выводы о характере измеряемого элемента, например шумы аппроксимации могут быть приняты за реально существующие.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Папчев С. Случайные функции и турбулентность. Л., 1967. Гидрометеониздат. 447 с.
2. Свешников А. А. Прикладные методы теории случайных функций. М., Наука, 1968. 463 с.
3. Шендерович И. М. О влиянии инерции прибора на точность определения средних значений измеряемого параметра. — Тр. НИИГМП, 1966, вып. 15, с. 59—65.

В. А. РОЖКОВ, Ю. А. ТРАПЕЗНИКОВ

### ОЦЕНИВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СПЕКТРА ПО ДАННЫМ СИНХРОННОЙ РЕГИСТРАЦИИ ВОЛНЕНИЯ В НЕСКОЛЬКИХ ТОЧКАХ ВОЛНОВОГО ПОЛЯ

Для изучения двумерного спектра  $\bar{S}_\xi(\omega, \theta)$  часто используются синхронные записи волн  $\xi_i \equiv \xi(x_i, y_i, t)$  в нескольких точках  $(x_i, y_i)$  волнового поля с помощью многострунного волнографа. Датчики волнографа расположены таким образом, чтобы по данным измерений можно было вычислять пространственную производную  $\xi_{pq} \equiv \frac{\partial^{p+q} \xi(x, y, t)}{\partial x^p \partial y^q}$  волновой поверхности в виде линейной комбинации значений  $\xi_i$  с коэффициентами  $\alpha_{pq}^{(i)}$ , зависящими от порядка  $p$  и  $q$  производной:

$$\xi_{pq} = \sum_{i=1}^n \alpha_{pq}^{(i)} \xi_i. \quad (1)$$

В простейшем случае три датчика размещены (рис. 1) в вершинах  $(0, a, 0)$ ,  $(b, 0, 0)$ ,  $(0, -c, 0)$  треугольника ABC и волновая поверхность аппроксимирована на этом участке плоскостью  $(\xi_1, \xi_2, \xi_3)$

$$\xi(x, y, t) = \frac{-c\xi_1 + (a+c)\xi_2 - a\xi_3}{b(a+c)} x + \frac{\xi_1 - \xi_3}{a+c} y + \frac{a\xi_3 + c\xi_1}{a+c}, \quad (2)$$

проходящей через три точки  $(0, a, \xi_1)$ ,  $(b, 0, \xi_2)$ ,  $(0, -c, \xi_3)$ . Тогда уклоны волновой поверхности будут равны

$$\xi_{10} \equiv \frac{\partial \xi}{\partial x} = -\frac{c}{b(a+c)} \xi_1 + \frac{1}{b} \xi_2 - \frac{a}{b(a+c)} \xi_3, \quad (3)$$

$$\xi_{01} \equiv \frac{\partial \xi}{\partial y} = \frac{1}{a+c} (\xi_1 - \xi_3).$$

Сопоставляя уравнения (3) с общим представлением (1), легко убедиться в том, что

$$\alpha_{10}^{(1)} = -\frac{c}{b(a+c)}, \quad \alpha_{10}^{(2)} = \frac{1}{b}, \quad \alpha_{10}^{(3)} = -\frac{a}{b(a+c)},$$

$$\alpha_{01}^{(1)} = \frac{1}{a+c}, \quad \alpha_{01}^{(2)} = 0, \quad \alpha_{01}^{(3)} = -\frac{1}{a+c}. \quad (4)$$

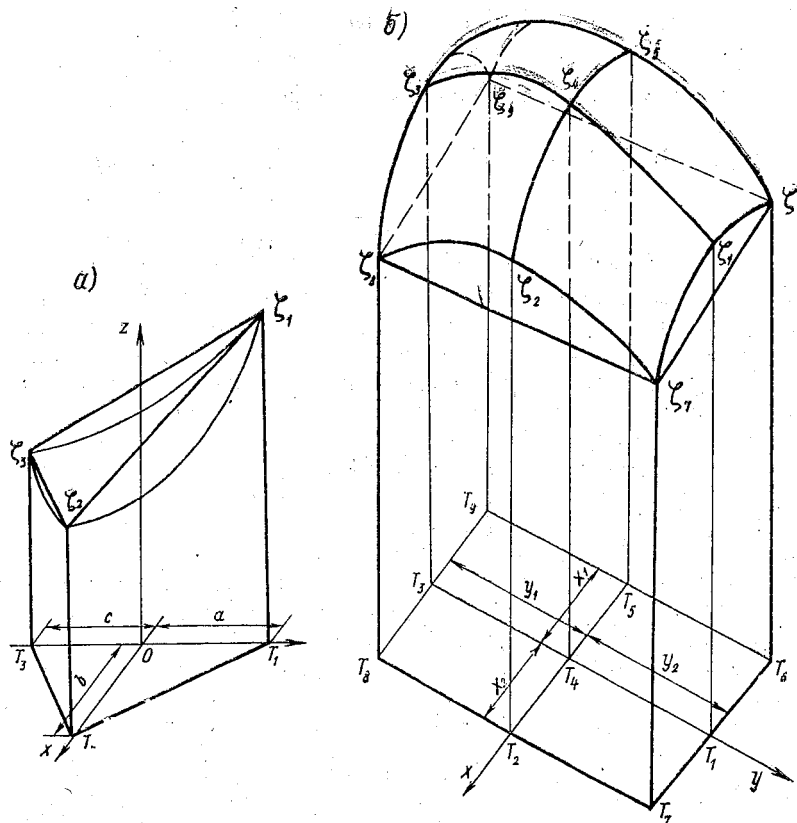


Рис. 1. Схемы расположения датчиков многострунного волнографа:  
а) три датчика, б) девять датчиков.

Для вычисления производных более высокого (чем первого) порядка необходимо использовать схемы с большим (чем три) количеством датчиков. В зависимости от количества датчиков прежде всего уточняется аппроксимация волновой поверхности на рассматриваемом участке. Уравнение волновой поверхности, проходящей в любой момент времени  $t$  через точки  $\xi(x_i, y_j)$ , запишем в виде

$$\xi(x, y) = L_{mn}(x, y) + R_{mn}(x, y), \quad (5)$$

где  $L_{mn}(x, y)$  — полином Лагранжа

$$L_{mn}(x, y) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m \frac{P(x) a(y) \xi(x_i, y_j)}{(x - x_i) P'(x_i) (y - y_j) Q'(y_j)},$$

$$P(x) = \prod_{i=0}^n (x - x_i), \quad P'(x_i) = \prod_{\substack{k=0 \\ k \neq i}}^n (x_i - x_k), \quad (6)$$

$$Q(y) = \prod_{j=0}^m (y - y_j), \quad Q'(y_j) = \prod_{\substack{k=0 \\ k \neq j}}^m (y_j - y_k);$$

$R_{mn}$  — остаточный член, вычисленный по формуле

$$R_{mn}(x, y) = \frac{D_x^{(n+1)}}{(n+1)!} \prod_{i=0}^n (x - x_i) + \frac{D_y^{(m+1)}}{(m+1)!} \prod_{j=0}^m (y - y_j) -$$

$$- \frac{D_x^{(n+1)} D_y^{(m+1)}}{(n+1)! (m+1)!} \prod_{i=0}^n (x - x_i) \prod_{j=0}^m (y - y_j); \quad (7)$$

$D_x, D_y$  — частные производные от интерполируемой функции по соответствующим переменным  $(x, y)$ . Из уравнений (6) видно, что количество датчиков определяет порядок старшей производной. В зависимости от расположения датчиков в предполагаемого вида волновой поверхности  $\xi(x, y)$  погрешность  $R_{nm}(x, y)$  аппроксимации будет различной.

Аппроксимация (6) является основой для построения так называемых «безразностных» формул численного дифференцирования [11, 12]. Наиболее простые выражения получаются при нечетном количестве значений  $\xi(x_i, y_j)$ , принятых для расчета производной в некоторой средней точке. Пусть, например, схема измерений выбрана в виде конверта (см. рис. 1), а датчики расположены в его углах, центре и на сторонах. Обозначим возвышения взволнованной поверхности  $\xi(x_i, y_j)$  в точках  $T_i, i=1, 2, 3, \dots, 9$  через  $\xi_i$  соответственно. Тогда пространственные производные в центральной точке  $T_y$  примут следующий вид:

$$\xi_x = \frac{x_1}{x_2(x_1+x_2)} \xi_2 + \frac{x_2-x_1}{x_1 x_2} \xi_4 - \frac{x_2}{x_1(x_1+x_2)} \xi_5, \quad (8)$$

$$\xi_y = \frac{y_1}{y_2(y_1+y_2)} \xi_1 - \frac{y_2}{y_1(y_1+y_2)} \xi_3 + \frac{y_2-y_1}{y_1 y_2} \xi_4, \quad (9)$$

$$\xi_{x^2} = \frac{2}{x_2(x_1+x_2)} \xi_2 - \frac{2}{x_1 x_2} \xi_4 + \frac{2}{x_1(x_1+x_2)} \xi_5, \quad (10)$$

$$\xi_{y^2} = \frac{2}{y_2(y_1+y_2)} \xi_1 + \frac{2}{y_1(y_1+y_2)} \xi_3 - \frac{2}{y_1 y_2} \xi_4, \quad (11)$$

$$\xi_{xy} = \frac{1}{(x_1+x_2)(y_1+y_2)} (-\xi_6 + \xi_7 - \xi_8 + \xi_9). \quad (12)$$

Формулы (8) — (12) выписаны для неравноотстоящих узлов; вид этих формул упрощается, а остаточный член аппроксимации будет иметь наименьшие значения при переходе к равноотстоящим узлам. Например, если  $x_1 = x_2 = \Delta x$ , то формула (8) будет иметь вид

$$\xi_x = \frac{1}{2\Delta x} (\xi_2 - \xi_5)$$

и остаточный член этой аппроксимации будет равен

$$R_{\xi_x} = \frac{(\Delta x)^2}{6} \xi_{x^3} (0, 0).$$

Таким образом, для простоты вычислительных формул и их наименьшей погрешности целесообразно при построении схемы «конверт» задавать  $x_2 = x_1$  и  $y_2 = y_1$ , т. е. выбирать точки  $T_1, T_2, T_3, T_5$  на середине соответствующих сторон.

Отметим также, что соотношения (8 — 12) не являются единственными аппроксимациями пространственных производных. Так, например,

$$\xi_x = \frac{1}{4\Delta x} (\xi_7 - \xi_6 + \xi_8 - \xi_9), \quad (13)$$

$$\xi_y = \frac{1}{4\Delta y} (\xi_7 - \xi_8 + \xi_6 - \xi_9), \quad (14)$$

$$\xi_{x^2} = \frac{1}{3(\Delta x)^2} (\xi_7 - 2\xi_1 + \xi_6 + \xi_2 - 2\xi_4 + \xi_5 + \xi_8 - 2\xi_3 + \xi_9), \quad (15)$$

$$\xi_{y^2} = \frac{1}{3(\Delta y)^2} (\xi_1 - 2\xi_2 + \xi_3 - 2\xi_4 - 2\xi_5 + \xi_6 + \xi_7 + \xi_8 + \xi_9), \quad (16)$$

$$\xi_{xy} = -\frac{1}{2\Delta x \Delta y} (\xi_1 + \xi_2 + \xi_3 - 2\xi_4 + \xi_5 - \xi_7 - \xi_9), \quad (17)$$

$$\xi_{xy} = -\frac{1}{2\Delta x \Delta y} (\xi_1 + \xi_2 + \xi_3 - 2\xi_4 + \xi_5 - \xi_6 - \xi_8). \quad (18)$$

Выбор оптимальных весовых множителей при записи уклонов в виде (1) для каждой конкретной схемы измерений и, более того, выбор оптимальной схемы расстановки датчиков является довольно сложной статистической проблемой, решение которой существенно зависит от вида корреляционной функции анализируемой волновой поверхности, ошибки измерений и интервалов дискретности. Допустив, что корреляционная функция волновой поверхности имеет вид экспоненциально-косинусной функции [8], можно выполнить расчеты оптимальных весовых множителей в (1). На

основе этих расчетов удалось показать, что в случае отсутствия ошибок измерений при близком расположении датчиков волнографа конечно-разностные схемы вычисления производных близки к оптимальным\*. Гораздо большее значение имеют другие факторы; например, наиболее целесообразен прямоугольный треугольник при трехточечной схеме измерения, пятиточечная схема расположения датчиков (на пересечениях и концах двух взаимно перпендикулярных отрезков) имеет преимущество перед «треугольником» даже для определения производных первого порядка, а девятиточечная схема «конверт» перед шеститочечной, необходимой для определения вторых производных.

Согласно методу М. С. Лонге-Хиггинса, А. А. Свешникова [12], по авто- и взаимным спектральным плоскостям  $S_{\xi_{pq} \xi_{rl}}(\omega)$  пространственных производных  $\xi_{pq}$  и  $\xi_{rl}$  можно вычислить коэффициенты разложения  $a_n(\omega)$ ,  $b_n(\omega)$  двумерной спектральной плотности  $S_{\xi}(\omega, \theta)$  в ряд Фурье.

$$S_{\xi}(\omega, \theta) = \frac{1}{2} a_0(\omega) + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n(\omega) \cos n\theta + b_n(\omega) \sin n\theta]. \quad (19)$$

В наиболее общей форме выражения для  $a_n$ ,  $b_n$  имеют вид [12]:

$$\left. \begin{aligned} a_n(\omega) &= \frac{1}{\pi k^n} \sum_{i=0}^r (-1)^{i+p_i+q_i} \binom{n}{2i} S_{\eta_i^{(1)}}^{(n)}(\omega), \\ b_n(\omega) &= \frac{1}{\pi k^n} \sum_{i=0}^r (-1)^{i+p_i+q_i} \binom{n}{2i+1} S_{\eta_i^{(2)}}^{(n)}(\omega), \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

где  $r = \begin{cases} (n-1)/2, & \text{если } n \text{ нечетное;} \\ n/2, & \text{если } n \text{ четное,} \end{cases}$

$$\eta_i^{(1)} \equiv \xi_{p_i q_i} \xi(n-2i-p_i, 2i-q_i),$$

$$\eta_i^{(2)} \equiv \xi_{p_i q_i} \xi(n-2i-1-p_i, 2i-1-q_i),$$

$$p_i = 0, 1, \dots, \leq n-2i-1, p_i+q_i \leq n;$$

$S_{\eta_i}^{(n)}(\omega)$  совпадает при четных  $n$  с вещественной, а при нечетных  $n$  — с мнимой частью взаимной спектральной плотности;  $\binom{n}{2i}$ ,  $\binom{n}{2i-1}$  — биномиальные коэффициенты.

\* Влияние расстояния между датчиками волнографа на точность расчета пространственных производных и спектра волн рассмотрено в работах [11, 12].

Из соотношений (19) и (20) следует, что при наличии достаточно большого числа частотных спектров возвышений и пространственных производных различных порядков можно со сколь угодно большей точностью аппроксимировать двумерный спектр  $S_{\xi}(\omega, \theta)$  частной суммой  $\hat{S}_{\xi}(\omega, \theta)$  ряда Фурье. Количество членов ряда (19) можно определить, исходя из заданной точности аппроксимации по заданному аналитическому выражению спектральной плотности  $S_{\xi}(\omega, \theta)$ . Разложение в ряд Фурье наиболее известных выражений пространственного спектра ветрового волнения\* позволило прийти к выводу, что частная сумма  $\hat{S}_{\xi}(\omega, \theta)$  из пяти членов может (при некоторых  $\omega$  и  $\theta$ ) до 40% отличаться от  $S_{\xi}(\omega, \theta)$ ; частная сумма  $\hat{S}_{\xi}(\omega, \theta)$  из девяти членов при любых  $\omega$  и  $\theta$  дает не менее 80% точность приближения к  $S_{\xi}(\omega, \theta)$ .

В табл. 1 приведены явные выражения  $a_n, b_n$  частных сумм  $S_{\xi}(\omega, \theta)$  ряда Фурье (19) с пятью и девятью членами. Для одного и того же коэффициента могут быть заданы не одна, а несколько вычислительных формул, например, три для  $a_0(\omega)$ , две для  $a_2(\omega)$  и т. д. Такая неединственность вполне объяснима, если исходить из неединственности выражений тригонометрических функций кратных аргументов через степени этих функций, и это не приводит к неоднозначности определений  $a_n, b_n$ .

Исходя из соотношения (1), можно представить [12] вещественную  $C_{\xi_{x p_1 y q_1} \xi_{x p_2 y q_2}}(\omega)$  и мнимую  $Q_{\xi_{x p_1 y q_1} \xi_{x p_2 y q_2}}(\omega)$  части взаимных спектральных плотностей возвышений и пространственных производных взволнованной поверхности в наиболее общем виде

$$C_{\xi_{p_1 q_1} \xi_{p_2 q_2}}(\omega) = \sum_{n=0}^n \alpha_{p_1 q_1}^{(k)} \alpha_{p_2 q_2}^{(k)} S_{\xi_k}(\omega), \quad (21)$$

$$+ \sum_{k=1}^{n-1} \sum_{l=k+1}^n (\alpha_{p_1 q_1}^{(k)} \alpha_{p_2 q_2}^{(l)} + \alpha_{p_1 q_1}^{(l)} \alpha_{p_2 q_2}^{(k)}) C_{\xi_k \xi_l}(\omega),$$

$$Q_{\xi_{p_1 q_1} \xi_{p_2 q_2}}(\omega) = \sum_{k=1}^{n-1} \sum_{l=k+1}^n (\alpha_{p_2 q_2}^{(k)} \alpha_{p_1 q_1}^{(l)} - \alpha_{p_1 q_1}^{(l)} \alpha_{p_2 q_2}^{(k)}) Q_{\xi_k \xi_l}(\omega), \quad (22)$$

т. е. выразить их через линейные комбинации авто-спектров  $S_{\xi_k}(\omega)$  и взаимных спектральных плотностей записей  $\xi_k$  и  $\xi_l$  волнения в различных точках волнового поля:

$$S_{\xi_k \xi_l}(\omega) = C_{\xi_k \xi_l}(\omega) - i Q_{\xi_k \xi_l}(\omega). \quad (23)$$

Необходимо отметить, что при использовании соотношений вида (21, 22) можно получить несколько вариантов расчетных формул.

\* См., например, табл. 1.5. работы [3].

Таблица 1

Коэффициенты  $a_n(\omega)$ ,  $b_n(\omega)$  разложения (1) двумерной спектральной плотности  $S_{\xi}(\omega, \theta)$  в ряд Фурье при различных  $n^*$  (по работе [2])

| $a_n, b_n$    | Вычислительная формула по данным $\xi, \xi_x, \xi_y$                                       | Вычислительная формула по данным $\xi_{xpyq}, p, q = 0, \dots, 2$                       |
|---------------|--------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------|
| $a_0(\omega)$ | $\frac{1}{\pi} S_{\xi}(\omega); \frac{1}{\pi k^2} [S_{\xi_x}(\omega) + S_{\xi_y}(\omega)]$ | $\frac{1}{\pi k^2} [C_{\xi_{x^2}}(\omega) - C_{\xi_{y^2}}(\omega)]$                     |
| $a_1(\omega)$ | $\frac{1}{\pi k} Q_{\xi\xi_x}(\omega)$                                                     | $\frac{1}{\pi k^3} [Q_{\xi_{x^2}\xi_x}(\omega) + Q_{\xi_{y^2}\xi_x}(\omega)]$           |
| $b_1(\omega)$ | $\frac{1}{\pi k} Q_{\xi\xi_y}(\omega)$                                                     | $\frac{1}{\pi k^3} [Q_{\xi_{x^2}\xi_y}(\omega) + Q_{\xi_{y^2}\xi_y}(\omega)]$           |
| $a_2(\omega)$ | $\frac{1}{\pi k^2} [S_{\xi_x}(\omega) - S_{\xi_y}(\omega)]$                                | $\frac{1}{\pi k^2} [C_{\xi_{x^2}}(\omega) - C_{\xi_{y^2}}(\omega)]$                     |
| $b_2(\omega)$ | $\frac{2}{\pi k^2} C_{\xi_x\xi_y}(\omega)$                                                 | $\frac{2}{\pi k^4} [C_{\xi_{x^2}\xi_{xy}}(\omega) + C_{\xi_{y^2}\xi_{xy}}(\omega)]$     |
| $a_3(\omega)$ |                                                                                            | $\frac{1}{\pi k^3} [3Q_{\xi_x\xi_{y^2}}(\omega) - Q_{\xi_x\xi_{x^2}}(\omega)]$          |
| $b_3(\omega)$ |                                                                                            | $\frac{1}{\pi k^3} [Q_{\xi_y\xi_{y^2}}(\omega) - 3Q_{\xi_y\xi_{x^2}}(\omega)]$          |
| $a_4(\omega)$ |                                                                                            | $\frac{1}{\pi k^4} [S_{\xi_{x^4}}(\omega) - 6C_{\xi_{x^2}y^2} + S_{\xi_{y^4}}(\omega)]$ |
| $b_4(\omega)$ |                                                                                            | $\frac{4}{\pi k^4} [C_{\xi_{x^2}\xi_{xy}}(\omega) - C_{\xi_{y^2}\xi_{xy}}(\omega)]$     |

Например, для простейшей схемы «треугольник» спектральные плотности возвышений  $\xi$  и уклонов  $\xi_{10}, \xi_{01}$  имеют вид [11]:

$$S_{\xi}(\omega) = S_{\xi_1}(\omega) = S_{\xi_2}(\omega) = S_{\xi_3}(\omega), \quad (24)$$

$$S_{\xi_{10}}(\omega) = \frac{2}{b^3(a+c)^2} [(a^2+c^2-ac) S_{\xi}(\omega) - c C_{\xi_1\xi_2}(\omega) + ac C_{\xi_1\xi_3}(\omega) - a C_{\xi_2\xi_3}(\omega)], \quad (25)$$

$$S_{\xi_{01}}(\omega) = \frac{2}{(a+c)^2} [S_{\xi}(\omega) - C_{\xi_1\xi_3}(\omega)]. \quad (26)$$

Вещественная часть  $C_{\xi_{10}\xi_{01}}(\omega)$  взаимной спектральной плотности  $S_{\xi_{10}\xi_{01}}(\omega)$  уклонов вычисляется по формуле

$$C_{\xi_{10}\xi_{01}}(\omega) = \frac{a-c}{b(a+c)^2} [S_{\xi}(\omega) + C_{\xi_1\xi_3}(\omega)] + \frac{1}{b(a+c)} [C_{\xi_1\xi_2}(\omega) - C_{\xi_2\xi_3}(\omega)]. \quad (27)$$

\* В таблицу включены соотношения, зависящие от пространственных производных не выше второго порядка.

Мнимые части взаимных спектров возвышений и уклонов могут быть вычислены несколькими способами. Перечень таких вычислительных формул дан в табл. 2. Из таблицы, например, видно,  $Q_{\xi\xi_0}(\omega)$  вычисляется как разность ку-спектров различных пар точек, а  $Q_{\xi\xi_0}(\omega)$  либо равна ку-спектру записей волнения в двух точках, либо равна сумме двух ку-спектров таких записей. Каждая из приведенных в табл. 2 формул может оказаться приемлемой в каком-то конкретном случае различающимся углом между генеральным направлением волн и координатной системой в рассматриваемом треугольнике. Эта неоднозначность легко устраняется при переходе от трехточечной схемы измерений к пятиточечной (датчики в центре и на концах двух взаимно перпендикулярных отрезков): уклоны вычисляются единственным образом и затруднений в дальнейших расчетах не возникает.

Соотношения (1), (19), (20), (22), (23) в сочетании с конкретными численными схемами расчета пространственных производных при заданном расположении датчиков определяют метод расчета думреного спектра волн по записям многоструйного волнографа. В формулы (20) входит величина  $k$  — волновое число, соответствующее заданной спектральной составляющей и определяемой по дисперсионному соотношению, например,

$$\omega^2 = kg \tanh kH, \quad (28)$$

где  $H$  — глубина установки волнографа.

Для правильной интерпретации результатов расчета  $\hat{S}_\xi(\omega, \theta)$  необходимо иметь в виду, что вместо истинных значений  $S_{\xi_k}(\omega)$ ,  $S_{\xi_k \xi_l}(\omega)$  в соотношения (19, 20, 26, 27) будут входить их статистические оценки  $S_\xi^*(\omega)$ ,  $S_{\xi_k \xi_l}^*(\omega)$ , вычисленные по записям ограниченной продолжительности и обладающие определенной выборочной изменчивостью [4, 10].

По способу оценивания значения  $\hat{S}_\xi(\omega, \theta)$  также будут обладать выборочной изменчивостью. На рис. 2 приведен ансамбль частных сумм Фурье двумерного спектра  $\hat{S}_\xi^*(\omega, \theta)$ , вычисленный по трем последовательным 15-минутным участкам реализации многоструйного волнографа. Волнение было установившимся и в период регистрации не менялось, поэтому на рис. 2 изменчивость оценок  $\hat{S}_\xi^*(\omega, \theta)$  можно считать выборочной изменчивостью. Для того чтобы изучить закономерности этой изменчивости и по возможности улучшить свойства оценки  $\hat{S}_\xi^*(\omega, \theta)$  за счет выбора оптимальных длины реализации  $T$ , точек усечения  $\tau_{\max}$  коррелограмм и весовых функций  $\lambda(\tau)$ , рассмотрим  $\hat{S}_\xi^*(\omega, \theta)$  как случайную функцию переменных  $\omega$  и  $\theta$ . Свойства оценки можно охарактеризовать, зная ее смещение

$$\epsilon_{S_\xi^*}(\omega, \theta) = M \{ \hat{S}_\xi^*(\omega, \theta) - \hat{S}_\xi(\omega, \theta) \} \quad (29)$$

Формулы для расчета спектральных характеристик  $S_{\xi\eta}(\omega)$  процессов  $\xi(t)$ ,  $\xi_x(t)$ ,  $\xi_y(t)$ ,  $\xi_z(t)$  по записи волнения в трех точках

| $\xi \backslash \eta$ |         | $C_{\xi\eta}$    |                  |                  |                                                                                  |                                                   |                  | $Q_{\xi\eta}$    |                  |                                                              |                                                    |
|-----------------------|---------|------------------|------------------|------------------|----------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------|------------------|------------------|------------------|--------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------|
|                       |         | $\xi$            |                  |                  | $\xi_y$                                                                          | $\xi_x$                                           | $\xi$            | $\xi_x$          | $\xi_y$          | $\xi$                                                        | $\xi_y$                                            |
|                       |         | $\xi_1$          | $\xi_2$          | $\xi_3$          |                                                                                  |                                                   | $\xi_1$          | $\xi_2$          | $\xi_3$          |                                                              |                                                    |
| $\xi_1$               | $\xi_1$ | $S_{\xi_1}$      | $C_{\xi_1\xi_2}$ | $C_{\xi_1\xi_3}$ | $\frac{1}{b(a+c)} [c C_{\xi_1\xi_1} + (a+c) C_{\xi_1\xi_2} - a C_{\xi_1\xi_3}]$  | $\frac{1}{a+c} [S_{\xi_1} - C_{\xi_1\xi_3}]$      | 0                | $Q_{\xi_1\xi_2}$ | $Q_{\xi_1\xi_3}$ | $\frac{1}{b(a+c)} [(a+c) Q_{\xi_1\xi_2} - a Q_{\xi_1\xi_3}]$ | $-\frac{1}{a+c} Q_{\xi_1\xi_3}$                    |
| $\xi_2$               | $\xi_2$ | $C_{\xi_2\xi_1}$ | $S_{\xi_2}$      | $C_{\xi_2\xi_3}$ | $\frac{1}{b(a+c)} [-c C_{\xi_1\xi_2} - a C_{\xi_2\xi_3}]$                        | $\frac{1}{a+c} [C_{\xi_1\xi_2} - C_{\xi_2\xi_3}]$ | $Q_{\xi_2\xi_1}$ | 0                | $Q_{\xi_2\xi_3}$ | $\frac{1}{b(a+c)} [c Q_{\xi_1\xi_2} - a Q_{\xi_2\xi_3}]$     | $-\frac{1}{a+c} [Q_{\xi_1\xi_2} + Q_{\xi_2\xi_3}]$ |
| $\xi_3$               | $\xi_3$ | $C_{\xi_3\xi_1}$ | $C_{\xi_3\xi_2}$ | $S_{\xi_3}$      | $\frac{1}{b(a+c)} [-c C_{\xi_1\xi_3} - a C_{\xi_2\xi_3} + (a+c) C_{\xi_3\xi_3}]$ | $\frac{1}{a+c} [C_{\xi_1\xi_3} - C_{\xi_2\xi_3}]$ | $Q_{\xi_3\xi_1}$ | $Q_{\xi_3\xi_2}$ | 0                | $\frac{1}{b(a+c)} [c Q_{\xi_1\xi_3} - (a+c) Q_{\xi_2\xi_3}]$ | $-\frac{1}{a+c} Q_{\xi_1\xi_3}$                    |

и корреляционную функцию

$$K_{S_{\xi}}^*(\omega_1, \omega_2, \theta_1, \theta_2) = M \left\{ \left[ \hat{S}_{\xi}^*(\omega_1, \theta_1) - \hat{S}_{\xi}(\omega_1, \theta_1) \right] \times \right. \\ \left. \times \left[ \hat{S}_{\xi}^*(\omega_2, \theta_2) - \hat{S}_{\xi}(\omega_2, \theta_2) \right] \right\}, \quad (30)$$

где  $M$  — оператор математического ожидания.

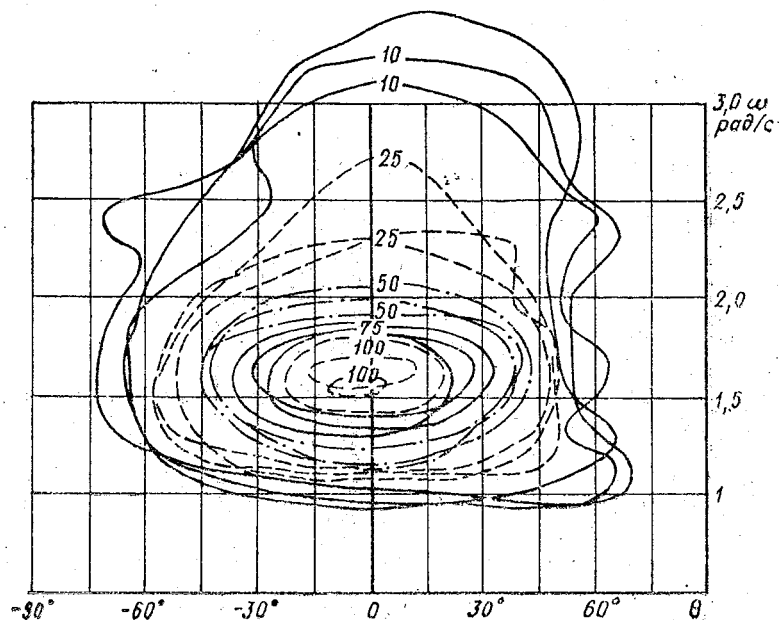


Рис. 2. Изменчивость оценок  $\hat{S}_{\xi}^*(\omega, \theta)$  пространственного спектра волн, вычисленных по 15-минутным отрезкам продолжительной записи установившегося ветрового волнения.

Представим выражения (20), (26), (27) в виде

$$a_n(\omega) = \sum_{i,j=1}^n \varphi_{i,j}^{(n)} S_{\xi_i \xi_j}(\omega), \quad (31)$$

$$b_n(\omega) = \sum_{i,j=1}^n \psi_{i,j}^{(n)} S_{\xi_i \xi_j}(\omega),$$

где  $\varphi_{i,j}^{(n)}$ ,  $\psi_{i,j}^{(n)}$  — числовые коэффициенты, зависящие от  $\alpha_{p,q}^{(k)}$  в (1), а также от некоторых множителей  $\left(\frac{1}{\pi k^n}\right)$  и биномиальных коэффициентов (см. табл. 1), входящих в соотношения (20).

Принимая выражение (31) с заменой  $S_{\xi_k \xi_l}(\omega)$  на ее оценку  $\hat{S}_{\xi_k \xi_l}^*(\omega)$  в качестве формулы для вычисления  $a_n^*(\omega)$ ,  $b_n^*(\omega)$ , можно показать [10], пользуясь соотношением (19), что оценка  $\hat{S}_{\xi}^*(\omega, \theta)$  смещена на величину

$$\varepsilon_{S_{\xi}^*}(\omega, \theta) = \sum_{k=0}^m \sum_{l=1}^n \sum_{j=1}^n \varepsilon_{\hat{S}_{\xi_l \xi_j}^*}(\omega) [\varphi_{lj}^{(k)} \cos k\theta + \psi_{lj}^{(k)} \sin k\theta] \quad (32)$$

и ее значения  $S_{\xi}^*(\omega_1, \theta_1)$  и  $S_{\xi}^*(\omega_2, \theta_2)$  коррелированы, так как

$$K_{S_{\xi}^*}(\omega_1, \omega_2, \theta_1, \theta_2) = \sum_{k_1, k_2, l_1, l_2, j_1, j_2} K_{S_{\xi_{l_1} \xi_{j_1}} S_{\xi_{l_2} \xi_{j_2}}}(\omega_1, \omega_2) \times \\ \times [\varphi_{l_1 j_1}^{(k_1)} \cos k_1 \theta_1 + \psi_{l_1 j_1}^{(k_1)} \sin k_1 \theta_1] [\varphi_{l_2 j_2}^{(k_2)} \cos k_2 \theta_2 + \psi_{l_2 j_2}^{(k_2)} \sin k_2 \theta_2]. \quad (33)$$

Из выражения (32) видно, что источником смещения  $\varepsilon_{S_{\xi}^*}(\omega, \theta)$  оценок  $\hat{S}_{\xi}^*(\omega, \theta)$  по частоте  $\omega$  и направлению  $\theta$  является смещение  $\varepsilon_{S_{\xi_k \xi_l}^*}(\omega)$  оценок взаимных спектральных плотностей  $S_{\xi_k \xi_l}^*(\omega)$ . Корреляционная функция (33) оценок двумерного спектра  $S_{\xi}^*(\omega, \theta)$  зависит как от авто-  $K_{S_{\xi_l \xi_j}^*}(\omega_1, \omega_2)$ , так и от взаимных  $K_{S_{\xi_{l_1} \xi_{j_1}} S_{\xi_{l_2} \xi_{j_2}}}^*(\omega_1, \omega_2)$  корреляционных функций оценок взаимных спектральных плотностей  $\hat{S}_{\xi_k \xi_l}^*(\omega)$ . Из соотношения (33) видно, что функции  $K_{S_{\xi_{l_1} \xi_{j_1}} S_{\xi_{l_2} \xi_{j_2}}}^*(\omega_1, \omega_2)$  определяют закономерности

выборочной изменчивости оценок  $\hat{S}_{\xi}^*(\omega, \theta)$  по направлению  $\theta$ , через взаимную коррелированность оценок  $\hat{S}_{\xi_k \xi_l}^*(\omega)$ , вычисленных по различным парам записей  $(\xi_{l_1}, \xi_{j_1})$  и  $(\xi_{l_2}, \xi_{j_2})$ .

Пусть три датчика расположены в вершинах прямоугольного треугольника, ориентированного катетами соответственно вдоль и перпендикулярно генеральному направлению распространения волн и спектр волн симметричен; при этих допущениях

$$a_1(\omega) = b_1(\omega) = b_2(\omega) \equiv 0$$

и оценивание двумерного спектра производят по двум коэффициентам  $a_0$  и  $a_2$ . Можно показать (путем подстановки коэффициентов (4) в (31), (19) и выполнения не сложных, хотя и гро-

моздких преобразований, что смещение оценки двумерного спектра будет

$$\varepsilon_{S^*}(\omega, \theta) = \frac{1}{3\pi} \sum_{j=1}^3 \varepsilon_{S_{\xi_j}^*}(\omega) + \frac{1}{\pi k^2 a^2 b^2} [-b^2 \varepsilon_{S_{\xi_1}^*}(\omega) + a^2 \varepsilon_{S_{\xi_2}^*}(\omega) + (a^2 - b^2) \varepsilon_{S_{\xi_3}^*}(\omega) + 2b^2 \varepsilon_{C_{\xi_1 \xi_3}^*}(\omega) - 2a^2 \varepsilon_{S_{\xi_2 \xi_3}^*}(\omega)] \cos 2\theta, \quad (34)$$

а ее дисперсия равна

$$\begin{aligned} D_{S_{\xi}^*}(\omega, \theta) = & \frac{1}{9\pi^2} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 D_{S_{\xi_i \xi_j}^*}(\omega) + \\ & + \frac{2}{3\pi^2 k^2 a^2 b^2} \sum_{j=1}^3 [-b^2 D_{S_{\xi_j}^* S_{\xi_i}^*}(\omega) + a^2 D_{S_{\xi_j}^* S_{\xi_2}^*}(\omega) + \\ & + (a^2 - b^2) D_{S_{\xi_j}^* S_{\xi_3}^*}(\omega) + 2b^2 D_{S_{\xi_j}^* C_{\xi_1 \xi_3}^*}(\omega) - 2a^2 D_{S_{\xi_j}^* C_{\xi_2 \xi_3}^*}(\omega)] \cos 2\theta + \\ & + \frac{1}{\pi^2 k^4 a^4 b^4} \left\{ b^4 D_{S_{\xi_1}^*}(\omega) - 2a^2 b^2 D_{S_{\xi_1}^* S_{\xi_1}^*}(\omega) - 2b^2(a^2 - \right. \\ & - b^2) D_{S_{\xi_1}^* S_{\xi_3}^*}(\omega) - 4b^4 D_{S_{\xi_1}^* C_{\xi_2 \xi_3}^*}(\omega) + 4a^2 b^2 D_{S_{\xi_1}^* C_{\xi_2 \xi_3}^*}(\omega) + a^4 D_{S_{\xi_3}^*}(\omega) + \\ & + 2a^2(a^2 + b^2) D_{S_{\xi_2}^* S_{\xi_3}^*}(\omega) + 4a^2 b^2 D_{S_{\xi_2}^* C_{\xi_1 \xi_3}^*}(\omega) - 4a^4 D_{S_{\xi_2}^* C_{\xi_2 \xi_3}^*}(\omega) + \\ & + (a^2 + b^2) D_{S_{\xi_3}^*}(\omega) + 4b^2(a^2 - b^2) D_{S_{\xi_3}^* C_{\xi_1 \xi_3}^*}(\omega) - 4a^2(a^2 + \\ & + b^2) D_{S_{\xi_3}^* C_{\xi_2 \xi_3}^*}(\omega) + 4b^4 D_{S_{\xi_1 \xi_3}^*}(\omega) - 4a^2 b^2 D_{S_{\xi_1 \xi_3}^* C_{\xi_2 \xi_3}^*}(\omega) + \\ & \left. + 4a^4 D_{S_{\xi_1 \xi_3}^*}(\omega) \right\} \cos^2 \theta. \quad (35) \end{aligned}$$

Для практического использования соотношений (34), (35) или более общих (32), (33) необходимы величины смещений  $\varepsilon_{S_{\xi_k \xi_l}^*}(\omega)$  и дисперсий  $D_{S_{\xi_k \xi_l}^*}(\omega)$  оценок авто- и взаимных спектральных плотностей записей  $\xi_k$  и  $\xi_l$  волн в различных точках.

Для вычисления этих величин в работах [4, 6, 10] предложены аналитические формулы, позволяющие получить  $\varepsilon_{S_{\xi_k \xi_l}^*}(\omega)$  и

$D_{S_{\xi_k \xi_l}^*}(\omega)$  по заданным параметрам аппроксимации авто- и взаимных корреляционных функций при фиксированных  $T$ ,  $\tau_{\max}$  и  $\lambda(\tau)$ . На рис. 3 в качестве примера приведены результаты расчета смещения и дисперсии оценок двумерного спектра ветрового волнения, вычисленных по 15-минутным записям трехструнного волнографа при соблюдении рекомендаций об усечении коррело-

грамм в первом минимуме огибающей [5]. Из рисунка видно, что смещение  $\epsilon_{S^*}(\omega, \theta)$  оценок  $S_{\xi}^*(\omega, \theta)$  необходимо учитывать в процессе интерпретации результатов расчета. При близком усечении коррелограммы смещение оценки спектральной плотности может привести к искажению вида графика и появлению отрицательных значений  $\hat{S}_{\xi}^*(\omega, \theta)$ . Отметим, что основным источником появления отрицательных значений  $\hat{S}_{\xi}^*(\omega, \theta)$  является малое число удерживаемых членов отрезка ряда (19).

На рис. 3 б пунктирными линиями показаны величины среднеквадратических отклонений  $\sqrt{D_{S_{\xi}^*}}(\omega, \theta)$ , вычисленных по формуле (35). Из рисунка видно, что дисперсия  $D_{S_{\xi}^*}(\omega, \theta)$  оценок  $\hat{S}_{\xi}^*(\omega, \theta)$  позволяет объяснить выборочную их изменчивость,

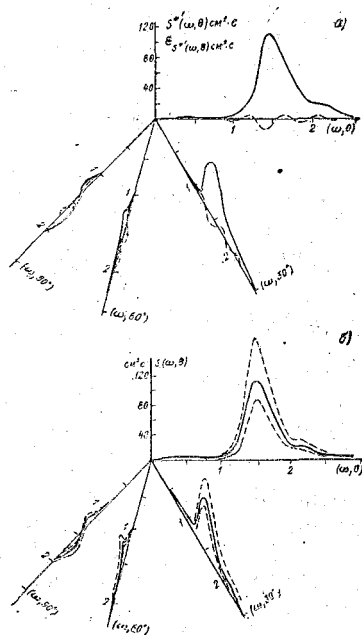


Рис. 3. Смещение в  $S^*(\omega, \theta)$   
— а дисперсия  $D_{S_{\xi}^*}(\omega, \theta)$   
— б оценок пространственного спектра волнения  $\hat{S}_{\xi}^*(\omega, \theta)$ .

наблюдаемую на рис. 2. Отметим, что при фиксированной длине реализации  $T$  для того, чтобы уменьшить смещение оценок спектральной плотности необходимо увеличить  $\tau_{\max}$ , но в этом случае дисперсия оценок спектра увеличивается. Поэтому при выборе параметров эмпирического спектрального анализа необходимо применить компромиссное решение, зависящее от того, что в данном случае более опасно — смещенность оценки или разброс ее значений. Формулы (34, 35), а также программы, приведенные в работе [4], позволяют принять такое решение.

Рассмотренный выше алгоритм оценивания пространственного спектра  $S_{\xi}(\omega, \theta)$  установившегося волнения разработан в предположении стационарности анализируемого процесса. Однако путем незначительной модификации его можно использовать для расчета оценки спектральной плотности  $S_{\xi}(\omega, \theta, t)$  неустойчившегося волнения.

С этой целью разложим  $S_{\xi}(\omega, \theta, t)$  в ряд Фурье вида

$$S_{\xi}(\omega, \theta, t) = \frac{a_0(\omega, t)}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n(\omega, t) \cos n\theta + b_n(\omega, t) \sin n\theta]. \quad (36)$$

Путем довольно простых рассуждений, аналогичных тем, которые используются для обоснования представления  $S_{\varepsilon}(\omega, t)$  в виде обобщенной теоремы Винера—Хинчина [12], можно показать, что коэффициенты  $a_n(\omega, t)$ ,  $b_n(\omega, t)$  разложения (36) вычисляются по формулам вида (20)—(22) с заменой частотных  $S_{\varepsilon_k \varepsilon_l}(\omega)$  на частотно-временные  $S_{\varepsilon_k \varepsilon_l}(\omega, t)$  спектры. Способы оценивания частотно-временных авто- и взаимных спектральных плотностей подробно рассмотрены в работе [7]. В качестве иллюстраций возможности использования вышеуказанного обобщенного метода на рис. 4 приведены графики корреляционной функции  $K_{\varepsilon}(t, \tau)$  и спектральных плотностей  $S_{\varepsilon}(\omega, t)$  и  $S_{\varepsilon}(\omega, \theta, t)$ , вычисленные по данным волновых измерений в районе Нефтяные Камни на Каспийском море в период резкого усиления ветра. Анализ графиков позволяет убедиться в применимости предложенного метода для характеристики волнового процесса в периоды его нестационарности.

Необходимо отметить, что область применения рассмотренного метода оценивания пространственного спектра по данным синхронных измерений не ограничивается только ветровым волнением. Метод применим к процессам, для которых имеет смысл дисперсионное соотношение  $f(k, \omega) = 0$  между частотой и волновым числом; выражение (28) является лишь частным случаем этого соотношения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Давидан И. Н., Лопатухин Л. И., Рожков В. А. Волнение как вероятностный гидродинамический процесс. Л., Гидрометеиздат, 1977, с. 287.
2. Матушевский Г. В. Исследование связи истинных и средних уклонов взволнованной поверхности моря. — Межведомственный сборник «Физика атмосферы и океана», 1969, т. 5, вып. 4, с. 404—415.
3. Давидан И. Н., Олюнин Ю. В., Рожков В. А., Трапезников Ю. А. Методы расчета спектра волн. Обнинск, 1977. 102 с.
4. Микулинская С. М., Рожков В. А. Алгоритмы и программные моделирования статистических свойств оценок вероятностных характеристик случайных процессов. — Тр. ГГО, вып. 364. Л., ГИМИЗ, 1975.
5. Рожков В. А. О выборочной изменчивости спектральных характеристик морского волнения. Теоретические и практические вопросы мореходных качеств судов. Регистр Союза ССР. Л., 1967, с. 219—235.
6. Рожков В. А. Оценки корреляционной функции и спектральной плотности стационарного процесса как неоднородные случайные функции. В кн.: «Статистические методы в теории передачи и преобразования информации сигналов». 1977, Киев, с. 9—10.
7. Рожков В. А., Трапезников Ю. А. Метод оценивания двумерного спектра по данным синхронных регистраций волнового поля в нескольких точках. Всесоюзная школа-семинар по статистической гидроакустике. Тр. 8, Киев, 1976, с. 15—22.
8. Рожков В. А., Трапезников Ю. А. Методические рекомендации, алгоритмы и программы расчета вероятностных характеристик ветрового волнения на ЭЦВМ 1969. Обнинск, с. 397.

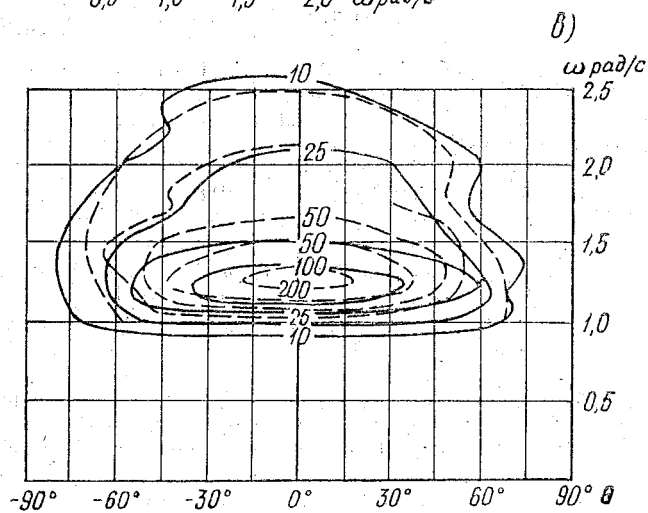
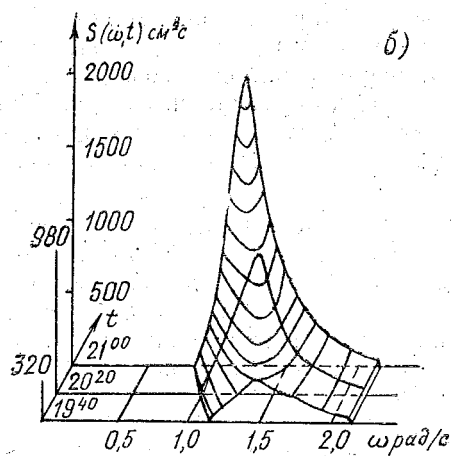
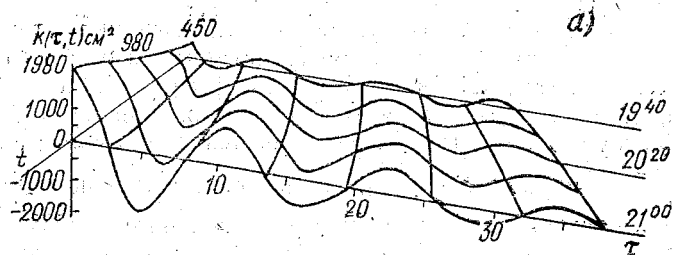


Рис. 4. Корреляционные функции  $K_{\xi}(t, \tau)$  — а, спектральные плотности  $S_{\xi}(\omega, t)$  — б,  $S_{\xi}(\omega, \theta, t)$  — в волнового процесса, вычисленные по записи развивающегося волнения.

9. Рожков В. А., Трапезников Ю. А. Пространственная и временная корреляционные функции волнения. В кн.: «Акустические методы исследования океана». Материал по обмену опытом № 255. Л., 1977, с. 23—30.

10. Каракулаков В. А., Кругляк Г. А., Микулинская С. М., Рожков В. А., Трапезников Ю. А. Свойства оценок корреляционных функций и спектральных плотностей случайных процессов. Гидрохимические материалы. «Сбор, хранение, поиск и обработка гидрохимической информации, включая математическое моделирование», вып. 72. М. ГИМИЗ, 1978.

11. Трапезников Ю. А. Исследование двумерной спектральной плотности волнения на озере Красном по регистрации в трех точках. — В кн.: работ Ленинградской и Петрозаводской ГМО. Л., Гидрометеиздат, 1974, вып. 8, с. 223—231.

12. Трапезников Ю. А. Исследование двумерной спектральной плотности волнения по регистрации взволнованной поверхности в нескольких точках. — Тр. ГОИН. Л., Гидрометеиздат, 1974, вып. 122, с. 47—58.

НАВАШИНСКАЯ В. И. (УГМС Лит. СССР), ЧВЕРТКИН Е. И. (ЛГМИ)

### АКУСТИЧЕСКИЕ ПОМЕХИ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ТЕЛЕМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Продолжая исследование, начатое в работе [2], рассмотрим гидроакустический телеметрический канал в однородной среде с медленно меняющимися параметрами. В этом случае пропускная способность может быть оценена формулой Шеннона

$$C = \Delta f \cdot \log_2 [1 + S/N]. \quad (1)$$

Отношение сигнал/помеха в (1) является функцией отклика ряда переменных, влияние которых выступает неявно. Преобразуем (1) к виду

$$E = \varphi [X_1, X_2, X_3, X_4, X_5, \theta], \quad (2)$$

где выходной параметр (параметр оптимизации)  $E$  — пропускная способность,  $X_1$  — частота,  $X_2$  — полоса пропускания,  $X_3$  — акустическая мощность,  $X_4$  — дальность действия,  $X_5$  — принятая модель помехи и  $\theta$  — неизвестные параметры. Задача сводится к исследованию системы в пятимерном факторном пространстве и составлению интерполяционной модели [1].

Система исследуется в факторном пространстве с координатами по оси  $X_1$  — 5 и 40 кГц, по оси  $X_2$  — 100 и 3000 Гц (по оси  $X_3$  — 1 и 10 Вт, по оси  $X_4$  — 1 и 10 км, по оси  $X_5$  — динамические шумы при волнении 1 и 6 баллов. Количественная модель описывается системой полиномов первой степени для смежных областей поверхности отклика.

Исследование полученной модели показывает, что при полосе пропускания 100 Гц пропускная способность не превышает 20 000 бит/с в диапазоне 5 ÷ 40 кГц. Частотная характеристика равномерна независимо от принятой модели помех для дальности 1 км. С увеличением расстояния пропускная способность значительно снижается, одновременно уменьшается и диапазон предпочтительных частот. Так, для дальности 3 км таким диапазоном является 10 ÷ 20 кГц, для дальности 5 км — 5 ÷ 15 кГц и, нако-

нец, для дальности 10 км — 5 ÷ 10 кГц. Интерполяционные модели для указанных дальностей представлены ниже:

$$r=1 \text{ км } E_1=18452+16793X_2+2512X_3-3898X_4+ \\ +2346X_2X_3-3642X_2X_4,$$

$$r=3 \text{ км } E_3=12060+10834X_2+2324X_3-3532X_4+ \\ +2162X_2X_3-3288X_2X_4,$$

$$r=5 \text{ км } E_5=8498+7534X_2+2056X_3-3134X_4+ \\ +1898X_2X_3-2894X_2X_4,$$

$$r=10 \text{ км } E_{10}=5284+4582X_2+1616X_3-2372X_4+ \\ +1470X_2X_3-2158X_2X_4-456X_3X_4-444X_2X_3X_4.$$

Адекватность полученных моделей не хуже 10% для дальности 10 км и значительно лучше для  $r=1-5$  км. При дальности свыше 5 км начинают сказываться дополнительные взаимодействия  $X_3X_4$  и  $X_2X_3X_4$ . Выбор оптимального диапазона частот определяется только дальностью действия телеметрической системы, что подтверждает результаты, полученные в работе [2], и не зависит от модели помехи, создаваемой динамическими шумами.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Адлер Ю. П., Маркова Е. В., Грановский Е. В. Планирование эксперимента при поиске оптимальных условий. М., Наука, 1971.
2. Чверкин Е. -И. Пропускная способность гидроакустического канала для случая однородной среды. — Тр. ЛГМИ «Исследование и освоение Мирового океана», 1978, вып. 71, с.

БЕЛЯЕВ Б. Н. (ЛГМИ)

### ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Под океанологическими исследованиями ниже понимаются любые действия, направленные на получение той или иной информации о Мировом океане. К таким действиям, в частности, относятся следующие:

- научные исследования, имеющие целью установление закономерностей, свойственных физическим, биологическим и иным процессам в океанах и морях;
- эпизодический сбор натурных данных для научных исследований, описания климата (режима) океанов и морей и т. п.;
- систематический (регулярный) сбор натурных данных в интересах обеспечения народнохозяйственных и других потребителей полезной для них информацией.

Таким образом, вся совокупность океанологических исследований рассматривается в настоящей работе в качестве *информационной системы*, целью существования которой является производство специфического вида продукции — информации о Мировом океане. При этом имеется в виду, что эту информацию можно разделить на два вида. К первому из них относится информация, передаваемая внешнему по отношению к системе потребителю в порядке *оперативного* обеспечения его деятельности (т. е. в порядке обеспечения выполняемых им *операций* — действий любого характера). Такую информацию будем называть *оперативной*. Второй вид информации используется внутри самой системы, например в научно-исследовательской работе в области океанологии. Эту информацию назовем *исследовательской*. Разумеется, подобное деление вводится лишь для удобства и оно в достаточной мере условно: в действительности одна и та же информация может использоваться как внутри системы, так и при обеспечении внешнего потребителя.

Как всякая *сложная (большая)* система, система океанологических исследований, в свою очередь, состоит из ряда систем меньшей сложности (или, в другой терминологии, *подсистем*). Известно [9], что само понятие «система» пока не удалось определить однозначно и исчерпывающим образом, однако его обще-

принятое интуитивное толкование обычно не приводит к разночтениям. В соответствии с таким толкованием будем ниже по мере необходимости называть *океанологической системой* любую часть всей системы океанологических исследований, скажем, сеть океанологических станций, совокупность средств обработки информации и даже отдельное устройство (например, измерительный прибор).

Для того, чтобы задача оценки эффективности некоторой системы приобрела определенность, необходимо располагать критериями и показателями эффективности. Под *критерием* понимается правило, применение которого позволяет получить суждение об эффективности. *Показателем* является величина, которая используется в конкретном случае применения данного критерия.

Существенно то, что критерии и показатели эффективности не могут быть выведены из каких-либо соображений с помощью строгих рассуждений, а назначаются на основе тех или иных качественных представлений интуитивного характера, т. е. в известной мере по произволу. В связи с этим и само понятие «эффективность» не имеет категорически однозначного смысла и его содержание обусловлено тем, какие именно показатели и критерии применяются при оценке эффективности. Такая взаимообусловленность этих понятий приводит к принципиальной невозможности абсолютно полной и непротиворечивой оценки эффективности океанологической (равно как и любой другой) системы, ибо применение различных критериев и показателей будет в общем случае приводить к несовпадающим заключениям об эффективности данной системы. На первый взгляд кажется, что выход из положения состоит в объединении многих критериев и показателей, т. е. в переходе к *многокритериальной* оценке эффективности, при которой окончательное суждение выносится на основе одновременного рассмотрения совокупности нескольких критериев и показателей. Однако в действительности такой путь не может привести к успеху. Не говоря уже о невозможности объективно судить о полноте совокупности объединяемых критериев и показателей, данный подход требует придания объединяемым объектам определенных весов, а эта операция неизбежно произвольна. Иначе говоря, задача многокритериальной оценки эффективности системы не формализуема на объективной основе: известно, что человек является единственным «устройством», способным решать многокритериальные задачи, причем как он это делает — пока не ясно [5]. Поэтому предпринимавшиеся неоднократно попытки построить способ многокритериальной оценки эффективности тех или иных систем приводили к результатам, всецело зависящим от субъективного представления авторов об относительной значимости тех или иных критериев и показателей. При этом такая субъективность обычно оказывается замаскированной громоздким математическим аппаратом, реализуемым с помощью ЭВМ, что создает иллюзию строгой научной обоснованности результатов.

Из сказанного следует, что важнейшим этапом оценки эффективности океанологических систем является выбор критериев и показателей эффективности. Хотя операция эта индивидуальна в том смысле, что указанный выбор должен основываться на учете особенностей конкретной системы, можно указать на некоторые специфические черты, свойственные ей применительно к двум классам океанологических систем — *оперативных* и *исследовательских*, под которыми мы будем понимать системы, предназначенные для получения сбора преимущественно того или иного вида информации. Рассмотрим этот вопрос более подробно сначала для случая, когда оценивается эффективность оперативной системы.

Очевидно, что при выборе критерия эффективности следует иметь в виду цель, которую предполагается достичь в результате оценки эффективности системы. Кажется очевидным, что наиболее типичной и практически важной является такая оценка эффективности, которая позволяет решить вопрос о том, следует ли создавать оцениваемую океанологическую систему. Таким образом, искомая оценка, как правило, должна носить *априорный* характер (что, естественно, не исключает ситуаций, в которых интерес представляет как раз *апостериорная* оценка, например при решении вопроса о том, имеет ли смысл сохранять какую-либо существующую систему).

Далее обратим внимание на то обстоятельство, что накопленные человечеством знания о физических и иных полях в Мировом океане достаточны, чтобы при необходимости высказать определенное, пусть весьма приближенное, мнение о том, какую величину имеет некоторый элемент в заданной пространственно-временной точке. Следовательно, любая оцениваемая океанологическая система должна в чем-то превосходить подобную «нулевую» систему, состоящую в выдаче информации, основанной на имеющихся данных или просто на общественных физических соображениях о том, в каких пределах может находиться тот или иной элемент. Понятно, если к тому же помимо «нулевой», существует еще и некоторая другая, более совершенная, система, то именно с нею должна сравниваться оцениваемая океанологическая система. Таким образом, критерий оценки эффективности любой оперативной океанологической системы должен носить сравнительный характер.

При выборе показателей эффективности необходимо, очевидно, исходить из общего принципа суждения об эффективности любой системы по конечному результату ее работы. Однако понятие «конечный результат (продукт)» неоднозначно и от того, какой смысл придается ему в конкретном случае, зависит результат оценки эффективности данной океанологической системы.

Поскольку океанологические системы относятся к числу *информационных* систем, кажется логичным выбрать в качестве показателя эффективности некоторую величину, характеризующую по-

ступающую от данной системы информацию. Сравнение двух таких величин, соответствующих оцениваемой и некоторой другой альтернативной (например, существующей) системам, позволяет сделать вывод об *информативной эффективности* оцениваемой системы, т. е. о том, превосходит эта система альтернативную или уступает ей по избранному показателю. Например, таким показателем может являться среднеквадратическая ошибка измерений, прогноза и тому подобное, всегда отличная от нуля для любой реальной системы. В этом случае соотношение между среднеквадратическими ошибками, присущими двум сравниваемым системам  $A$  и  $B$ , имеющее вид

$$\sigma_A < \sigma_B, \quad (1)$$

позволяет говорить об информативной эффективности системы  $A$  по сравнению с системой  $B$ .

В качестве показателя информативной эффективности может использоваться также количество информации, стоимость единицы информации и т. д. При этом, делая вывод об информативной эффективности системы по одному из показателей, необходимо считаться с тем фактом, что по другому показателю может получиться противоположный вывод.

Хотя оценка информативной эффективности и дает материал для объективного суждения о достоинствах и недостатках океанологической системы, она не позволяет сделать вывод о *полезности* или, иначе, *функциональной эффективности* оперативной океанологической системы, т. е. о том, насколько успешно данная система выполняет свои функции обеспечения деятельности некоторого внешнего потребителя.

Как и всякая информация, поступающая от океанологической системы, оперативная информация может быть полезной и вредной [4]. Для того, чтобы такая информация, а следовательно, и сама система могли быть полезными для определенного потребителя, необходимо, чтобы система представляла ему сведения о состоянии физического или иного поля, которое влияет на результаты действий потребителя *известным образом*. Последнее означает, что потребитель знает, каким значениям соответствующего океанологического элемента (элементов) отвечают значения характеристик, описывающих результаты его действий, т. е. что ему известны *функции влияния*, позволяющие рассчитывать значения этих характеристик по известным значениям элементов. Кроме того, необходимо, чтобы потребитель, получив такую информацию, имел реальную возможность выбрать (изменить) способ своих действий — *стратегию* — таким образом, чтобы повысить вероятность достижения желательного для него результата, иными словами — *оптимизировать* свою стратегию. При этом, разумеется, потребителю должен быть известен способ (алгоритм) оптимизации.

Существенно, что применительно к конкретной задаче может быть построено сколько угодно алгоритмов ее оптимизации или, что в данном случае то же, *способов использования океанологической информации*. Понятно, что каждому из этих способов будет соответствовать своя оценка функциональной эффективности одной и той же океанологической системы. Отсюда вытекает, что разработка способов использования океанологической информации, применение которых повышает полезность океанологического обеспечения, не менее важна, чем совершенствование информационных (технических) характеристик океанологических систем. Более того, можно утверждать, что самая совершенная океанологическая измерительная и иная техника окажется полностью бесполезной, если параллельно с ее созданием не будут разработаны способы использования потребителем поступающей от этой техники информации, позволяющие этому потребителю оптимизировать свою стратегию.

Но если способов использования океанологической информации конкретным потребителем может быть сколько угодно, то *этап* соответствующей задачи, на котором осуществляется такое использование, во всех случаях один и тот же. Этот этап — *принятие решения* на выполнение определенных действий, иначе — этап *выбора стратегии* потребителем. Понятно, что этап принятия решения всегда предшествует выполнению самих действий. Вместе с тем при выборе стратегии предстоящих действий необходимо учитывать состояние тех или иных океанологических полей (элементов) не в момент выбора, а *на момент (период) выполнения планируемых действий*. Следовательно, океанологическая информация, используемая в ходе оперативного обеспечения народнохозяйственных и иных потребителей, всегда неизбежно носит *прогностический* характер. Понятно, что заблаговременность прогноза может быть самой различной, в зависимости от характера рассматриваемой задачи, однако во всех без исключения случаях она отлична от нуля.

Справедливость последнего не всегда очевидна, но может быть всегда подтверждена на основе простых логических рассуждений. В качестве примера рассмотрим случай, когда обеспечение состоит в снабжении потребителя режимно-климатическими данными о повторяемости определенного элемента, необходимыми ему для оптимизации характеристик какого-либо объекта, сооружаемого в данном районе. На первый взгляд подобная информация не носит прогностического характера. Однако, если учесть, что данные о повторяемости имеют смысл только тогда, когда соответствующему элементу присуще свойство *статистической устойчивости*, то становится ясно, что и в этом случае присутствует операция экстраполяции, т. е. прогноза. Действительно, используя подобные данные, потребитель полагает, что вероятностное распределение (повторяемость) элемента, установленное по наблюдениям в прошлом, не изменится в будущем.

Известно, что любой прогноз, какой бы совершенной ни была методика прогнозирования, в принципе не может быть безошибочным (разумеется, в конкретном случае прогнозирования случайно может быть получен безошибочный результат, однако в статистическом плане ошибочность прогноза неизбежна). Следовательно, решения, принимаемые с использованием океанологической информации, относятся к классу так называемых *решений в условиях неопределенности*. Качество таких решений, а значит, и функциональная эффективность обеспечивающей океанологической системы могут быть оценены только статистически, поскольку ни единичное удачное решение, ни такое же неудачное решение не могут характеризовать эту эффективность. Действительно, прогноз по заведомо неудовлетворительной методике может случайно оказаться безошибочным, а прогноз по очень хорошей методике в отдельном, пусть редком, случае может содержать большую ошибку. Поэтому в качестве показателей функциональной эффективности должны выбираться величины, имеющие вероятностно-статистический смысл. В этом плане между показателями информативной и функциональной эффективности нет принципиального различия. Такое различие проявляется в «физическом» смысле соответствующих показателей. Если показатели информативной эффективности характеризуют внутренние свойства системы безотносительно того, кем, для чего и как используется поступающая от нее информация, то показатели функциональной эффективности характеризуют результат использования информации от оцениваемой системы конкретным потребителем при решении им конкретной задачи при условии, что это использование осуществляется конкретным способом. Так, например, показателем функциональной эффективности может быть вероятность достижения потребителем заданного результата  $p$  (или, наоборот, вероятность недостижения этого результата  $q=1-p$ ); достигаемый с заданной вероятностью результат  $V$  (скажем, объем продукции, производимый потребителем океанологической информации); среднее значение стоимости единицы продукции  $S$  и т. п. Критериями, удовлетворение которых в перечисленных случаях позволяет утверждать о функциональной эффективности системы  $A$  по сравнению с системой  $B$ , будут соотношения

$$p_A > p_B; \quad q_A < q_B; \quad V_A > V_B; \quad S_A < S_B. \quad (2)$$

Однако из функциональной эффективности океанологической системы, т. е. ее полезности, не следует целесообразность ее создания (или целесообразность дальнейшего существования). Последняя может быть установлена только путем оценки экономической эффективности океанологической системы. Такая оценка достигается сравнением экономического эффекта  $D$ , возникающего при использовании системы, с затратами на ее создание и эксплуатацию  $C$ . Если

$$D > C, \quad (3)$$

то рассматриваемая система экономически эффективна.

Понятно, чтобы неравенство (3) имело смысл, обе входящие в него величины должны быть сопоставимыми (например, приведенными к одному временному периоду). Заметим также, что, если показатели информативной и функциональной эффективности могут быть выражены в любых единицах (в том числе в денежных), то показатели  $D$  и  $C$  выражаются только в денежных единицах. Следовательно, при оценке экономической эффективности необходимо показатель функциональной эффективности системы, если он выражен не в денежных единицах, перевести в денежные единицы, что обычно вызывает большие трудности. Другая трудность, требующая преодоления при оценке экономической эффективности оперативных океанологических систем, определяется их, как правило, *многоцелевым* характером, т. е. их предназначенностью для обеспечения не одного, а многих потребителей при решении ими не единственной, а также многих задач. Поскольку само понятие экономической эффективности носит не сравнительный, в отличие от понятий информативной и функциональной эффективности, а абсолютный характер в том смысле, что сравниваемые величины, согласно равенству (3), относятся к одной, а не к разным системам, экономический эффект  $D$  должен, вообще говоря, учитывать всех обеспечиваемых потребителей и все решаемые ими задачи. Выполнить это условие весьма сложно. (Правда, в некоторых случаях последнюю трудность можно обойти, удовлетворяясь оценкой экономической эффективности «сверху», т. е. учитывая в показателе  $D$  только одну задачу одного потребителя. Если при этом выполняется условие (3), то систему можно считать экономически эффективной, ибо включение в показатель  $D$  величин, относящихся к другим задачам, может только усилить неравенство (3). Однако обратное неверно и получение негативного вывода при учете только одной задачи не позволяет считать оцениваемую систему экономически не эффективной).

Сложность оценки экономической эффективности океанологической систем обусловило тот факт, что, насколько известно, на сегодня такая оценка какой-либо реальной системы не получена. В отдельных случаях удалось получить оценки функциональной эффективности существующих или могущих существовать систем, причем соответствующие исследования свидетельствуют о сугубо индивидуальном и достаточно сложном пути получения указанных оценок [1, 3]. Примеров оценки информативной эффективности достаточно много, ибо в качестве таковой можно рассматривать любое исследование точностных и других информационных характеристик измерительной аппаратуры, методов прогноза и т. п. Однако, как это следует из всего сказанного, оценка информативной эффективности представляет наименьший интерес и должна чаще всего рассматриваться как первый необходимый этап при получении оценок функциональной и экономической эффективности.

Учитывая возрастающую техническую сложность и стоимость океанологических систем, следует признать проблему получения оценок их эффективности весьма актуальной, ибо только на основе этих оценок могут быть приняты обоснованные решения о целесообразности разработки этих систем. Вместе с тем необходимо учитывать, что результаты, полученные в ходе оценивания эффективности, не могут автоматически использоваться для принятия указанных решений без привлечения других соображений, которые не были учтены при оценивании. Рассмотренные выше принципы оценки эффективности оперативных океанологических систем являются частным случаем общих положений исследования операций. А «исследование операций представляет собой искусство давать плохие ответы на те практические вопросы, на которые даются еще худшие ответы другими способами» [7].

Что касается исследовательских океанологических систем, то в принципе при оценке их эффективности может быть применен подход, аналогичный описанному. Однако практические трудности, возникающие при этом, еще больше. Сказанное относится прежде всего к такому виду исследовательской океанологической системы, как *научно-исследовательская работа* (НИР) или *опытно-конструкторская работа* (ОКР). Для того, чтобы оценить функциональную и тем более экономическую эффективность НИР или ОКР, необходимо на этапе их выполнения (или даже до начала выполнения) построить всю рассмотренную выше «цепочку»: информационный результат — результат использования информации потребителям — экономический эффект. Сложность решения подобной задачи в большинстве случаев, по-видимому, будет превосходить сложность самой НИР или ОКР, а практическая возможность получения искомой оценки реализуема лишь в отдельных случаях (например, при разработке океанологических измерителей узкого назначения в интересах обеспечения конкретного народнохозяйственного потребителя). Совершенно не реально, чтобы такая задача оказалась разрешимой применительно к НИР и ОКР, не направленных на удовлетворение потребностей конкретного народнохозяйственного или подобного ему потребителя, а такие работы при современном состоянии океанологии составляют, вероятно, большинство. Ограничивать подобные исследования только потому, что их эффективность не поддается оценке, было бы большой ошибкой. Другой ошибкой является механическое распространение на оценку эффективности информационных систем, к которым принадлежат все океанологические системы, в том числе НИР и ОКР, методов, принятых в промышленности, строительстве и других сферах материального производства [8]. Получающиеся при этом результаты не только бесполезны, поскольку основаны на совершенно не подходящих для случая информационных систем и поэтому произвольных и логически необъяснимых предположениях, но и вредны, ибо создают искаженную картину состояния и результативности океанологических

исследований. Думается, в вопросах оценки эффективности, как и в ряде других вопросов, следует руководствоваться известным принципом: «Цель — не числа, а понимание» [10], проявляя осторожность и помня, что отсутствие оценки эффективности НИР и других систем и объектов является большим злом, но меньшим, чем грубо ошибочная оценка.

Представляется, что единственно реальным способом получения объективного суждения о достоинствах и недостатках исследовательских океанологических систем является (за редким исключением, когда имеется возможность получить рассмотренные выше оценки) применение наукометрических методов анализа океанологических исследований как информационного процесса [6]. Разумеется, такому подходу свойственны ряд ограничений и недостатков, однако, как показал первый опыт его применения [2], он позволяет получить ряд важных результатов, учет которых может способствовать повышению «отдачи» от исследований океана как в теоретическом, так и прикладном смысле.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев Б. Н. Влияние переменного течения на точность плавания судна. Л., 1977. 48 с. (ЛГМИ).
2. Беляев Б. Н., Куцева М. В. Анализ некоторых наукометрических показателей эффективности океанологических исследований. — В кн.: Тезисы докладов на II Всесоюзной конференции «Технические средства изучения и освоения океана», вып. III. Л., 1978, с. 189—191.
3. Васильев К. П. Наивыгоднейшие пути плавания судов в морях и океанах в зависимости от заданных гидрометеорологических условий. — «Труды ГМЦ СССР», 1972, 97, с. 1—132.
4. Грекова И. Методологические особенности прикладной математики. — «Вопросы философии», 1976, 6, с. 104—114.
5. Исследование операций. Методологические аспекты. М., «Наука», 1972. 135 с.
6. Налимов В. В., Мульченко З. М. Наукометрия. М., «Наука», 1969. 192 с.
7. Саати Т. Математические методы исследования операций. М., Воениздат, 1963. 420 с.
8. Сороколет С. Ф. Возможности и способы определения экономической эффективности океанографических исследований. — «Труды ГОИН», 1972. 115, с. 135—141.
9. Справочник по системотехнике. М., «Сов. радио», 1970. 688 с.
10. Хемминг Р. В. Численные методы. М., «Наука», 1968. 400 с.

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

### ПРИМЕНЕНИЕ ПЕЛАРГОНОВОЙ КИСЛОТЫ ДЛЯ ЭКСТРАКЦИОННО-ФОТОМЕТРИЧЕСКОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЖЕЛЕЗА В МОРСКОЙ ВОДЕ

Несмотря на то, что железо принадлежит к числу наиболее распространенных элементов земной коры (кларк 5.1) [6] содержание его растворенных форм в морской и океанской воде весьма незначительно и колеблется от 0 до 60 мкг/л [11]. При этом большинство исследователей полагает, что концентрация минерализованных форм (включая растворимые гидроксокомплексы) не превышает 20 мкг/л, основной же формой существования железа (особенно в водах, богатых органическим веществом) являются железоорганические комплексы [6].

В настоящее время наиболее перспективными с точки зрения повышения чувствительности методами определения железа в морской воде являются эмиссионный спектральный анализ [5] и атомно-абсорбционная спектрофотометрия [11]. Оба эти метода основаны на предварительном концентрировании (жидкостная экстракция, ионообменная хроматография) определяемых металлов, преследующем двоякую цель: устранение мешающего влияния главных компонентов морской воды и обогащение проб. В качестве экстрагентов обычно используются растворы дитиокарбаминатов, 8-оксихинолина, дитизона и другие в органических растворителях.

Основным недостатком данных методов является невозможность определения концентрации металлов непосредственно в экспедиционных условиях, что заставляет прибегать к консервированию проб, при этом увеличивается вероятность их загрязнения и снижается точность анализа. Кроме того, существующие методы консервирования тяжелых металлов в пробах морской воды предусматривают необходимость проведения определений через два-три месяца [5], в то время как продолжительность экспедиции может значительно превышать этот срок.

Избежать перечисленные выше трудности позволил бы фотокolorиметрический метод окончания анализа, но возможности его ограничены, так как даже наиболее чувствительный способ определения железа в природных водах с О-фенантролином или 2,2'-ди-

пиридиллом [6] [2] имеет предел обнаружения не ниже 20 — 50 мкг/л.

В данной статье изложены результаты исследования возможности использования пеларгоновой кислоты ( $\text{CH}_3-(\text{CH}_2)_7-\text{COOH}$ ) в качестве экстрагента для экстракционного выделения железа из проб морской воды. Карбоновые кислоты имеют ряд преимуществ перед экстрагентами, применявшимися до настоящего времени: это весьма дешевые и доступные вещества, выпуск большинства из них широко налажен в нашей стране; они могут применяться для экстракции без органических разбавителей, что существенно увеличивает коэффициент распределения; для многих металлов степень экстракции, близкая к 100 %, достигается при однократной экстракции; регулировка величины равновесного pH и использование рядов экстрагируемости металлов позволяет весьма эффективно проводить разделение [4, 7]; органические экстракты могут, минуя стадию реэкстракции, использоваться как для фотоколориметрического (в случае определения железа), так и для атомно-абсорбционного и эмиссионного спектрального окончания анализа [1].

Экстракции металлов карбоновыми кислотами посвящено значительное количество работ [4, 7, 8, 9, 12], однако большинство из них ограничено исследованием модельных систем, т. е. проведено на чистых растворах, содержащих железо в высоких концентрациях (что существенно влияет на характер зависимости степени экстракции от pH и концентрации кислоты) или в присутствии электролитов строго заданного состава (обычно Na,  $\text{HClO}_4$ ). Поэтому исследуемые системы имеют весьма отдаленное сходство с системой «Кислота — морская вода» и полученные в этих работах результаты могут служить лишь приближенным ориентиром при изучении последней.

Выбор карбоновых кислот в качестве экстрагентов для выделения железа из морской воды вполне обоснован, так как в ряду экстрагируемости железо стоит на одном из первых мест [7] и полное его извлечение происходит при низких значениях pH (около 3), т. е. при условиях, когда другие металлы остаются в водной фазе [3, 7]. Низкие значения pH полной экстракции еще удобны с той точки зрения, что перевод органических форм железа в минерализованные проводится в кислой среде [5, 6] и перед экстракцией пробы практически не надо подщелачивать.

Для исследования процесса экстракции железа (III) использована модель морской воды с соленостью 35,0 17,5 и 3,5‰. В качестве экстрагента применялась пеларгоновая кислота в ее растворы в четыреххлористом углероде, так как, по-видимому, алифатические монокарбоновые кислоты с  $\text{ЧАУ} > 7$  ведут себя идентично в отношении экстракции металлов [8]. Содержание железа (III) в пробах изменялось от 1000 до 10 мкг/л, т. е. был охвачен весь диапазон возможных концентраций, включая загрязненные приустьевые районы. Экстракция проводилась в течение

30 минут [7] при температуре  $20 \pm 1^\circ\text{C}$  и соотношении объемов водной и органической фаз 500 мл: 10 мл и 500 мл: 20 мл (для неразбавленной кислоты и ее растворов в четыреххлористом угле- роде соответственно). Исходные и равновесные значения pH ре- гулировались добавлением гидроокиси аммония или соляной кис- лоты и измерялись стеклянным электродом (рН-метр 262). Равно- весные концентрации железа (III) в водной и органической фазах определялись фотоколориметрически с О-фенантролином. В ра- боте найдено, что О-фенантролин в органической фазе образует с железом окрашенный комплекс, максимум поглощения и коэф- фициент молярного погашения ( $\epsilon = 1,1 \times 10^4$ ), значения которых совпадают с полученными ранее для водных растворов [2, 6]. Следовательно, существует возможность фотоколориметрического определения железа после экстракции непосредственно в органи- ческой фазе, что существенно повышает чувствительность метода.

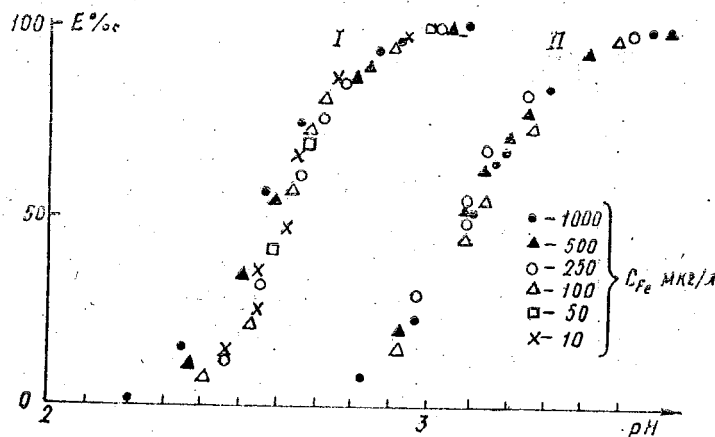


Рис. 1. Зависимость степени экстракции от равновесных зна- чений pH для различных исходных концентраций железа (III) (I — экстракция неразбавленной пеларгоновой кислотой, II — экстракция 0,5 М раствором в четыреххлористом угле- роде).

На рис. 1 изображены графики зависимости степени экстрак- ции ( $E$ ) от равновесных значений pH для различных исходных концентраций железа (III) в водной фазе. При использовании в качестве экстрагента неразбавленной пеларгоновой кислоты  $E = 100\%$  достигается при  $\text{pH} = 3,10$  для всех исходных концен- траций, если экстракция проводится 0,5 М (в расчете на димерную форму) раствором в четыреххлористом угле- роде, pH полной экстракции сдвигается в более щелочную область ( $\text{pH} = 3,50 - 3,60$ ). Следовательно, концентрирование целесообразно проводить неразбавленной кислотой, так как при  $\text{pH} = 3,50$  уже может обра- зовываться гидроокись железа, препятствующая процессу экстрак- ции.

Кривые, соответствующие различным исходным концентрациям железа (III) (рис. 1), практически совпадают, что указывает на отсутствие полимеризации экстрагируемых соединений в органической фазе. Незначительные же отклонения кривых, соответствующих концентрациям 500 и 1000 мкг/л в сторону более низких рН при экстракции неразбавленной кислотой, по-видимому, являются следствием начальных стадий процессов полимеризации, протекающих при более высоких исходных и равновесных содержаниях железа.

Совпадение кривых, соответствующих различной степени минерализации водной фазы, в координатах  $E - pH_{равн}$  (рис. 2) свидетельствует о том, что соленость пробы не влияет на процесс экстракции и данный способ концентрирования может применяться в диапазоне солености от 1 до 35 ‰.

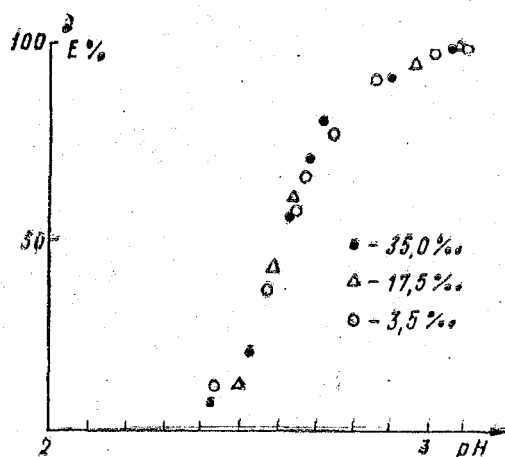
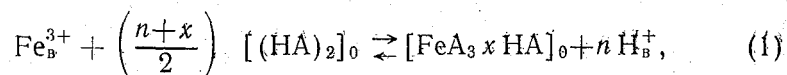


Рис. 2. Зависимость степени экстракции от равновесных значений рН для различной солености модельных растворов (исходная концентрация железа 100 мкг/л).

В целях интерпретации полученных результатов запишем реакцию экстракционного равновесия для исследуемой системы в наиболее общей форме, предполагая отсутствие полимеризации экстрагируемого комплекса, но учитывая факт практически полной димеризации кислоты — экстрагента в органической фазе:



где  $(HA)_2$  — димеризованная молекула кислоты,  $x$  — количество сольватирующих молекул кислоты в органической фазе,  $n$  — число выделившихся ионов водорода.

Выражение для константы равновесия имеет следующий вид:

$$K = \frac{[\text{FeA}_3 \times \text{HA}]_0 [\text{H}_\text{в}^+]^n \alpha}{C_{\text{Fe}} [(\text{HA})_2]_0^{\frac{n+x}{2}}}, \quad (2)$$

где  $C_{\text{Fe}} = [\text{Fe}_\text{в}^{3+}] \alpha$

$C_{\text{Fe}}$  — аналитическая (определяемая в водной фазе) равновесная концентрация железа;  $\alpha$  — коэффициент побочных реакций, учитывающий гидролиз и комплексообразование в водной фазе (расчеты показывают, что коэффициент  $\alpha$  остается постоянным в течение всего процесса экстракции для данной степени минерализации и ионного состава).

Исходя из (2), можно записать выражение для коэффициента распределения:

$$D = \frac{K [(\text{HA})_2]_0^{\frac{n+x}{2}}}{[\text{H}_\text{в}^+]^n \alpha}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \lg D &= \lg K - \lg \alpha + \\ &+ \left( \frac{n+x}{2} \right) \lg [(\text{HA})_2]_0 + n \text{pH}. \end{aligned} \quad (4)$$

Пользуясь выражением (4) при анализе зависимостей  $\lg D$  от  $\text{pH}_{\text{равн}}$  при  $C_{(\text{HA})_2} = \text{const}$  и  $\lg D$  от  $\lg C_{(\text{HA})_2}$  при  $\text{pH} = \text{const}$  ( $C_{(\text{HA})_2}$  — концентрация пеларгоновой кислоты в органической фазе), можно определить  $n$  и  $x$ , т. е. получить информацию о стехиометрии реакции (1).

Линейный характер зависимости  $\lg D$  от  $\text{pH}$  (при  $C_{(\text{HA})_2} = 2,85 \text{ M}$  и  $C_{(\text{HA})_2} = 0,5 \text{ M}$ ) (рис. 3) и  $\lg D$  от  $\lg C_{(\text{HA})_2}$  ( $\text{pH} = \text{const}$ ) (рис. 4) свидетельствует в пользу высказанного ранее предположения об отсутствии полимеризации экстрагируемого комплекса в органической фазе, так как в противном случае линейность нарушается и для выявления стехиометрии процесса приходится исследовать более сложные зависимости [9, 12].

Как видно из рис. 3, график зависимости  $\lg D$  от  $\text{pH}_{\text{равн}}$  для разных исходных содержаний железа имеет тангенс угла наклона, близкий к 4, следовательно, на каждый атом железа, входящий в состав экстрагируемого комплекса, приходится четыре высвободившихся иона водорода ( $n=4$ ).

Зависимости  $\lg D$  от  $\lg C_{(\text{HA})_2}$  при  $\text{pH} = \text{const}$  (рис. 4) имеют наклон, близкий к двум, т. е. в образовании экстрагируемого

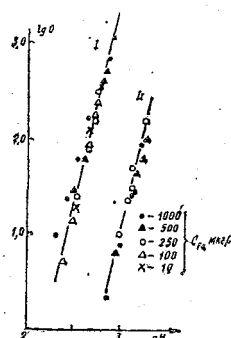


Рис. 3. Зависимость  $\lg D$  от  $\text{pH}_{\text{равн}}$  для различных исходных концентраций железа (III) (I — экстракция неразбавленной пеларгоновой кислотой, II — экстракция 0,5 M раствором в четыреххлористом углероде).

комплекса участвуют две димеризованные или четыре мономерные молекулы кислоты, при этом  $\frac{n+x}{2} = 2$  и  $x = 0$ . Таким образом, по-видимому, дополнительная сольватация соединений железа в органической фазе нейтральными молекулами пеларгоновой кислоты отсутствует.

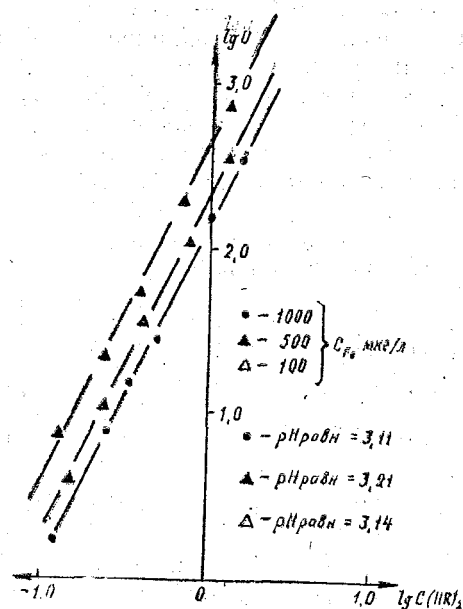
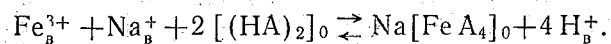


Рис. 4. Зависимость  $\lg D$  от  $\lg C_{(HA)_2}$  для различных исходных концентраций железа (III) при постоянных значениях равновесного pH.

По всей вероятности, наиболее рациональным объяснением найденных закономерностей является предположение об участии аниона четвертой молекулы кислоты в образовании экстрагируемого комплекса при нейтрализации избытка отрицательного заряда катионом натрия во внешней сфере ассоциата. Возможность образования ассоциатов подобного типа подтверждается экспериментальными исследованиями [10]. Исходя из этого, наиболее вероятная схема экстракции железа (III) пеларгоновой кислотой из морской воды имеет следующий вид:



На основе полученных экспериментальных данных и выведенных закономерностей разработан метод экстракционно-фотометри-

ческого определения растворенного железа в морской воде. Для проведения анализа 500 мл исследуемой воды, ее предварительно обрабатывают [5] в целях отделения взвешенных частиц и перевода органических соединений железа в минеральные (III), после чего пробу, pH которой доводится раствором аммиака (1:1) до 3,40—3,60 (контроль по pH-метру), переносят в длительную воронку емкостью 0,5 литра, куда добавляют 10 мл пеларгоновой кислоты. Содержимое воронки интенсивно перемешивают в течение 30 минут. После расслоения фаз нижний (водный) слой сливают, а экстракт переносят в делительную воронку емкостью 50—100 мл, содержащую следующую смесь: 30—50 мл бидистиллированной воды, 2 мл 10% гидроксилamina, 3 мл 0,25% О-фенантролина; величина pH смеси регулируется разбавленным аммиаком и должна иметь значение 5—6 ед. pH (контроль по универсальной индикаторной бумаге). Содержимое воронки встряхивают в течение 5 минут. После разделения фаз измеряют оптическую плотность органического экстракта при 510 нм (зеленый фильтр) в кюветах толщиной 5—10 мм против экстракта, полученного в холостом опыте. Холостой опыт проводится на искусственной морской воде, не содержащей железа по идентичной схеме. Концентрацию железа определяют по калибровочному графику. Для построения графика используют стандартные образцы искусственной морской воды с содержанием железа (III) 5, 10, 25, 50, 100 мкг/л. Соответствующие оптические плотности определяют после проведения всех описанных выше операций. График строится в координатах «оптическая плотность экстракта—исходные концентрации железа в образцах».

Все реактивы, применяемые для анализа, должны быть тщательно очищены и проверены на содержание железа.

Воспроизводимость метода экстракционно-фотометрического определения железа изучена на модельных образцах морской воды с соленостью 35‰ и характеризуется величиной выборочного коэффициента вариации единичного измерения, равной 7—9% для уровня концентраций 50—100 мкг/л и 11—15% на уровне концентраций 5—25 мкг/л. Концентрационная чувствительность метода, оцененная с помощью критерия Стюарта — Кайзера, составляет величину около 2 мкг/л, соответствующая абсолютная чувствительность лежит на уровне 1 мкг. Методика допускает возможность дальнейшей модернизации в целях повышения чувствительности, по крайней мере на порядок при переходе к спектрофотометрическому окончанию анализа и выборе оптимальной толщины поглощающего слоя.

Разработанная методика была использована для определения содержания растворенного железа в поверхностных водах Северного моря (рис. 5). Приведенные цифры получены по данным трех параллельных анализов для проб морской воды объемом 0,5 литра.

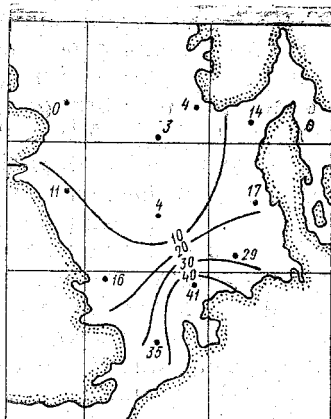


Рис. 5. Распределение растворенного железа в поверхностных водах Северного моря (май — июнь 1978 г.).

### Выводы

1. Показано, что пеларгоновая кислота является перспективным экстрагентом для выделения растворенного железа из морской воды. Степень экстракции, равная 100 %, достигается однократной экстракцией при значениях  $pH=3,10$ , что позволяет отделять железо от большинства сопутствующих металлов.
2. Изучена стехиометрия экстракции железа пеларгоновой кислотой из морской воды на уровне концентраций 10—1000 мкг/л и показано, что доминирующей формой экстрагируемого комплекса является ассоциат типа  $Na [FeA_4]$ .
3. Соленость не влияет на эффективность экстракции и полноту извлечения железа.
4. Разработана экстракционно-фотометрическая методика определения растворенного железа в морской воде. Показано, что прямое определение железа в экстрактах пеларгоновой кислоты существенно повышает чувствительность фотоколориметрического метода определения Fe с О-фенантролином.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Золотов Ю. А., Кузьмин Н. М. Экстракционное концентрирование. М., «Химия», 1971. 271 с.
2. Марченко З. Фотометрическое определение элементов. М., «Мир», 1971. 502 с.
3. Потапова Т. М. Изучение экстракционного распределения жирно-ароматических кислот методом инертного разбавителя. Автореф. дисс. на соиск. учен. степени канд. химических наук. Л., 1978, с. (ЛГУ).

4. Гиндин Л. М., Бобиков П. И., Патюков Г. М. и др. Разделение смесей металлов обменной экстракцией карбоновыми кислотами. — В кн.: Экстракция. Теория, применение, аппаратура. М., Госатомиздат, 1962. 379 с.
  5. Руководство по методам химического анализа морских вод. Л., Гидрометеиздат, 1977. 248 с.
  6. Степанова И. К. Определение растворенного железа в природных водах. — Гидрохимические материалы, 1978, т. 54, с. 78—83.
  7. Флетчер А., Флетт Д. Экстракция металлов карбоновыми кислотами. — В кн.: Химия экстракции металлов органическими растворителями. М., Атомиздат, 1969, с. 263—275.
  8. Kojima I., Uchida M., Tanaka M. Extraction of copper (II) with aliphatic carboxylic acids. I inorg. nucl. Chem., 1970, Vol 32, p. p. 1333—1340.
  9. Nakasuka N., Nakai M., Tanaka M. Extraction of lead (II) with capric acid. I. inorg. nucl. Chem., 1970, Vol 32, p. p. 3667—3672.
  10. Nakasuka N., Mitsuoka Y., Tanaka M. Extraction of Zn and Cd with capric acid. Coextraction of Na-ion. I. Inorg. nucl. Chem., 1974, Vol 34, N 2, p. 431—439.
  11. Parker C. R. «Water analysis by atomic absorption spectroscopy» Switzerland, 1972, 78 p.
  12. Tanaka M., Nakasuka N., Sasane S. Extraction of nickel with capric acid. I. inorg. nucl. Chem., 1969, Vol 31, p. p. 2591—2597.
-

Е. И. СЕРЯКОВ, В. П. ТЕРЯЕВА (ЛГМИ)

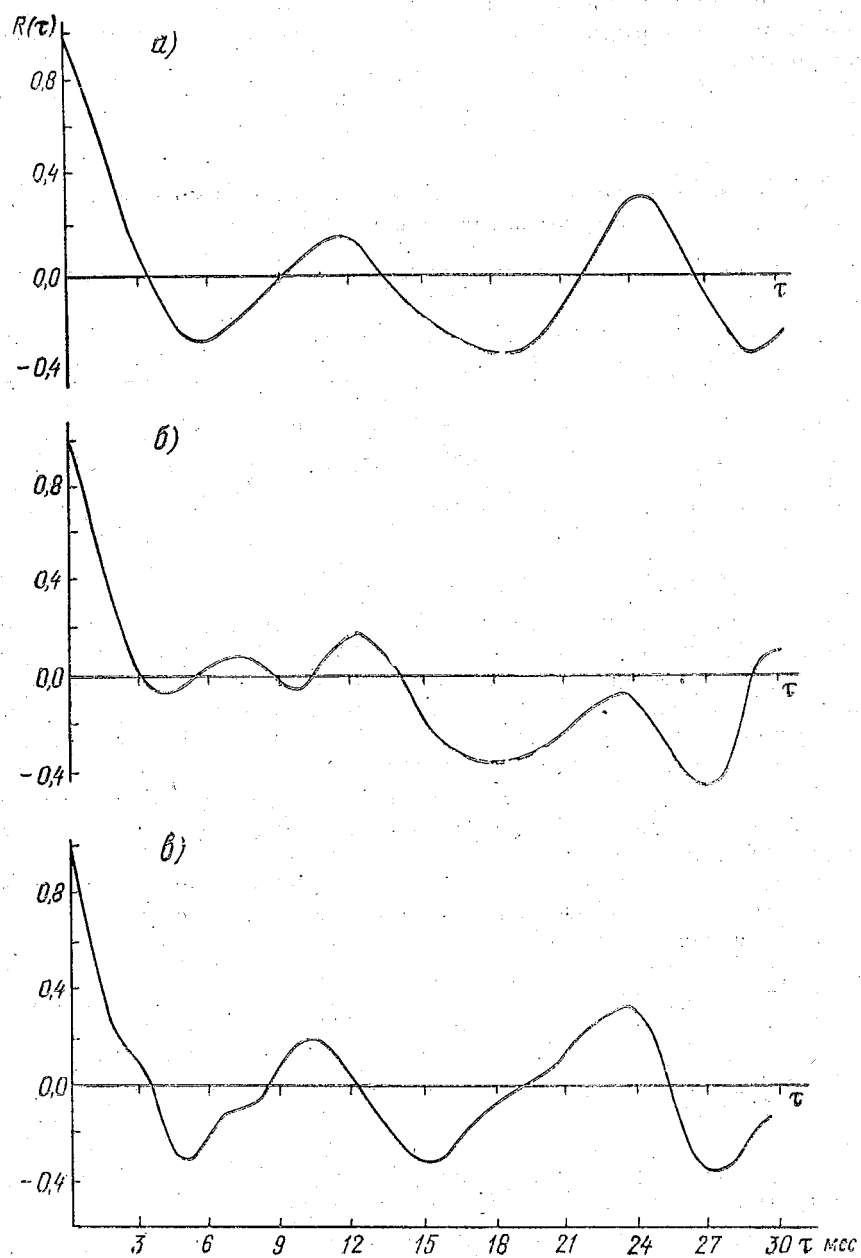
### ДОЛГОСРОЧНЫЕ ПРОГНОЗЫ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ В РАЙОНЕ КОРАБЛЕЙ ПОГОДЫ

Исследование временной изменчивости различных элементов режима морей и океанов показало, что крупномасштабные процессы в них имеют циклическую природу [1, 3—7]. Очевидно, процесс формирования аномалий поля температуры воды Северной Атлантики имеет ту же природу. В силу большой инерции водных масс на изменчивость температуры воды от месяца к месяцу и от сезона к сезону определяющее влияние будут оказывать крупномасштабные процессы в системе океан — атмосфера. На основании вышесказанного можно полагать, что при разработке прогнозов большой заблаговременности целесообразно использовать динамико-статистический метод [2].

На материалах многолетних наблюдений за температурой воды, осредненной за месяц и сезон, были получены необходимые критерии применения динамико-статистического метода к прогнозу температуры воды в Северной Атлантике. Об этом свидетельствуют, прежде всего, долгопериодные колебания в тепловом режиме районов судов погоды в Северной Атлантике, изображенные на графиках изменения корреляционных функций величин температуры воды поверхностного слоя (см. рисунок).

При изучении сезонных особенностей поля температуры воды в Северной Атлантике оказалось, что для холодного полугодия более вероятно сохранение однонаправленности процессов, тогда как в летние месяцы аномалии температуры воды поверхностного слоя менее устойчивы.

Средние периоды корреляционных функций рядов температуры воды в районе судов погоды оказались значительно выше установленного Ю. М. Алёхиным критерия  $t_R \geq 8,0$  и изменялись от 10,4 до 16,0. Такие большие значения позволяют надеяться на положительный результат в прогнозах средней месячной и сезонной температуры воды. Однако это обстоятельство является необходимым, но недостаточным условием применимости динамико-статистического метода прогноза.



Корреляционные функции среднемесячных значений температуры воды на судах погоды I (а), J (б), M (в).

В течение нескольких лет в ЛГМИ составлялись опытные прогнозы сезонной температуры воды поверхностного слоя для районов кораблей погоды. Результаты методических испытаний представлены в табл. 1.

Таблица 1

Стандартные ошибки ( $S$ ), средние квадратические отклонения ( $\sigma$ ) и критерий надежности метода ( $S/\sigma$ )

| Параметры          | Суда погоды |      |      |      |      |      |      |      |      |
|--------------------|-------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
|                    | A           | B    | C    | D    | E    | J    | I    | K    | M    |
| $S$                | 0,34        | 0,35 | 0,29 | 0,66 | 0,44 | 0,30 | 0,29 | 0,34 | 0,33 |
| $\sigma$           | 0,52        | 0,46 | 0,50 | 0,83 | 0,56 | 0,42 | 0,44 | 0,40 | 0,46 |
| $\frac{S}{\sigma}$ | 0,65        | 0,76 | 0,58 | 0,79 | 0,79 | 0,71 | 0,66 | 0,85 | 0,72 |

За критерий применимости метода долгосрочных прогнозов в оперативной работе принимается  $S/\sigma \leq 0,80$ . Как видно из табл. 1, за исключением района судна погоды K, этот критерий на акватории Северный Атлантики выполняется. Это дает основание попытаться применить данную методику прогноза большой заблаговременности для оперативных целей.

Исходными данными для составления оперативных прогнозов температуры воды поверхностного слоя являются длительные ряды этой характеристики в районах судов погоды, которые получены на основании срочных наблюдений. Осредненные за месяц величины температуры воды для исключения сезонного хода представляются в отклонениях от соответствующих средних многолетних значений.

Прогноз температуры воды составлен по уравнению вида:

$$q_t = \sum_{\tau=1}^n k_m(\tau) \cdot q_{t-\tau} = k_1 \cdot q_{t-1} + k_2 \cdot q_{t-2} + \dots + k_n \cdot q_{t-n}, \quad (1)$$

где  $k(\tau)$  — функция обратной связи ряда  $q(t)$ ,  $q_{t-1}$  — отклонения от нормы значения элемента в предшествующий период.

Обычно вычисления по уравнению (1) производятся на ЭВМ с заблаговременностью несколько месяцев. По мере поступления новой исходной информации ранее составленный долгосрочный прогноз температуры воды уточняется. В необходимых случаях

пересчитывается не только величина температуры воды на прогнозируемый отрезок времени, но и функция обратной связи, т. е. само прогностическое уравнение.

В сложных ситуациях необходимо использовать качественный анализ развития тепловых процессов в очагах формирования крупных аномалий температуры воды и выявленные ранее закономерности в смене знака аномалии температуры воды.

Положение судов погоды таково, что их наблюдение отражают специфику условий обширных зон океана. Наиболее информативными являются суда погоды *J* и *M*, так как они находятся под определяющим воздействием систем теплых течений. Установлено, что на огромной акватории северной части Атлантического океана формируются очаги аномалии температуры воды противоположных знаков, но «появление положительной или отрицательной аномалий температуры воды в центральной части Северной Атлантики чаще всего сочетается с противоположными изменениями на ее северо-восточной и юго-западной периферии» [5]. Это значит, что несмотря на то, что на гидрометеорологический режим районов судов погоды *J* и *M* оказывается воздействие Северо-Атлантического течения и влияние исландского минимума, район судна погоды *M* часто имеет другой знак аномалии. Наконец, благодаря большой теплоемкости океанов возникающие в них крупные аномалии температуры воды, охватывающие большие по площади и толщине слои, изменяются медленно и удерживаются долго. Сохранение знака аномалии температуры воды в течение трех — пяти месяцев имеет вероятность до 80%.

Вышеуказанные закономерности необходимо принимать во внимание при окончательном составлении прогноза сезонной температуры воды поверхностного слоя.

В табл. 2 приведены прогнозируемые динамико-статистическим методом и фактические температуры воды за 1975 — 1977 гг.

К сожалению, в последние годы такая возможность имеется только по некоторым северо-восточным районам, где продолжают вести наблюдения в тех же районах суда погоды.

Из табл. 2 следует, что в подавляющем большинстве случаев расхождение между прогнозируемыми и фактическими величинами температуры воды не выходят за пределы допустимой ошибки, которая для районов судов погоды «*M*» и «*J*» составляет  $\pm 0,35^\circ\text{C}$ .

Таблица 2

Аномалии среднеквартальной прогнозируемой по динамико-статистическому методу и фактической температуре воды поверхностного слоя в районе судов погоды «J», «M» за 1975 — 1977 гг.

| Суда<br>погоды | 1975 г.          |                   |                  |                   |                  |                   |                  |                   |
|----------------|------------------|-------------------|------------------|-------------------|------------------|-------------------|------------------|-------------------|
|                | I—III            |                   | IV—VI            |                   | VII—IX           |                   | X—XII            |                   |
|                | $\Delta t_{\Pi}$ | $\Delta t_{\Phi}$ | $\Delta t_{\Pi}$ | $\Delta t_{\Phi}$ | $\Delta t_{\Pi}$ | $\Delta t_{\Phi}$ | $\Delta t_{\Pi}$ | $\Delta t_{\Phi}$ |
| J              | -0,45            | -0,70             | -0,60            | -0,70             | -0,75            | -0,50             | -0,45            | -0,47             |
| M              | -0,05            | +0,03             | +0,05            | -0,43             | -0,25            | -0,90             | +0,10            | +0,20             |
|                | 1976 г.          |                   |                  |                   |                  |                   |                  |                   |
|                | I—III            |                   | IV—VI            |                   | VII—IX           |                   | X—XII            |                   |
|                | $\Delta t_{\Pi}$ | $\Delta t_{\Phi}$ | $\Delta t_{\Pi}$ | $\Delta t_{\Phi}$ | $\Delta t_{\Pi}$ | $\Delta t_{\Phi}$ | $\Delta t_{\Pi}$ | $\Delta t_{\Phi}$ |
| J              | -0,45            | -0,70             | -0,50            | -0,50             | -0,50            | -0,47             | -0,45            | -0,20             |
| M              | +0,25            | -0,40             | +0,20            | 0,00              | +0,10            | -0,07             | -0,05            | -0,05             |
|                | 1977 г.          |                   |                  |                   |                  |                   |                  |                   |
|                | I—III            |                   | IV—VI            |                   | VII—IX           |                   | X—XII            |                   |
|                | $\Delta t_{\Pi}$ | $\Delta t_{\Phi}$ | $\Delta t_{\Pi}$ | $\Delta t_{\Phi}$ | $\Delta t_{\Pi}$ | $\Delta t_{\Phi}$ | $\Delta t_{\Pi}$ | $\Delta t_{\Phi}$ |
| J              | -0,50            | -0,23             | -0,50            | -0,23             | -0,50            | -0,20             | -0,50            | -0,47             |
| M              | +0,05            | +0,03             | +0,15            | -0,50             | +0,20            | -1,20             | -0,50            | -0,40             |

## ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев Г. В., Николаев Ю. В. Об исследовании скрытой периодичности в гидрометеорологических процессах. — Труды ААНИИ, 1975 г., т. 321, с. 97—102.
2. Алёхин Ю. М. «Проблемы причинности в гидрометеорологических прогнозах большой заблаговременности». — Труды ЛГМИ, 1969 г., вып. 35, с. 39—45.
3. Атлас изменений состояния системы океан и атмосфера в Северной Атлантике. М., Гидрометеоиздат, 1971, вып. 7. 60 с.
4. Валерианова М. А., Серяков Е. И. «О многолетних изменениях в системе океан — атмосфера». — Океанология, 1970, вып. 5, с. 750—756.
5. Кац А. Л. Необычное лето 1972 года. Л., Гидрометеоиздат, 1973, с. 44—45.
6. Корт В. Г. Крупномасштабное взаимодействие вод Северной Атлантики с атмосферой. — Океанология, 1976, т. 16, вып. 4, с. 565—570.
7. Суховой В. Ф. Изменчивость гидрологических условий Атлантического океана. Киев, «Наукова думка», 1977. 215 с.

А. В. НЕКРАСОВ (ЛВИМУ)

### О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ АМФИДРОМИЧЕСКИХ СИСТЕМ ОТКРЫТОГО ОКЕАНА

Характерной особенностью приливных карт является, как известно, наличие так называемых *амфидромических систем*. Амфидромической системой (или амфидромией) называют зону, в пределах которой прослеживается веерообразное расположение котидальных линий, расходящихся подобно лучам из некоторого центра, называемого *амфидромической точкой*. Направление нарастания фазы колебания уровня, указываемое оцифровкой котидальных линий, определяет левый (против часовой стрелки) и правый (по часовой стрелке) «оборот» амфидромии, первому из которых в северном полушарии приписывается положительный, а второму — отрицательный знак (в южном полушарии — наоборот). В общем амфидромическую систему можно рассматривать как узловую зону двумерного стоячего колебания, когда узловая линия продольного колебания вырождается в точку за счет поперечных перекосов, сдвинутых по фазе относительно продольных.

Существует две основные причины возникновения амфидромических систем. В сравнительно узких и вытянутых морских бассейнах, где основные колебания происходят в продольном направлении, фактически наблюдаемый прилив часто можно аппроксимировать комбинацией встречных *прогрессивных* волн Кельвина [1], гребни и подошвы которых за счет действия силы Кориолиса имеют противоположно направленные поперечные наклоны. Суперпозиция таких волн дает так называемые «амфидромии Тейлора», причиной которых являются геострофические эффекты и которые поэтому могут иметь лишь одно — положительное — направление оборота. С другой стороны, в открытых частях океанов, вдали от берегов, действие силы Кориолиса не приводит к заметным поперечным наклонам в приливных волнах. В таких районах причиной образования амфидромических систем может служить суперпозиция *стоячих* волн, скрещивающихся под некоторым углом. В результате такой косой интерференции возникают так называемые «амфидромии Гарриса», которые могут иметь любое направление оборота в зависимости от фазового сдвига скрещивающихся волн. В настоящей статье рассмотрены некоторые характерные свойства амфидромий Гарриса.

## 1. Интерференция плоских стоячих волн

Рассмотрим сначала для простоты свойства амфидромий Гарриса, образованных плоскими стоячими волнами, скрещивающимися под углом  $\delta$  и имеющими разность фаз  $\psi$ . Если поместить начало координат в точку пересечения узловых линий скрещивающихся волн и совместить ось  $x$  с биссектрисой угла  $\delta$  (рис. 1), то выражения для колебаний уровня за счет каждой из волн можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} \eta_M &= M \cdot \sin(k'x + k''y) \cos(\sigma t - \alpha); \\ \eta_N &= N \cdot \sin(-k'x + k''y) \cos(\sigma t - \beta), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

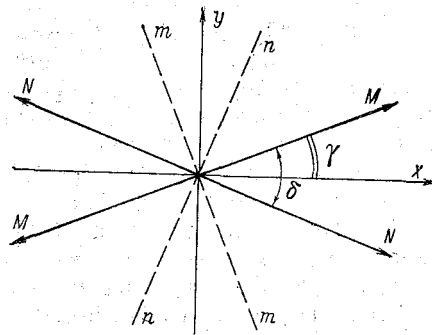


Рис. 1. Схема интерференции стоячих волн  $M$  и  $N$ . Стрелками показано направление колебаний. Прерывистые линии — линии узлов, обозначенные соответствующими маленькими буквами.

где  $k' = k \cos \gamma$ ;  $k'' = k \sin \gamma$ ,  $k = \sigma / \sqrt{gh}$  — волновое число,  $\sigma$  — приливная частота,  $h$  — постоянная глубина,  $t$  — время,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $M$  и  $N$  — амплитуды, а  $\alpha$  и  $\beta$  — фазы скрещивающихся волн, причем  $\gamma = \delta/2$  и  $\psi = \beta - \alpha$ . Суммарное колебание с амплитудой  $H$  и фазой  $g$  будет иметь вид

$$\eta = H \cos(\sigma t - g) = \eta_1 \cos \sigma t + \eta_2 \sin \sigma t = \eta_M + \eta_N, \quad (2)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \eta_1 &= H \cos g = M \sin(k'x + k''y) \cos \alpha + N \sin(-k'x + k''y) \cos \beta; \\ \eta_2 &= H \sin g = N \sin(k'x + k''y) \sin \alpha + N \sin(-k'x + k''y) \sin \beta. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Уравнение котидальных линий определится из соотношения  $\tan g = \eta_2 / \eta_1$  и запишется в виде

$$g = \arctg \frac{M \sin(k'x + k''y) \sin \alpha + N \sin(-k'x + k''y) \sin \beta}{M \sin(k'x + k''y) \cos \alpha + N \sin(-k'x + k''y) \cos \beta}. \quad (4)$$

Уравнение изоамплитуд, определяемое соотношением  $H = (\eta_1^2 + \eta_2^2)^{\frac{1}{2}}$ , будет иметь вид

$$H = [M^2 \sin^2 (k'x + k''y) + N^2 (\sin^2 (-k'x + k''y) + 2MN \sin (k'x + k''y) \sin (-k'x + k''y) \cos \psi)]^{\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

На рис. 2 показана приливная карта, построенная по соотношениям (4) и (5) при  $\gamma = 30^\circ$ ;  $N/M = 0,6$ ;  $\alpha = 0$ ;  $\beta = \psi = 60^\circ$ . Карта состоит из связанных друг с другом амфидромических систем различного оборота, центры которых лежат в точках пересечения узловых линий волн  $M$  и  $N$ . Расположенные вдоль одной узловой линии амфидромии отстоят друг от друга на расстоянии  $\lambda/2 \sec \delta$ ; они связаны общими котидальными линиями и имеют перемежающиеся знаки оборота в соответствии с «правилом сцепленных шестеренок». Смежные амфидромии, лежащие на пересечении разных узловых линий, имеют одинаковый знак и не связаны общими котидальными. В общем котидали сконцентрированы вдоль узловых линий в виде пучков, причем вдоль узлов более крупной исходной волны эти пучки сконцентрированы более густо. Отметим, что для фазового момента  $g = \alpha$  из выражения (3) следует, что

$$\sin (k'x - k''y) = 0. \quad (6)$$

Для фазового момента  $g = \beta$  аналогично получается

$$\sin (k'x + k''y) = 0. \quad (7)$$

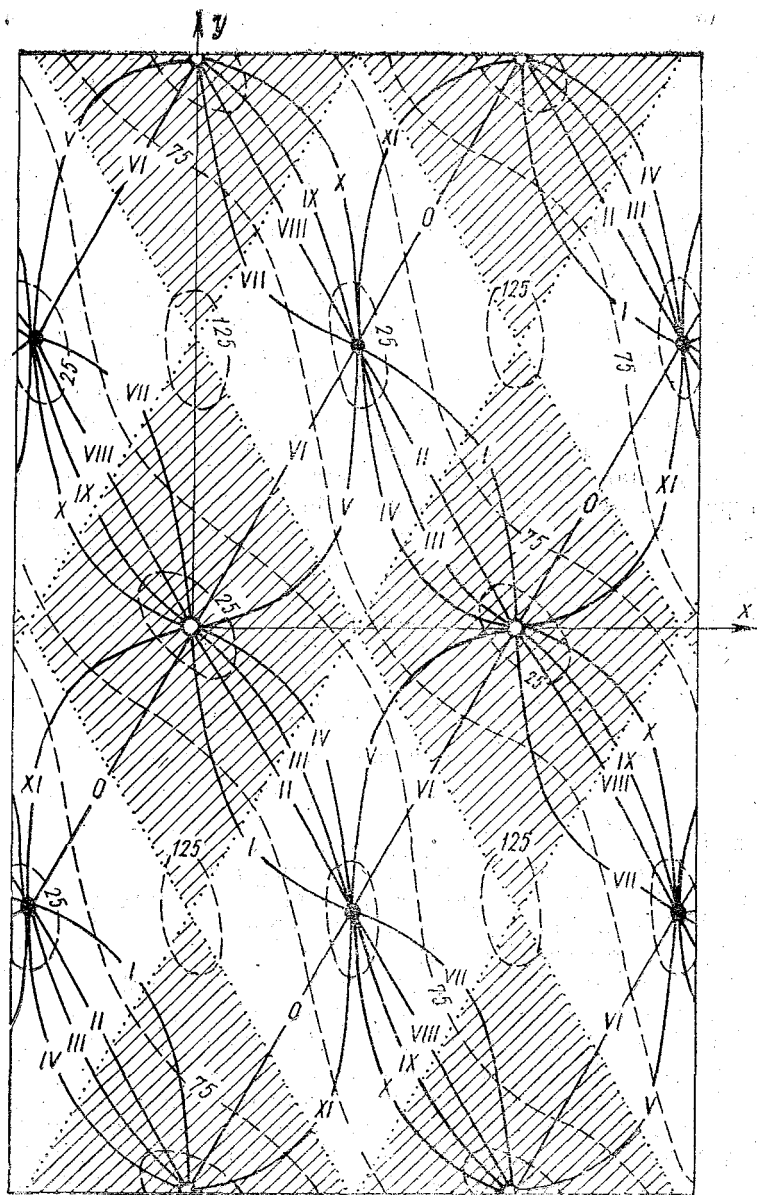
Выражения (6) и (7) показывают, что котидали для указанных фазовых моментов являются прямыми (кратчайшими) линиями, совпадающими с узловыми линиями исходных волн. Таким образом, по кратчайшим котидальным, общим для смежных амфидромий (котидали 0(VI) и II(VIII) на рис. 2), можно судить как об ориентации исходных волн, так и о разности их фаз.

Характеристики поля приливных течений служат дополнительным средством анализа наблюдаемой либо расчетной картины приливных колебаний. В общем случае интерференция приливных волн приводит к возникновению вращающихся приливных течений, поле которых распадается на перемежающиеся зоны правого и левого вращения. На границах между такими зонами течения реверсивны либо отсутствуют вообще. Ганзеном [2] было показано, что, если записать выражения для компонент течений вдоль осей  $x$  и  $y$  в виде

$$\left. \begin{aligned} u &= u_0 \cos (\sigma t - g_u) = u_1 \cos \sigma t + u_2 \sin \sigma t; \\ v &= v_0 \cos (\sigma t - g_v) = v_1 \cos \sigma t + v_2 \sin \sigma t, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= u_0 \cos g_u; \quad u_2 = u_0 \sin g_u; \\ v_1 &= v_0 \cos g_v; \quad v_2 = v_0 \sin g_v, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$



— VI — 1  
 - - - 75 - - - 2  
 O — 3  
 • — 4

Рис. 2. Результат интерференции стоячих волн с амплитудами 100 и 60 см. Заштрихованы зоны левого вращения приливных течений, совпадающие с «ячейками господства» амфидромий левого оборота:  
 1 — котидали (в часах волны  $M_2$ ); 2 — изоамплитуды (в см); 3 — центры амфидромических систем левого оборота; 4 — центры амфидромических систем правого оборота

то направление вращения вектора течения определяется знаком величины

$$\Delta = u_1 v_2 - u_2 v_1. \quad (10)$$

При  $\Delta < 0$  течение вращается вправо (по часовой стрелке), а при  $\Delta > 0$  — влево. Для линий реверсивных течений, определяющих границы зон противоположного вращения, должно выполняться условие  $\Delta = 0$ .

Поле приливных течений в случае косой интерференции представляет собой суперпозицию систем  $u_M, v_M$  и  $u_N, v_N$ , связанных с исходными волнами  $M$  и  $N$ . В рассмотренном выше случае плоских исходных волн выражения для  $u_M, v_M$  и  $u_N, v_N$  можно записать в виде:

$$\left. \begin{aligned} u_M &= U'_M \cos(k'x + k''y) \cdot \sin(\sigma t - \alpha); \\ v_M &= -U''_M \cos(k'x + k''y) \cdot \sin(\sigma t - \alpha); \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} u_N &= -U'_N \cos(-k'x + k''y) \cdot \sin(\sigma t - \beta); \\ v_N &= -U''_N \cos(-k'x + k''y) \cdot \sin(\sigma t - \beta), \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

где

$$\left. \begin{aligned} U_M &= M\sqrt{g/h}; \quad U_N = N\sqrt{g/h}; \\ U' &= U \cdot \cos \gamma; \quad U'' = U \cdot \sin \gamma. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

В результате суперпозиции получаем:

$$\left. \begin{aligned} u &= u_M + u_N = u_1 \cos \sigma t + u_2 \sin \sigma t; \\ v &= v_M + v_N = v_1 \cos \sigma t + v_2 \sin \sigma t, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

где

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= U'_M \cos(k'x + k''y) \sin \alpha - U'_N \cos(-k'x + k''y) \sin \beta; \\ u_2 &= -U''_M \cos(k'x + k''y) \cos \alpha + U''_N \cos(-k'x + k''y) \cos \beta; \\ v_1 &= U''_M \cos(k'x + k''y) \sin \alpha + U''_N \cos(-k'x + k''y) \sin \beta; \\ v_2 &= -U'_M \cos(k'x + k''y) \cos \alpha - U'_N \cos(-k'x + k''y) \cos \beta. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Подставляя эти значения в равенство (10), после ряда преобразований с учетом выражения (13) находим, что

$$\Delta = (g/h) MN \cdot \sin 2\gamma \cdot \cos(k'x + k''y) \cdot \cos(-k'x + k''y) \cdot \sin \psi. \quad (16)$$

Поскольку для границ между зонами разного вращения должно выполняться условие  $\Delta = 0$ , то в общем случае, когда  $\gamma \neq 0$  и  $\psi \neq 0$ , уравнениями граничных линий являются соотношения

$$\left. \begin{aligned} \cos(k'x + k''y) &= 0; \\ \cos(-k'x + k''y) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

откуда следует, что эти линии в данном случае являются прямыми, совпадающими с линиями пучностей исходных волн  $M$  и  $N$ , описываемых выражениями (1). Из рис. 2 видно, что эти линии разделяют всю акваторию на ячейки в виде ромбов с диагоналями, параллельными коэффициентам осей. Амфидромическая точка лежит в центре каждой такой ячейки и «господствует» в ее пределах, определяя направление оборота котидальных линий. Таким образом, ромбовидные «ячейки господства» амфидромических систем совпадают с зонами определенного вращения приливных течений, причем анализ знаков выражения (16) показывает, что направление оборота амфидромической системы совпадает с направлением вращения приливного течения в пределах каждой зоны.

## 2. Интерференция стоячих волн Свердруп

Полученные выше правила, определяющие размеры и расположение зон различного вращения приливных течений, относятся к идеализированному случаю, не учитывающему действия силы Кориолиса. Эта сила, как известно, оказывает существенное влияние на приливные течения, способствуя их правому вращению в северном полушарии и левому в южном. Учесть ее влияние можно, рассматривая в качестве исходных волн не плоские стоячие волны, а стоячие волны, образованные встречными волнами Свердрупа, каждая из которых характеризуется не реверсивными, а вращающимися течениями, имеющими годограф в форме эллипса [3]. Пометив выражения для уровня и течений в волнах Свердрупа, распространяющихся соответственно под углом  $\gamma$  и  $\gamma + 180^\circ$  к оси  $x$ , верхними индексами (1) и (2), можно записать их в виде:

$$\left. \begin{aligned} \eta_M^{(1)} &= S_M \sin(k'_s x + k''_s y - \sigma t); \\ u_M^{(1)} &= A'_M \sin(k'_s x + k''_s y - \sigma t) + B''_M \cos(k'_s x + k''_s y - \sigma t); \\ v_M^{(1)} &= A''_M \sin(k'_s x + k''_s y - \sigma t) - B'_M \cos(k'_s x + k''_s y - \sigma t), \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

и

$$\left. \begin{aligned} \eta_M^{(2)} &= S_M \sin(k'_s x + k''_s y + \sigma t); \\ u_M^{(2)} &= -A'_M \sin(k'_s x + k''_s y + \sigma t) + B''_M \cos(k'_s x + k''_s y + \sigma t); \\ v_M^{(2)} &= -A''_M \sin(k'_s x + k''_s y + \sigma t) - B'_M \cos(k'_s x + k''_s y + \sigma t), \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

где  $S$  — амплитуда прогрессивной волны Свердрупа,  $A$  и  $B$  — большая (продольная) и малая (поперечная) полуоси эллипса течения в такой волне (рис. 3). Штрихами обозначены проекции указанных полуосей эллипса на координатные оси:

$$A' = A \cos \gamma; \quad B' = B \cos \gamma; \quad A'' = A \sin \gamma; \quad B'' = B \sin \gamma. \quad (20)$$

При этом следует помнить, что в волнах Свердруп мы имеем

$$\left. \begin{aligned} A &= S\sqrt{g/h} \sqrt{\frac{1}{1-s^2}}; \\ B &= S\sqrt{g/h} \sqrt{\frac{s^2}{1-s^2}}; \\ k_s &= (\sigma/\sqrt{gh}) \sqrt{1-s^2}, \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

где  $s=f/\sigma$  — коэффициент полноты эллипса течения, равный  $B/A$ , а  $f=2\omega \cdot \sin \varphi$  — параметр Кориолиса ( $\omega$  — угловая скорость вращения Земли,  $\varphi$  — географическая широта). Нижние индексы «М» в выражениях (18) и (19) означают, что рассматриваются волны, ориентированные по волновому числу в I и III четвертях координатной плоскости (М-волны, как мы называли их в предыдущем разделе).

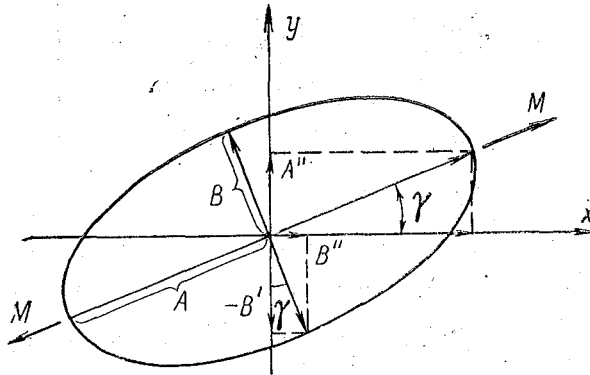


Рис. 3. Эллипс течения в волне Свердруп, ориентированный в I и III четвертях координатной плоскости.

Суперпозиция встречных волн, описанных выражениями (18) и (19), дает стоячую М-волну Свердруп:

$$\left. \begin{aligned} \eta_M &= \eta_M^{(1)} + \eta_M^{(2)} = M \sin(k'_s x + k''_s y) \cos(\sigma t - \alpha); \\ u_M &= -U'_M \cos(k'_s x + k''_s y) \sin(\sigma t - \alpha) + V''_M \cos(k'_s x + \\ &\quad + k''_s y) \cos(\sigma t - \alpha); \\ v_M &= -U''_M \cos(k'_s x + k''_s y) \sin(\sigma t - \alpha) - V'_M \cos(k'_s x + \\ &\quad + k''_s y) \cos(\sigma t - \alpha), \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

где  $M=2S$  — амплитуда стоячей волны, а  $U=2A$  и  $V=2B$  означают теперь величину полуосей результирующего эллипса течения после суперпозиции. Аналогично, рассматривая исходные встречные волны Свердруп, распространяющиеся под углами  $180^\circ$  и  $-90^\circ$

к оси  $x$ , получим следующие выражения для стоячей волны, ориентированной во II и IV четвертях координатной плоскости ( $N$ -волны):

$$\left. \begin{aligned} \eta_N &= N \sin(-k'_s x + k''_s y) \cos(\sigma t - \beta); \\ u_N &= U'_N \cos(-k'_s x + k''_s y) \sin(\sigma t - \beta) + \\ &\quad + V''_N \cos(-k'_s x + k''_s y) \cos(\sigma t - \beta); \\ v_N &= -U''_N \cos(-k'_s x + k''_s y) \sin(\sigma t - \beta) + \\ &\quad + V'_N \cos(-k'_s x + k''_s y) \cos(\sigma t - \beta). \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Для того чтобы получить картину, возникающую при косой интерференции волн  $M$  и  $N$ , просуммируем системы  $\eta_M, u_M, v_M$  и  $\eta_N, u_N, v_N$ , в результате чего получим:

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \eta_M + \eta_N = \eta_1 \cos \sigma t + \eta_2 \sin \sigma t; \\ u &= u_M + u_N = u_1 \cos \sigma t + u_2 \sin \sigma t; \\ v &= v_M + v_N = v_1 \cos \sigma t + v_2 \sin \sigma t, \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \eta_1 &= M \sin(k'_s x + k''_s y) \cos \alpha + N \sin(-k'_s x + k''_s y) \cos \beta; \\ \eta_2 &= M \sin(k'_s x + k''_s y) \sin \alpha + N \sin(-k'_s x + k''_s y) \sin \beta; \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= U'_M \cos(k'_s x + k''_s y) \sin \alpha - U'_N \cos(-k'_s x + k''_s y) \sin \beta + \\ &\quad + V''_M \cos(k'_s x + k''_s y) \cos \alpha + V''_N \cos(-k'_s x + k''_s y) \cos \beta; \\ u_2 &= -U''_M \cos(k'_s x + k''_s y) \cos \alpha + U''_N \cos(-k'_s x + k''_s y) \cos \beta + \\ &\quad + V'_M \cos(k'_s x + k''_s y) \sin \alpha + V'_N \cos(-k'_s x + k''_s y) \sin \beta; \\ v_1 &= U''_M \cos(k'_s x + k''_s y) \sin \alpha + U''_N \cos(-k'_s x + k''_s y) \sin \beta - \\ &\quad - V'_M \cos(k'_s x + k''_s y) \cos \alpha + V'_N \cos(-k'_s x + k''_s y) \cos \beta; \\ v_2 &= -U'_M \cos(k'_s x + k''_s y) \cos \alpha - U'_N \cos(-k'_s x + k''_s y) \cos \beta - \\ &\quad - V''_M \cos(k'_s x + k''_s y) \sin \alpha + V''_N \cos(-k'_s x + k''_s y) \sin \beta. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Из выражений (24) и (25) следует, что картина колебаний уровня при учете силы Кориолиса не претерпевает качественных изменений. Уравнения котиделей и изоамплитуд имеют тот же вид, что и в выражениях (4)–(7), и амфидромические системы Гарриса образуются по тем же правилам, что и при плоских исходных волнах. Изменяется лишь расстояние между амфидро-

мическими точками, поскольку оно определяется длиной волны, которая у волн Свердрупа возрастает с широтой:

$$\lambda_s = 2\pi / k_s = \frac{2\pi \sqrt{gh}}{\sigma \sqrt{1-s^2}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1-s^2}}, \quad (27)$$

где  $\lambda = 2\pi \sqrt{gh}/\sigma$  — длина плоской волны. Соответственно увеличиваются и размеры «ячеек господства» амфидромий Гарриса.

Картина течений видоизменяется действием силы Кориолиса гораздо более заметно, чем картина колебания уровня. Поскольку течения в исходных волнах являются вращающимися, то в общем это должно привести к расширению зон правого вращения за счет зон левого вращения в северном полушарии и к противоположному эффекту в южном. Используя выражения (24) и (26), задавая соотношением  $n = N/M$  и учитывая на основании выражения (21), что  $V_M = s U_M$  и  $V_N = s U_N$ , получаем выражение для критерия  $\Delta$  в виде

$$\Delta = u_1 v_2 - u_2 v_1 = -U_M^2 [s \cos^2 (k'_s x + k''_s y) - E \cos (k'_s x + k''_s y) \cos (-k'_s x + k''_s y) + sn^2 \cos^2 (-k'_s x + k''_s y)], \quad (28)$$

где

$$E = 2 sn \cos 2\gamma \cos \psi - n(1+s^2) \sin 2\gamma \sin \psi. \quad (29)$$

Приравнивание  $\Delta$  к нулю дает уравнение линии реверсивных течений, представляющей собой границу между зонами левого и правого вращения. После ряда преобразований это уравнение можно записать в виде

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}^2 k''_s y - \frac{2s(1-n^2)}{[s(1-n^2)+E] \cdot \operatorname{tg} k'_s x} \cdot \operatorname{tg} k''_s y - \\ - \frac{s(1+n^2)-E}{[s(1+n^2)+E] \cdot \operatorname{tg}^2 k'_s x} = 0. \end{aligned} \quad (30)$$

Решая это квадратное уравнение относительно  $\operatorname{tg} k''_s y$  и вводя безразмерные координаты  $\tilde{x} = x/\lambda_s$ ,  $\tilde{y} = y/\lambda_s$ , получаем выражение:

$$\tilde{y} = \frac{\arctg [K^\pm \operatorname{ctg} (2\pi \cos \gamma \cdot \tilde{x})]}{2\pi \sin \gamma}, \quad (31)$$

где

$$K^\pm = \frac{s(1-n^2) \pm \sqrt{E^2 - 4s^2 n^2}}{s(1+n^2)+E}. \quad (32)$$

Выражение (31) удобно для расчета и построения контуров зон различного вращения. Двойной знак в выражении (32) показывает, что в общем существует две системы линий реверсивных

течений, пересечение которых образует сетку, разделяющую всю акваторию на зоны противоположного вращения. Для того, чтобы решение (31) имело смысл, величина  $K^\pm$  должна быть вещественной, а это выполняется при условии, что

$$E^2 \geq 4s^2n^2. \quad (33)$$

При всех сочетаниях  $\gamma$ ,  $s$ ,  $n$  и  $\psi$ , не обеспечивающих выполнения соотношения (33), линии реверсивных течений отсутствуют и вся акватория оказывается охваченной течениями правого вращения (в северном полушарии). Для условий, когда соотношение (33) имеет силу, можно рассмотреть зависимость форм и размеров зон различного вращения от географической широты (параметр  $s$ ) и амплитудно-фазовых соотношений скрещивающихся волн (параметры  $n$  и  $\psi$ ). Для простоты ограничимся случаем северного полушария и тем значением  $\gamma = 30^\circ$ , которое было принято выше при описании результата косой интерференции плоских стоячих волн.

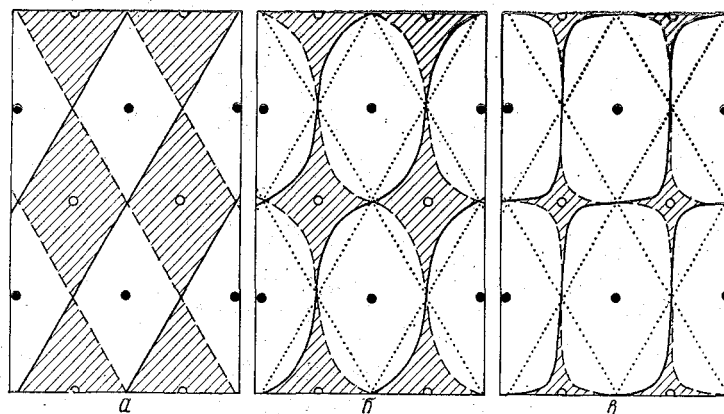


Рис. 4. Влияние географической широты на форму зон противоположного вращения приливных течений гармоника  $M_2$ :  
а)  $\varphi = 0^\circ$ , б)  $\varphi = 30^\circ$ , в)  $\varphi = 60^\circ$ .

1. Влияние географической широты оценивается путем варьирования параметра  $s = 2\omega \sin \varphi / \sigma$  от величины 0 (на экваторе) до величины 1 (на критической широте  $\varphi = \arcsin(\sigma/2\omega)$ ) при  $\psi = 60^\circ$  и  $n = 1$ . На рис. 4 показано, что по мере роста параметра  $s$  (его значения соответствуют  $\varphi = 0, 30$ , и  $60^\circ$  с. ш. при  $\sigma = 1,4052 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ , т. е. при частоте волны  $M_2$ ) зона левого вращения все более стягивается к центру одноименной амфидромической системы. Таким образом, окраины «ячейки господства» амфидромии левого оборота «захватываются» зоной правого вращения, распространяющейся сюда из соответствующих смежных ячеек,

2. Влияние разности фаз ( $\psi$ ) скрещивающихся волн на форму и расположение зон разного вращения рассмотрено при  $n=1$  и  $s=0,269$  (т. е. когда  $\varphi=15^\circ$  с. ш.). При принятых значениях  $\gamma$  и  $s$  условие (33) выполняется лишь в диапазонах  $17^\circ < \psi < 130^\circ$  и  $197^\circ < \psi < 310^\circ$ . В первом из этих диапазонов зоны левого вращения по мере роста  $\psi$  зарождаются вокруг центров левых амфидромий, расширяются, затем сжимаются и, наконец, исчезают при  $\psi \rightarrow 130^\circ$ . Дальнейший рост параметра  $\psi$  приводит к смене направления оборота всех амфидромий после того, как разность фаз скрещивающихся волн превысит  $180^\circ$ , в результате чего центры правых и левых амфидромических систем меняются местами. При  $\psi = 197^\circ$  появляются и зоны левого вращения, приуроченные уже к новым центрам левых амфидромий, после чего по мере роста  $\psi$  расширение, сжатие и исчезновение зон левого вращения повторяются. На рис. 5 показана смена расположения зон противоположного вращения при переходе от первого диапазона значений  $\psi$  ко второму.

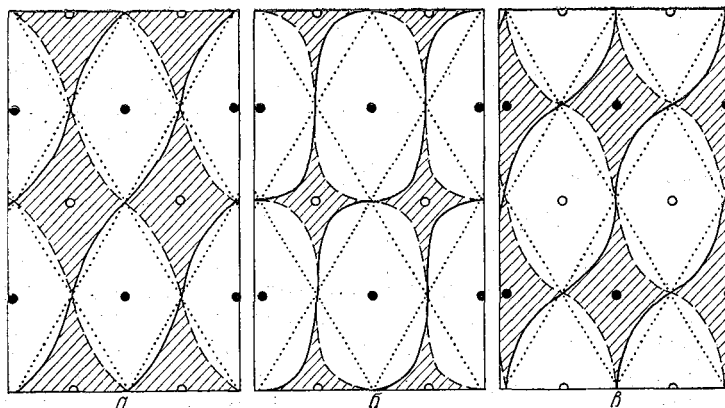


Рис. 5. Влияние разности фаз  $\psi$  скрещивающихся волн на форму и расположение зон противоположного вращения течений:

а)  $\psi = 75^\circ$ , б)  $\psi = 128^\circ$ , в)  $\psi = 210^\circ$ .

3. Влияние соотношения амплитуд ( $n$ ) интерферирующих волн на форму и размеры зон разного вращения проанализировано при  $s=0,269$  и  $\psi=60^\circ$ . Из выражения (32) видно, что при равенстве скрещивающихся волн, т. е. когда  $n=1$ , член  $s(1-n^2)$ , находящийся в числителе, равен нулю, и тогда  $K^+=K^-$ , что дает равные по величине и противоположные по знаку средние наклоны линий реверсивных течений к оси  $x$ , т. е. симметричную относительно координатных осей форму зон различного вращения. При уменьшении  $n$  возникающий член  $s(1-n^2)$  дает положительную добавку в числитель выражения для  $K^\pm$ , увеличивая тем самым по-

положительный коэффициент  $K^+$  и уменьшая отрицательный коэффициент  $K^-$ . В результате, как видно из рис. 6, уменьшение  $n$  ведет к постепенному перекосу зон левого и правого вращения с одновременным ростом преобладания вторых над первыми. При некотором значении  $n$ , определяемом соотношением

$$s(1 - n^2) = \sqrt{E^2 - 4s^2n^2}, \quad (34)$$

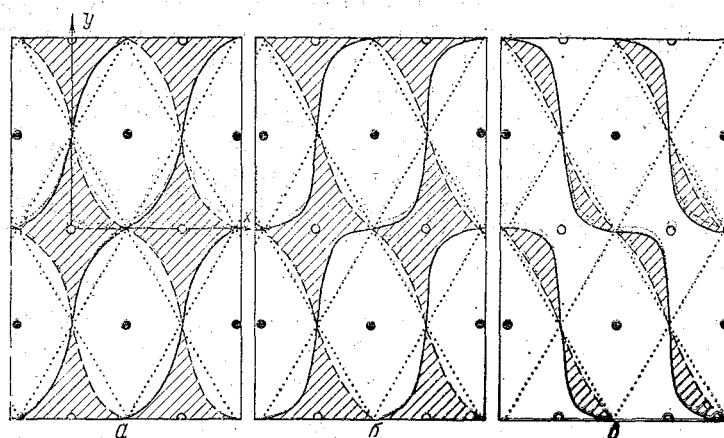


Рис. 6. Влияние соотношения амплитуд  $n$  на форму и расположение зон противоположного вращения течений:  
а)  $n = 1$ ; б)  $n = 0,6$ ; в)  $n = 0,4$ .

оказывается, что  $K^- = 0$ , т. е. происходит разрушение ячеистой структуры зон различного вращения. При дальнейшем уменьшении  $n$ , когда оба коэффициента  $K^+$  и  $K^-$  становятся положительными, обе системы линий реверсивных течений имеют одинаковый по знаку наклон к оси  $x$  и зоны противоположного вращения принимают теперь вид полос, ориентированных вдоль узлов и пучностей большей из двух интерферирующих волн. При последующем уменьшении  $n$  зоны левого вращения постепенно суживаются, но полностью исчезают только при  $n = 0$ .

Полученные закономерности, касающиеся характеристик поля приливных течений, могут служить дополнительным средством анализа структуры приливных колебаний в тех районах, где наблюдаются амфидромии типа Гарриса. В настоящее время, однако, такой анализ затруднен из-за отсутствия достаточно полных данных о приливных течениях, как наблюдаемых, так и расчетных. Находящее все более широкое распространение гидродинамическое моделирование должно, по-видимому, дать первый материал для проверки и использования полученных выше правил при исследовании механизма формирования приливных явлений в открытых океанах.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Некрасов А. В. Приливные волны в окраинных морях. Л., Гидрометеоиздат, 1975. 247 с.
2. Hansen W. Gezeiten und Gezeitenströme der halbtägigen Hauptmontide  $M_2$  in der Nordsee. — «Deutsche Hydrographische Zeitschrift», 1952, Hf. 1, S. 1—46.
3. Sverdrup H. U. Dynamics of tides on the North Sibirian shelf. — «Geofysisk Publikasjoner», 1926, vol.4, N 5, p. 1—75.

А. Б. МЕНЗИН, Н. А. СЫРОВАТКО

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕТРОВОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В ОТКРЫТЫХ АКВАТОРИЯХ

При постановке задачи о крупномасштабных движениях в океане говорят о двух внешних генерирующих факторах: касательном напряжении ветра и термохалинном факторе. Настоящая работа посвящена изучению роли ветрового фактора.

Рассматривая задачу о ветровых течениях, будем считать море баротропным. Такая модель, несмотря на принятое допущение, позволяет выявить ряд важных особенностей динамики океана: экмановские пограничные слои, геострофичность течений в открытом океане, формирование течений у западных берегов и др. Помимо предположения о баротропности океана вводятся еще следующие допущения: нелинейные члены в уравнениях движения пренебрежимо малы, турбулентное трение сводится лишь к вертикальному трению, движение стационарно, давление равно гидростатическому. При решении задачи о ветровой циркуляции рельеф дна и очертания берегов берутся реальными, а точность аппроксимации последних зависит от шага сетки.

С учетом сказанного выше из уравнений движения и неразрывности можно получить следующее уравнение в сферических системах координат, описывающее стационарную интегральную ветровую циркуляцию:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{d^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \Theta^2} + \frac{1}{d^2 \sin^2 \Theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \lambda^2} + \frac{H}{r} \left[ \frac{1}{d} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left( \frac{r}{H} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{2\omega}{d \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left( \frac{\cos \Theta}{H} \right) + \frac{r}{H \cdot d} \frac{\cos \Theta}{\sin \Theta} \right] \times \frac{1}{d} \frac{\partial \psi}{\partial \Theta} + \\ & + \frac{H}{r} \left[ \frac{1}{d \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left( \frac{r}{H} \right) - \frac{2\omega}{d} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left( \frac{\cos \Theta}{H} \right) \right] \frac{1}{d \sin \Theta} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} = \\ & = - \frac{H}{\rho_0 \cdot r} \left[ \frac{1}{d} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left( \frac{\tau_{0\lambda}}{H} \right) - \frac{1}{d \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left( \frac{\tau_{0\Theta}}{H} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{\cos \Theta}{d \sin \Theta} \left( \frac{\tau_{0\lambda}}{H} \right) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где  $d$  — радиус земли,  $H$  — глубина,  $r$  — коэффициент трения на дне или на нижней границе исследуемого слоя,  $\omega$  — угловая скорость вращения земли;  $\Theta$  — дополнение до широты,  $\lambda$  — долгота

(начало координат расположено на невозмущенной поверхности, ось  $Z$  направлена вверх, система координат правая);  $\tau_{0\theta}$ ,  $\tau_{0\lambda}$  — составляющие тангенциального напряжения ветра на свободной поверхности,  $\rho_0$  — плотность воды,  $\psi$  — функция полных потоков.

Таким образом, принятые допущения позволили вместо сложной исходной трехмерной модели течений получить замкнутую двумерную модель для определения составляющих полного потока —  $W_\theta$  и  $W_\lambda$ :

$$W_\theta = \frac{1}{d \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda}, \quad W_\lambda = - \frac{1}{d} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}. \quad (2)$$

При выводе уравнения (1) принималось, что тангенциальное трение на дне пропорционально полному потоку. Функция полных потоков выбиралась так, что ее значения слева по течению всегда будут большими, чем справа.

Для решения задачи о ветровой циркуляции, которая сводится, по существу, к интегрированию уравнения эллиптического типа (I), использован метод электрического аналогового моделирования. Для этого необходимо построить электрический аналог, процессы в котором протекали бы аналогично процессам гидродинамической системы, описываемой уравнением (1). Методика расчета параметров электрической аналоговой модели изложена в работе [3], в общем случае она может быть применена как для баротропного, так и для бароклинного океана. Моделирование ветровых течений для открытых акваторий на аналоге, в отличие от расчетов на ЦВМ, позволяет обойтись без знаний расходов на жидком контуре, что достигается выбором соответствующих условий — жидкий контур выбирается таким образом, чтобы он располагался либо нормально к предполагаемому интегральному переносу, либо вдоль него. На электрической модели первое условие достигается простым разрывом цепи. Второе условие может быть выполнено путем закорачивания тех сопротивлений, которые аппроксимируют граничную линию тока, что создает условие постоянства электрического потенциала на ней. Потенциал на модели (т. е. функция полных потоков в натуре) определяется в процессе эксперимента. Так как на модели измеряются не сами потенциалы, а их разности относительно известного потенциала, то задача является определенной. Указанное обстоятельство является одним из основных преимуществ решения задач о ветровой циркуляции в открытых акваториях, когда учитывается обмен вод через проливы.

От интегральной функции тока можно перейти к течениям на отдельных горизонтах. Так как глубина моря предполагается весьма большою, то во всей толще гидросферы можно выделить три основных слоя: верхний пограничный слой, внутреннюю зону, придонный пограничный слой. Определение скорости течений в задаче о ветровой циркуляции сводится к расчету профиля скорости в первом слое, для чего используется долуэмпирическая

теория турбулентности, позволяющая в замкнутом виде сформулировать задачу [2]. Скорость ветрового течения будет складываться из двух величин: из чисто дрейфовой компоненты, как результата действия ветра на поверхность океана и градиентной компоненты, как результата сгонно-нагонного эффекта действия ветра, приводящего к возникновению наклонов уровня. Использование уравнения неразрывности с учетом кинематического условия на поверхности позволяет определить вертикальные скорости на отдельных горизонтах.

На аналоговой модели было проведено исследование некоторых районов Индийского океана, представляющих интерес для рыболовства. Для расчета использовались два основных типа атмосферной циркуляции — зональный и меридианальный. За основу взята типизация, выполненная в АзчерНИРО. Исследовалась акватория, ограниченная линией  $10-35^\circ$  в. д. на западе, на востоке — меридианом  $137^\circ$  в. д., на юге — берегом Антарктиды (с учетом шельфовых ледников), на севере — линией тока, среднее положение которой  $55^\circ$  ю. ш. На северной и южной границах было принято условие непротекания, на западной и восточной — условие прохождения границ интегральным потоком по нормали, что соответствует представлениям о характере циркуляции вод в этом районе океана [1]. Значение функции полных потоков на севере области было принято равным нулю, а на юге (берег Антарктиды) было определено в процессе эксперимента.

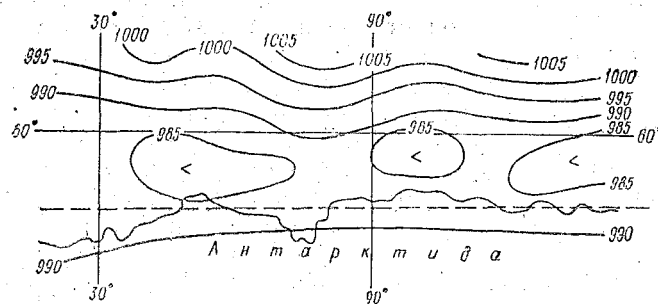


Рис. 1. Поле приземного давления для зонального типа.

Таким образом была получена интегральная ветровая циркуляция, а затем на ЦВМ были вычислены скорости течений на горизонтах 1, 50 и 100 м и вертикальные скорости на горизонтах 50, 100 и 200 м. В качестве примера приведены результаты моделирования для зонального типа, для которого характерен западно-восточный перенос в пределах всего района исследования (рис. 1). Интегральная ветровая циркуляция (рис. 2) имеет хорошую согласованность с ветровым полем. На рис. 3 изображена картина ветровых течений на горизонте 1 м, а на рис. 4 — значения вертикальных скоростей на горизонте 50 м.

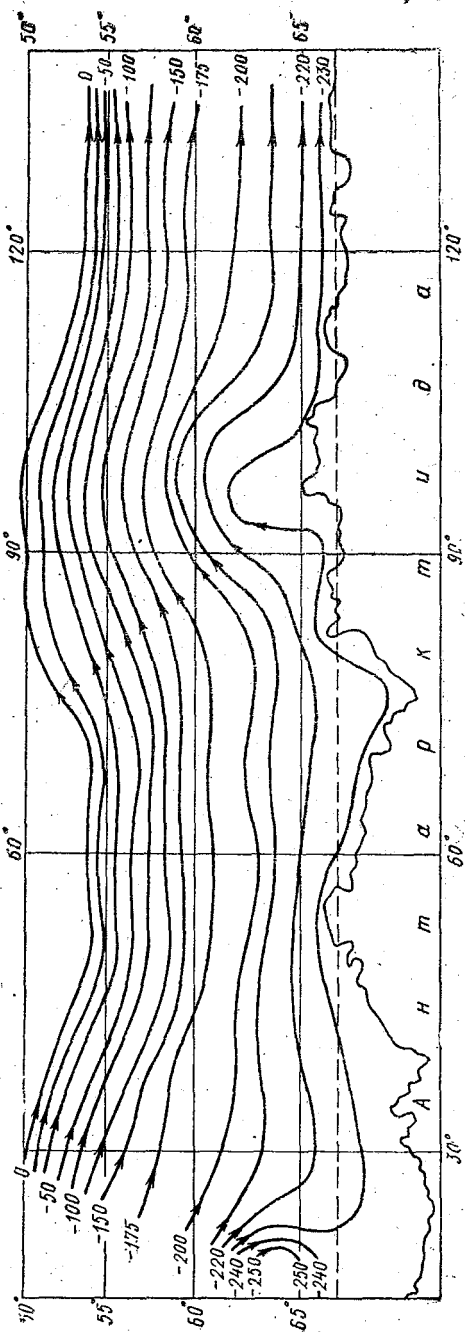


Рис. 2. Интегральная ветровая циркуляция в Антарктическом секторе Индийского океана, соответствующая зональному типу атмосферной циркуляции.

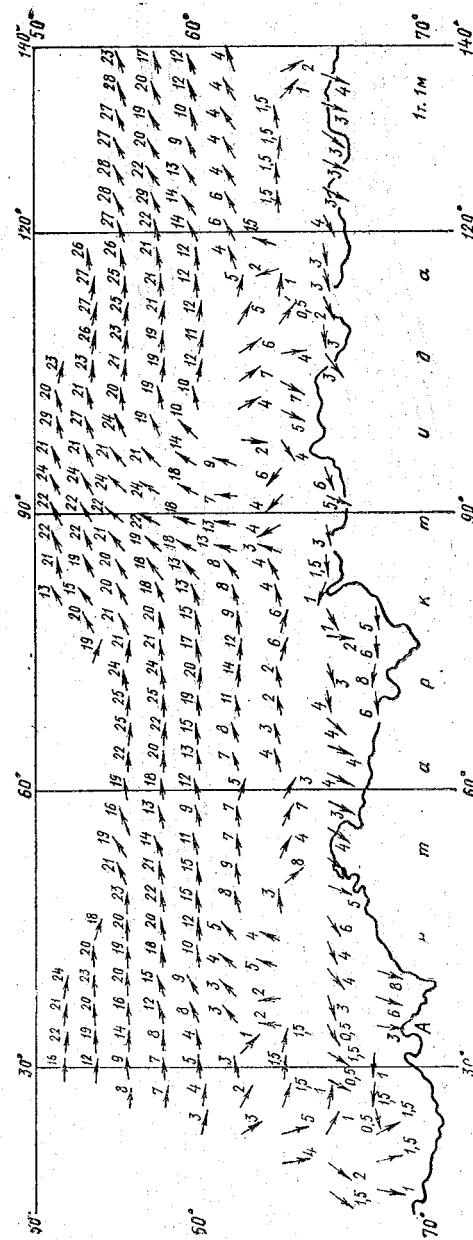


Рис 3. Ветровые течения в Антарктическом секторе Индийского океана на горизонте 1 м ( $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ).

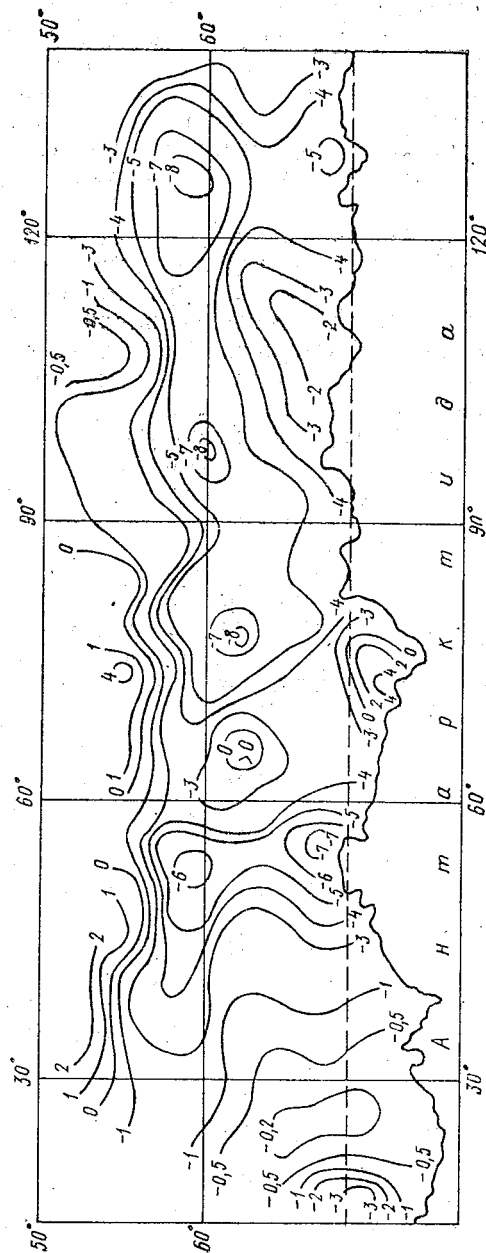


Рис. 4. Вертикальные скорости в Антарктическом секторе Индийского океана на горизонте 50 м ( $W \cdot 10^4 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ ).

Анализ полученных результатов моделирования показал, что общие черты глобальной циркуляции совпадают как с существующими представлениями о характере циркуляции вод в рассматриваемом районе, так и с результатами численных экспериментов, выполненных по другим моделям. Хотя наблюдений над вертикальными скоростями очень мало или совсем нет, однако для качественной проверки (т. е. выявления зон подъема или опускания) использованы косвенные признаки, например распределение биогенных элементов.

Таким образом, совмещенный метод электрического аналогового моделирования интегральной ветровой циркуляции с методом расчета скоростей позволяет получить трехмерную картину движения вод в океане. Результаты моделирования и расчетов могут быть использованы для сопоставления динамической и термической структур, для связи распределения биогенных элементов с ветровой циркуляцией, а в конечном счете — для прогноза изменения гидрологических условий, вызванных изменением ветрового поля над водной поверхностью.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас Антарктики. Т. 1. М.—Л., ГУ ГКМТ СССР, 1966.
2. Егоров К. Л., Лайхтман Д. Л., Радикевич В. М. Модель баротропного океана. — «Океанология», 1970, т. 10, вып. 2, с. 249—255.
3. Макаров В. А., Мензин А. Б. Электрическое аналоговое моделирование в океанологии. Некоторые вопросы теории и эксперимента. Л., Гидрометеоиздат, 1976. 112 с.

К. Д. КРЕЙМАН, В. А. ЦАРЕВ (ЛГМИ)

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕСЕННЕ-ЛЕТНИХ ГИДРОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В МОРЕ

В связи с обсуждением проектов зарегулирования стока северных рек все большую актуальность приобретают исследования влияния речного стока на различные элементы гидрологического режима морских акваторий [6]. В данной работе с помощью математического моделирования рассматривается влияние речного стока на среднесуточный ход температуры и солености в весенне-летний период в центральной части Белого моря.

Одной из характерных особенностей вертикальной термохалинной структуры в центральной части Белого моря является наличие хорошо выраженного квазиоднородного слоя (ВКС) [2, 4]. В связи с этим при описании весенне-летних процессов представляется целесообразным выделять два слоя: ВКС и слой, лежащий ниже него. В качестве первого приближения полагалось, что на распределение температуры и солености в ВКС основное влияние оказывают потоки тепла и солей на его верхней и нижней границах и горизонтальный турбулентный обмен. Ввиду климатического характера расчетов и относительно малых скоростей постоянных течений [2], а также в целях упрощения вычислений пренебрегалось ролью адвекции тепла и солей течениями в ВКС в пределах центральной части Белого моря. В нижнем слое в связи с незначительными горизонтальными градиентами температуры и солености [4] полагалось, что наиболее существенное влияние оказывает вертикальный турбулентный поток тепла и солей. Результаты лабораторного моделирования [5], а также данные натурных наблюдений [1] свидетельствуют о том, что вблизи нижней границы ВКС  $Ri = 0,25$ , где  $Ri$  — градиентное число Ричардсона. Этот факт использован в настоящей работе при определении толщины ВКС. Вертикальный сдвиг скорости течения вблизи нижней границы ВКС определялся из системы уравнений Экмана. Коэффициент вертикального турбулентного обмена в верхнем слое рассчитывался на основе интегрального уравнения баланса энергии турбулентности и ряда замыкающих гипотез полуэмпирической теории турбулентности. В нижнем слое коэффициент вертикального обмена, как и в работе [3], принимался равным  $0,1 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ .

С учетом изложенных допущений исходная система уравнений геофизической гидротермодинамики может быть записана в виде

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = k_l \Delta T_1 + \frac{\Phi_0 - \Phi_h}{c \rho h}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial S_1}{\partial t} = k_l \Delta S_1 + \frac{\Psi_0 - \Psi_h}{\rho h}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = k_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial S_2}{\partial t} = k_2 \frac{\partial^2 S_2}{\partial z^2}, \quad (4)$$

$$\Phi_0 = B + a(T_a - T_1), \quad (5)$$

$$\Phi_h = -c_p \rho k_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial z} \right|_{z=h+0}, \quad (6)$$

$$\Psi_0 = S_1 \cdot \left( \frac{dO}{dt} + E \right) \cdot \rho, \quad (7)$$

$$\Psi_h = -\rho k_2 \left. \frac{\partial S_2}{\partial z} \right|_{z=h+0}, \quad (8)$$

$$-\lambda v_i = k_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial z^2}, \quad (9)$$

$$\lambda u_i = k_i \frac{\partial^2 v_i}{\partial z^2}, \quad (10)$$

$$\int_0^h \left[ \left( \frac{\partial u_1}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_1}{\partial z} \right)^2 \right] dz - \int_0^h \frac{g}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z} dz - \int_0^h \frac{b^{3/2}}{c^4 \cdot k \cdot l} dz = 0, \quad (11)$$

$$k_l = l \sqrt{b}, \quad (12)$$

$$l = -\kappa \frac{\varphi}{\frac{\partial \varphi}{\partial z}} \quad (13)$$

$$\varphi = \left[ \left( \frac{\partial u_1}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_1}{\partial z} \right)^2 \right], \quad (14)$$

где  $T_i$  — температура,  $S_i$  — соленость,  $k_i, k_l$  — коэффициенты вертикального и горизонтального турбулентного обмена  $u_i, v_i$  — горизонтальные составляющие скорости течения,  $\Phi_0, \Phi_h$  — потоки тепла на верхней и нижней границах ВКО,  $\Psi_0, \Psi_h$  — потоки солей

на верхней и нижней границах ВКС,  $E$  — испарение,  $O$  — приток пресной воды за счет таяния льда и осадков,  $\kappa$  — постоянная Кармана,  $\lambda$  — параметр Кориолиса,  $l$  — масштаб турбулентности,  $b$  — энергия турбулентности,  $h$  — толщина ВКС,  $B$  — радиационный баланс,  $T_a$  — температура воздуха,  $a, c$  — эмпирические константы,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $\rho$  — плотность воды, определяемая по уравнению состояния Линейкина,  $c_p$  — удельная теплоемкость воды,  $z$  — вертикальная координата.

$$i = \begin{cases} 1, & \text{если } z \leq h, \\ 2, & \text{если } z > h. \end{cases}$$

При решении системы уравнений (1) — (14) использовались следующие краевые условия:

для скорости

$$\underline{z=0} \quad k_1 \frac{\partial u_1}{\partial z} = -\frac{\tau_x}{\rho}; \quad k_2 \frac{\partial v_1}{\partial z} = -\frac{\tau_y}{\rho}, \quad (15)$$

$$\underline{z=h} \quad k_1 \frac{\partial u_1}{\partial z} = k_2 \frac{\partial u_2}{\partial z}; \quad k_1 \frac{\partial v_1}{\partial z} = k_2 \frac{\partial v_2}{\partial z}; \quad u_1 = u_2; \quad v_1 = v_2, \quad (16)$$

$$\underline{z \rightarrow \infty} \quad u_2 \rightarrow 0; \quad v_2 \rightarrow 0; \quad (17)$$

для температуры и солености  
твердые границы:

$$\frac{\partial T_1}{\partial n} = \frac{\partial S_1}{\partial n} = 0; \quad (18)$$

жидкие границы:

$$T_1 = f_1(t); \quad S_1 = f_2(t); \quad (19)$$

$$\underline{z=h} \quad T_1 = T_2; \quad S_1 = S_2; \quad (20)$$

$$\underline{z \rightarrow \infty} \quad T_2 \rightarrow T_0; \quad S_2 \rightarrow S_0. \quad (21)$$

В изложенной постановке выполнен ряд численных экспериментов для глубокой части Белого моря, включающей в себя Бассейн, а также Двинский и Кандалакшский заливы. Для всей рассматриваемой области принимались одинаковые начальные температура и соленость, равные соответственно  $T_0 = -1, 4^\circ$ ,  $S_0 = 30\%$ . Расчет проводился на период с апреля по август, при этом использовались средневекоголетние данные о радиационном балансе водной поверхности, температуре воздуха, потоках солей за счет испарения, осадков и таяния льда. Величина касательного напряжения ветра полагалась постоянной для всей области, не зависящей от времени и равной  $1 \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2}$ , что соответствует характерной для Белого моря скорости ветра около  $6 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Система уравнений (1)–(2) была представлена в конечно-разностном виде и решалась численно по неявной схеме методом Зейделя на сетке  $13 \times 11$  с шагом по времени 1 сутки.

Результаты численных экспериментов позволяют проанализировать влияние различных факторов на распределение температуры и солёности. Так, сопоставление расчетов с учетом притока пресных вод за счет таяния льда и без его учета показали, что пренебрежение этим фактором не повлияет существенно на распределение температуры и солёности на конец весенне-летнего периода. Это, по-видимому, объясняется тем, что процесс таяния продолжается в течение относительно короткого периода времени, а также преобладающей мощностью притока речных вод и малыми размерами моря (известно, что в Белом море приток речных вод на единицу водной поверхности в пять раз превышает приток пресных вод за счет таяния льда [2]). На результаты расчетов горизонтального распределения солёности в ВКС заметное влияние оказывает изменение величины коэффициента горизонтального турбулентного обмена. Сравнение результатов расчета распределения температуры и солёности на конец весенне-летнего периода с обобщенными результатами наблюдений показывает их удовлетворительную согласованность (рис. 1), что свидетельствует

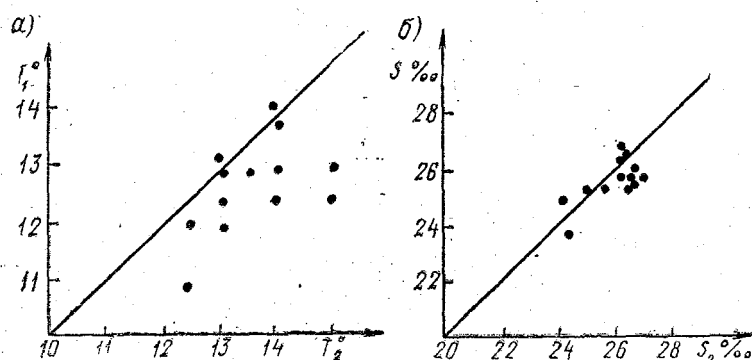


Рис. 1. Сопоставление расчетных температуры и солёности верхнего квазигомогенного слоя с фактическими:  
а — сопоставление температуры; б — сопоставление солёности.

в пользу лежащих в основе модели гипотез. По результатам расчетов, максимальные значения солёности в ВКС наблюдаются вблизи Горла (рис. 2), где наиболее существенно сказывается влияние баренцевоморских вод. Повышение солёности верхнего слоя приводит к уменьшению вертикальных плотностных градиентов и увеличению здесь толщины ВКС (рис. 3). Относительно большая толщина ВКС определяет более медленное по сравнению с другими районами моря прогревание поверхностных вод, что, по-видимому, является одной из причин расположения вблизи Горла зоны наименьших температур (рис. 4).

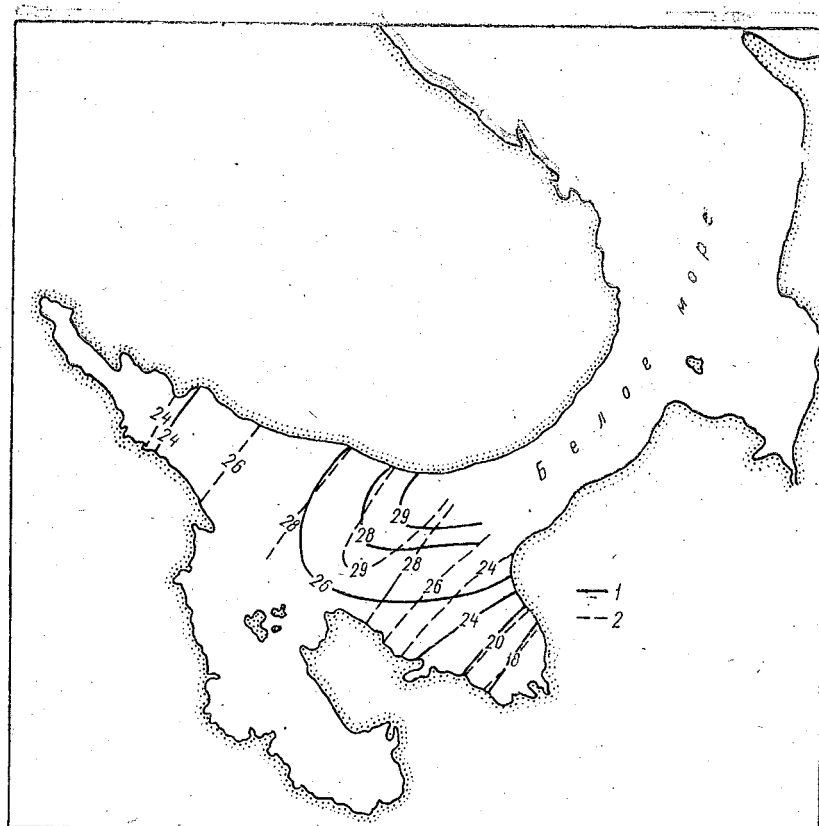


Рис. 2. Солёность поверхностных вод на конец весенне-летнего периода:  
1—без учета перекрытия Онежского залива; 2—с учетом перекрытия

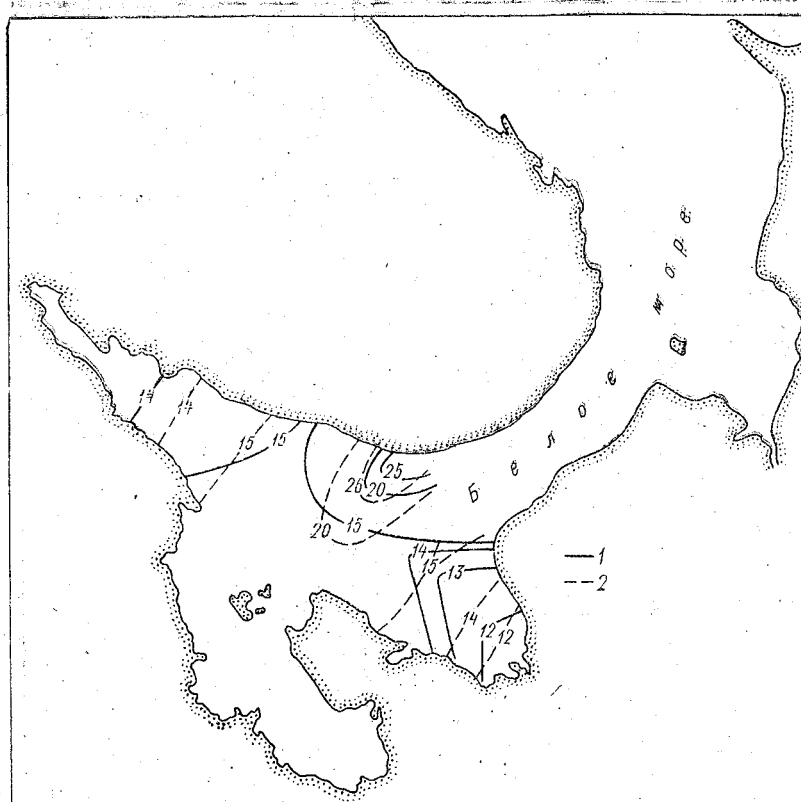


Рис. 3. Толщина верхнего квазиоднородного слоя в конце весенне-летнего периода:  
 1—без учета перекрытия Онежского залива; 2—с учетом перекрытия

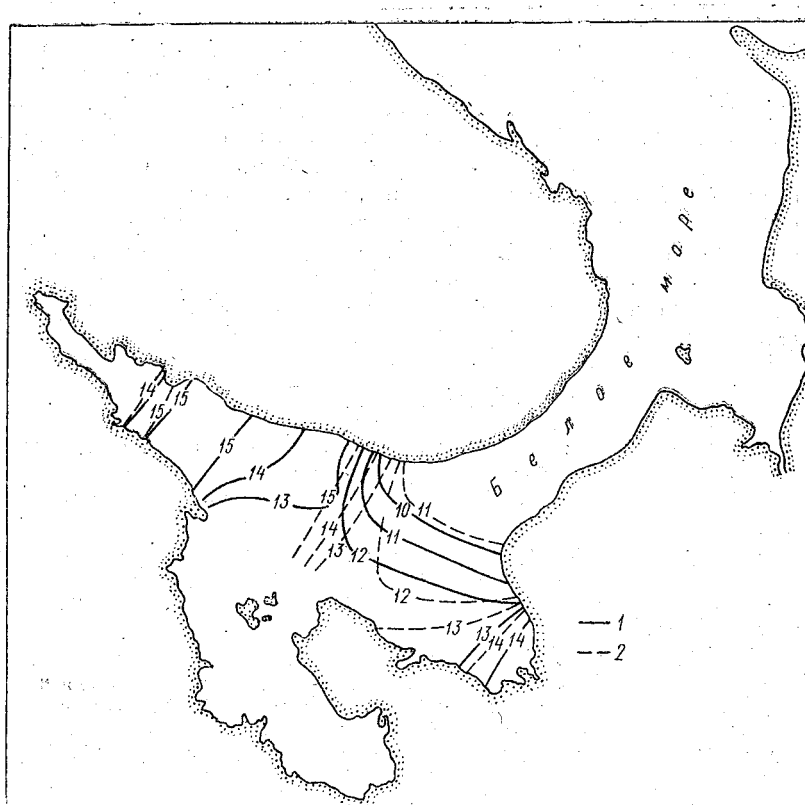


Рис. 4. Температура поверхностных вод в конце весенне-летнего периода:

1—без учета перекрытия Онежского залива; 2—с учетом перекрытия

Удовлетворительная согласованность результатов расчета и соответствующих данных наблюдений послужила основанием для использования рассмотренной модели при первых предварительных исследованиях возможного влияния перекрытия Онежского залива на термохалинный режим Белого моря. Данное мероприятие является составной частью комплексной программы регулирования речного стока. При моделировании весенне-летних процессов с учетом перекрытия Онежского залива на границе залива с моря задавалось условие (18).

По результатам расчета (рис. 2—4), отторжение сказывается главным образом на распределении солености вблизи залива, причем она возрастает здесь почти на 2‰. В Двинском и Кандалакшском заливах изменение солености значительно меньше. Полученный результат позволяет ожидать, что в период осеннего выхолаживания в районе наибольшего увеличения солености возрастает толщина слоя осенней конвекции, что должно привести к более позднему появлению льда. Получение количественных оценок влияния зарегулирования речного стока на ледовый режим явится следующим шагом на пути создания комплексной модели режима моря.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Беззаботнов В. С., 1975. Прямые измерения вертикального расслоения поверхностного термоклина — «Тр. ЛГМИ», вып. 57, с. 70—75.
2. Добровольский Л. Д., Залогин Б. С. Моря СССР. «Мысль», М., 1965.
3. Калацкий В. И. Моделирование вертикальной структуры деятельного слоя океана. Л., Гидрометеониздат, 1978.
4. Надежин Е. Н. Характерные особенности режима Белого моря. — Тр. ПИНРО, 1966, вып. 17.
5. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях. М., «Мир», 1977.
6. Трёшников А. Ф. Задачи изучения природы Арктики в связи с частичным изъятием стока северных и сибирских рек. Тезисы докл. совещ. «Оценка возможных изменений режима низовьев и устьев рек арктической зоны Западной Сибири под влиянием водохозяйственных мероприятий». Л., 1976.

Л. Н. КАРЛИН, Е. Ю. КЛЮЙКОВ

# МОДЕЛЬ КВАЗИОДНОРОДНОГО СЛОЯ С УЧЕТОМ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ПЕРЕНОСОВ ТЕПЛА И СОЛЕЙ ТЕЧЕНИЯМИ

## I. ВВЕДЕНИЕ

Основные особенности изменений вертикальной гидрологической структуры верхнего слоя океана, как показывает опыт лабораторного моделирования [4], определяются локальными механизмами, т. е. динамическим воздействием ветра, а также тепло- и массообменом между океаном и атмосферой. Косвенным подтверждением этому служит также то, что применение одномерных моделей термохалинной структуры, учитывающих только локальные механизмы, для обширных акваторий во многих случаях дает удовлетворительные результаты [2, 3]. Вместе с тем совершенно ясно, что существенный вклад в формирование гидрологической структуры вносят и горизонтальные переносы тепла и солей течениями. Роль их становится особенно велика в районах со значительной горизонтальной неоднородностью полей температуры и солености. В этой связи представляется интересным перефразировать уже апробированную одномерную модель квазиоднородного слоя так, чтобы в ней учитывались горизонтальные переносы тепла и солей течениями, что позволит количественно оценить ошибки, возникающие вследствие применения одномерных моделей. Именно эту цель и преследовали авторы в данной работе.

## II. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Предлагаемая модель базируется на следующих уравнениях.

1. Уравнения турбулентной теплопроводности и диффузии солей, проинтегрированные от поверхности океана ( $\xi$ ) до нижней границы квазиоднородного слоя ( $h$ ):

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

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

$$M_x = \int_{\xi}^h u dz, \quad M_y = \int_{\xi}^h v dz.$$

2. Уравнения турбулентной теплопроводности и диффузии солей, проинтегрированные в пределах сезонного термоклина (от  $h$  до  $H$  — глубины деятельного слоя):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_h^H T dz + \frac{\partial h}{\partial t} T_0 + \frac{\partial}{\partial x} \int_h^H T u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_h^H T v dz - \\ - T_0 \frac{\partial}{\partial x} \int_h^H u dz - T_0 \frac{\partial}{\partial y} \int_h^H v dz = \frac{q_h^T}{c_p \rho_0}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_h^H S dz + \frac{\partial h}{\partial t} S_0 + \frac{\partial}{\partial x} \int_h^H S u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_h^H S v dz - \\ - S_0 \frac{\partial}{\partial x} \int_h^H u dz - S_0 \frac{\partial}{\partial y} \int_h^H v dz = \frac{q_h^S}{\rho_0}. \end{aligned} \quad (4)$$

Отметим, что уравнения (3) и (4) выведены в предположении стационарности глубины залегания нижней границы деятельного слоя (т. е.  $\frac{\partial H}{\partial t} = 0$ ), а также отсутствия движений на глубине  $z = H$  (т. е.  $u_H = v_H = 0$ ). Кроме того, при получении этих уравнений не использовались кинематические условия согласования на верхней и нижней границах сезонного термоклина. Если же эти условия использовать, то в уравнениях (3) и (4) пропадут члены  $(T_0, S_0) \frac{\partial}{\partial x} \int_h^H u dz$  и  $(T_0, S_0) \frac{\partial}{\partial y} \int_h^H v dz$ .

3. Уравнение баланса энергии турбулентности, проинтегрированное в пределах от  $\xi$  до  $h$

$$G - D - W = 0, \quad (5)$$

где  $G$  — интегральная продукция энергии турбулентности;  $D$  — интегральная диссипация энергии турбулентности;  $W$  — работа архимедовых сил

$$W = \frac{g}{\rho_0} \int_{\xi}^h M dz,$$

где  $T_0, S_0, T, S$  — температура и соленость воды в квазиоднородном слое и в сезонном термоклине;  $q_0^T, q_0^S, q_h^T, q_h^S$  — турбулентные потоки тепла и солей через поверхность океана и нижнюю границу квазиоднородного слоя;  $M_x, M_y$  — полные потоки;  $M$  — турбулентный поток массы,  $g$  — ускорение свободного падения. Остальные обозначения общепринятые.

Турбулентные потоки массы можно выразить через потоки тепла и солей

$$M = \frac{\alpha}{c_p} q_z^T - \beta q_z^S, \quad (6)$$

где  $q_z^T, q_z^S$  — турбулентные потоки тепла и солей на уровне  $z$ ;  $\alpha, \beta$  — коэффициенты термического расширения и соленостного сжатия морской воды соответственно.

### III. ВЫВОД ОСНОВНЫХ СООТНОШЕНИЙ

Интегрируя уравнения турбулентной теплопроводности и диффузии солей от  $\zeta$  до  $z < h$ , получаем

$$\frac{q_z^T}{c_p \rho_0} = \frac{q_0^T}{c_p \rho_0} - \frac{\partial T_0}{\partial t} z - \frac{\partial T_0}{\partial x} \int_{\zeta}^z u dz - \frac{\partial T_0}{\partial y} \int_{\zeta}^z v dz, \quad (7)$$

$$\frac{q_z^S}{\rho_0} = \frac{q_0^S}{\rho_0} - \frac{\partial S_0}{\partial t} z - \frac{\partial S_0}{\partial x} \int_{\zeta}^z u dz - \frac{\partial S_0}{\partial y} \int_{\zeta}^z v dz. \quad (8)$$

Турбулентные потоки тепла и солей в квазиоднородном слое, как видно из этих уравнений, в общем случае не являются линейной функцией вертикальной координаты ( $z$ ), как это имеет место при использовании предположения о горизонтальной однородности полей температуры и солености. Впрочем, линейность потоков сохраняется, если скорости течений в квазиоднородном слое не зависят от  $z$ .

Подставляя уравнения (7) и (8) в соотношение (5), с учетом уравнений (1)–(4) после некоторых преобразований находим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} = & \frac{1}{\alpha(T_0 - \bar{T}) - \beta(S_0 - \bar{S})} \left\{ \underbrace{-\alpha \frac{q_0^T}{c_p \rho_0} + \beta \frac{q_0^S}{\rho_0}}_I + \underbrace{\frac{2(G-D)}{gh}}_{II} - \right. \\ & \underbrace{-(H-h) \left( \alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} - \beta \frac{\partial \bar{S}}{\partial t} \right)}_{III} - \underbrace{\left( \alpha \frac{\partial T_0}{\partial x} - \beta \frac{\partial S_0}{\partial x} \right) \left( \int_{\zeta}^h u dz - \right)}_{IV} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{2}{h} \int_{\zeta}^h dz \int_{\zeta}^h u dz \Big) - \left( \alpha \frac{\partial T_0}{\partial y} - \beta \frac{\partial S_0}{\partial y} \right) \left( \int_{\zeta}^h v dz - \frac{2}{h} \int_{\zeta}^h dz \int_{\zeta}^h v dz \right) - \\
& \underbrace{- \frac{\partial}{\partial x} \int_h^H u [\alpha (T - T_0) - \beta (S - S_0)] dz - \frac{\partial}{\partial y} \int_h^H v [\alpha (T - T_0) - \beta (S - S_0)] dz}_{\text{IV}} - \\
& \underbrace{- \beta (S - S_0)] dz}_{\text{V}} \Big\}, \quad (9)
\end{aligned}$$

где  $\bar{T} = \frac{1}{H-h} \int_h^H T dz$ ,  $\bar{S} = \frac{1}{H-h} \int_h^H S dz$  — средние температура и соленость воды в сезонном термоклине.

Диссипацию энергии турбулентности положим пропорциональной продукции, т. е.  $D = \delta G$ , а продукцию равной  $G = c v_*^3$ , где  $c$ ,  $\delta$  — коэффициенты пропорциональности,  $v_*$  — динамическая скорость.

Для расчета эволюции средних температуры и солености воды в сезонном термоклине ( $\bar{T}$ ,  $\bar{S}$ ) воспользуемся непроинтегрированными уравнениями турбулентной диффузии тепла и солей в сезонном термоклине:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k^T \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} + w \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k^S \frac{\partial S}{\partial z}. \quad (11)$$

Коэффициенты турбулентного обмена теплом и солями определим с учетом перемежающегося характера турбулентности в сезонном термоклине, как это предлагалось в работе [3].

В поставленной задаче остались неопределенными составляющие скоростей течений в квазиоднородном слое и в сезонном термоклине. Их можно определить, например, по методу, предложенному в статье [5]. Тогда система уравнений (1)–(4), (9)–(11) является замкнутой и ее можно использовать для расчета эволюции термохалинной структуры деятельного слоя океана с учетом горизонтальных переносов тепла и солей течениями.

#### IV. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

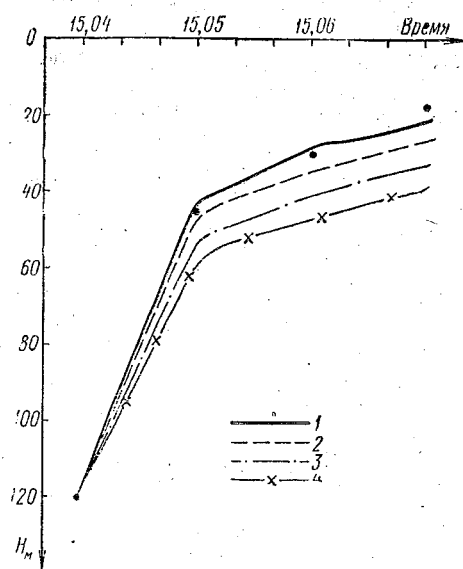
Обратимся к эволюционному уравнению для расчета толщины квазиоднородного слоя  $h$  (9). Если в нем сделать допущения о го-

ризонтовой однородности полей температуры и солености, то уравнение (9) сводится к формуле, полученной нами ранее в рамках одномерной модели [3].

Первые две группы членов характеризуют локальные механизмы, формирующие квазиоднородный слой, т. е. тепло- и массообмен океана и атмосферы (I), а также динамическое воздействие ветра (II). Третья группа учитывает изменение термохалинных условий в сезонном термоклине (III). Четвертая и пятая — отражают влияние на толщину квазиоднородного слоя горизонтальных переносов тепла и солей течениями в квазиоднородном слое (IV) и в сезонном термоклине (V).

Реализация сформулированной модели, совместно с расчетами течений, для большой акватории представляет собой чрезвычайно сложную задачу, требующую проведения большого количества вычислений. В данной работе мы ограничивались расчетами лишь по одной точке (ст. «November» с координатами  $\varphi = 30^\circ N$ ,  $\lambda = 140^\circ W$ ). При этом горизонтальные градиенты температуры и солености воды, а также характеристики течений задавались из атласа [1].

Проведенные модельные эксперименты позволили оценить влияние отдельных действующих факторов на эволюцию термохалинной структуры верхнего слоя океана. Анализ их показал, что адвекция тепла и солей, как и предполагалось, играет существенную роль в формировании толщины квазиоднородного слоя (см. рисунок), его температуры и солености. Удалось также разделить влияние адвекции в квазиоднородном слое и в сезонном термоклине на эволюцию  $h$ . Причем роль первой оказалась более важной. Поскольку крупномасштабная адвекция, задаваемая в расчетах, является постоянно действующим фактором, пренебрежение ею влечет за собой ошибки в расчете толщины верхнего перемешанного слоя, которые возрастают со временем и становятся сравнимыми с самой толщиной этого слоя уже спустя два-три месяца после начала вычислений.



Толщина квазиоднородного слоя.  
● — наблюдаемая; 1 — рассчитанная по полной модели; 2 — рассчитанная с учетом членов I, II, III, IV группы; 3 — рассчитанная с учетом членов I, II, III, V группы; 4 — рассчитанная с учетом членов I, II, III группы

Таким образом, при расчетах характеристик термохалинного состояния деятельного слоя для большой акватории и на длительное время представляется необходимым учитывать горизонтальные переносы тепла и солей течениями.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас океанов. Тихий океан. Л., ГУНМО МО, 1974. 306 с.
2. Калацкий В. И. Моделирование вертикальной термической структуры деятельного слоя океана. Л., Гидрометеиздат, 1978, с. 185—199.
3. Карлин Л. Н., Ключков Е. Ю. Моделирование годового хода температуры и солености воды в деятельном слое океана. — Межведомственный сб. Ленинградского гидромет. ин-та, 1979, вып. 71, с.
4. Крейман К. Д., Карлин Л. Н. Лабораторное моделирование термической структуры океана. — «Океанология», 1979, т. 29, вып. 1, с. 49—52.
5. Райгородский В. М. Трехмерная модель непроникающей конвекции. — См. настоящий сборник.

В. М. РАЙГОРОДСКИЙ (ЛГМИ)

### ТРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ НЕПРОНИКАЮЩЕЙ КОНВЕКЦИИ

Известно, что основные закономерности формирования и эволюции структуры верхнего слоя океана или моря описываются локальными моделями. Вместе с тем очевидно, что по мере увеличения пространственно-временных масштабов изменчивости изучаемой структуры все большее значение приобретает учет трехмерного характера процессов, влияющих на нее. В частности, появляется необходимость изучения горизонтальных переносов плотностных неоднородностей крупномасштабными течениями.

Для детального и эффективного рассмотрения роли этого процесса в термохалинном режиме моря ограничимся описанием наиболее простого из локальных механизмов вертикального перемешивания — непроникающей конвекции в период охлаждения. В рамках такого описания мы будем предполагать в каждой точке моря существование перемешанного верхнего квазигомогенного слоя (ВКС) толщиной  $h$  с постоянной плотностью по вертикали  $\rho_s$ .

Конвективное перемешивание, вызванное потоком массы из атмосферы в океан, постоянно увеличивает  $h$  и  $\rho_s$ , причем в каждый момент времени проникновение ВКС вглубь заканчивается, как только  $\rho_s$  достигает плотности окружающей воды. Таким образом, профиль плотности ниже ВКС остается во времени постоянным (замороженным). Задавая такой профиль в начальный момент времени, мы получаем уравнение связи, выполняющееся в период конвекции:

$$\rho_s = f(h). \quad (1)$$

Рассмотрим теперь в пределах ВКС от  $\xi$  до  $h$  (где  $z = \xi(x, y)$  — рельеф свободной поверхности) систему уравнений движения, неразрывности и диффузии плотности:

$$\frac{\partial \tau_x}{\partial z} + \rho_0 f V - k \rho_0 U = \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \tau_y}{\partial z} - \rho_0 f U - k \rho_0 V = \frac{\partial P}{\partial y}, \quad (3)$$

$$-\rho_s g = \frac{\partial P}{\partial z}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + U \frac{\partial \rho_s}{\partial x} + V \frac{\partial \rho_s}{\partial y} + W \frac{\partial \rho_s}{\partial z} = \frac{\partial M}{\partial z}, \quad (6)$$

система координат декартовая правая (ось  $x$  направлена на восток,  $y$  — на север,  $z$  — вертикально вверх), начало координат — на невозмущенной поверхности моря,  $k$  — параметр, описывающий боковое трение,  $\vec{\tau}$  ( $\tau_x, \tau_y$ ),  $M$  — вертикальные турбулентные потоки импульса и массы.

Проинтегрируем систему (2) — (6) в переменных пределах ВКС при следующих граничных условиях:

$z = \xi$   $M = M_0$  — поток массы через поверхность из атмосферы в океан,

$\left. \begin{array}{l} \tau_x = \tau_{0x} \\ \tau_y = \tau_{0y} \end{array} \right\}$  — касательное напряжение ветра на поверхности,

$P = P_0$  — атмосферное давление.

$$M = 0; \tau_x = \tau_y = 0.$$

После несложных преобразований проинтегрированных уравнений (2) — (5) можно получить формулы для интегрального переноса в ВКС:

$$S'_x = \left[ -h \left( f \frac{\partial P_0}{\partial x} - k \frac{\partial P_0}{\partial y} \right) - g \rho_0 h \left( f \frac{\partial \zeta}{\partial x} - k \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) + \right. \\ \left. + 0,5 g h^2 \left( f \frac{\partial \rho_s}{\partial x} - k \frac{\partial \rho_s}{\partial y} \right) - (f \tau_{0x} - k \tau_{0y}) / [\rho_0 (f^2 + k^2)] \right], \quad (7)$$

$$S'_y = \left[ h \left( k \frac{\partial P_0}{\partial x} + f \frac{\partial P_0}{\partial y} \right) + g \rho_0 h \left( k \frac{\partial \zeta}{\partial x} + f \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) - \right. \\ \left. - 0,5 g h^2 \left( k \frac{\partial \rho_s}{\partial x} + f \frac{\partial \rho_s}{\partial y} \right) + (k \tau_{0x} + f \tau_{0y}) / [\rho_0 (f^2 + k^2)] \right]. \quad (8)$$

В этих уравнениях использованы обозначения:

$$S'_x = \int_h^\xi u dz, \quad S'_y = \int_h^\xi v dz.$$

Уравнение (6) после интегрирования примет вид:

$$-h \frac{\partial \rho_s}{\partial t} + S'_x \frac{\partial \rho_s}{\partial x} + S'_y \frac{\partial \rho_s}{\partial y} = M_0. \quad (9)$$

Система уравнений (1), (7)–(9) является незамкнутой из-за наличия в ней пятого — неизвестного — рельефа уровенной поверхности  $\zeta$ . Если каким-либо образом замкнуть эту систему, то ее можно использовать для определения  $\rho_s$  и  $h$ . Первая простейшая возможность замыкания — использование приближения «твердой крышки» (пренебрежения наклонами уровенной поверхности).

Мы исследовали применимость этого приближения для рассматриваемой задачи, рассчитав осенне-зимнюю конвекцию в Северной Атлантике. Оказалось, что в приближении «твердой крышки» система (1), (7)–(9) недооценивает влияние на эволюцию ВКС крупномасштабных океанических течений типа Гольф-стрима, Лабрадорского, Ирмингера и т. д., поскольку эти постоянные течения связаны с наклонами уровенной поверхности и мало зависят от быстрой эволюции поля атмосферного давления.

Таким образом, чтобы рассчитать правильно роль горизонтальных переносов тепла и солей течениями, необходимо находить рельеф уровенной поверхности. Этот рельеф связан, естественно, не столько с циркуляцией в пределах ВКС, описываемой уравнениями (7), (8), сколько с интегральной циркуляцией всей толщи моря. Эту циркуляцию можно рассчитать, исходя из следующей системы уравнений:

$$-\frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \frac{\partial \tau_x}{\partial z} + f\rho V - k\rho U = \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (10)$$

$$-\frac{\partial(\rho V)}{\partial t} + \frac{\partial \tau_y}{\partial z} - f\rho U - k\rho V = \frac{\partial P}{\partial y}, \quad (11)$$

$$g\rho = -\frac{\partial P}{\partial z}, \quad (12)$$

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho W)}{\partial z} = 0. \quad (13)$$

Система (10)–(13) интегрированием от дна моря  $H$  до  $\zeta$  преобразуется к виду:

$$-\frac{\partial S_x}{\partial t} + \tau_x + fS_y - kS_x = \frac{\partial}{\partial x} \int_H^\zeta P dz - \frac{\partial \zeta}{\partial x} P_0 + \frac{\partial H}{\partial x} P_H, \quad (14)$$

$$-\frac{\partial S_y}{\partial t} + \tau_y - fS_x - kS_y = \frac{\partial}{\partial y} \int_H^\zeta P dz - \frac{\partial \zeta}{\partial y} P_0 + \frac{\partial H}{\partial y} P_H, \quad (15)$$

$$-g \int_H^{\xi} \rho dz = P_0 - P_H, \quad (16)$$

$$\frac{\partial S_x}{\partial x} + \frac{\partial S_y}{\partial y} = 0, \quad (17)$$

где введены:

$$S_x = \int_H^{\xi} \rho U dz,$$

$$S_y = \int_H^{\xi} \rho V dz.$$

Уравнение (17) позволяет ввести скалярную функцию полных потоков  $\psi$  выражениями:

$$S_y = \frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad S_x = -\frac{\partial \psi}{\partial y}.$$

Проделив с уравнениями (14), (15) операцию вихря, получим в пренебрежении малыми членами следующее уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\Delta \psi) + k \Delta \psi + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = \text{rot}_z \tau + \frac{\partial H}{\partial x} \left( \frac{\partial P_0}{\partial y} + g \int_H^0 \frac{\partial \rho}{\partial x} dz + \right. \\ \left. + g \rho_s \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) + \frac{\partial H}{\partial y} \left( \frac{\partial P_0}{\partial x} + g \int_H^0 \frac{\partial \rho}{\partial y} dz + \rho_s g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right). \end{aligned} \quad (18)$$

Интегрируя уравнения (10), (11) и пренебрегая малыми членами в правых частях полученных уравнений, можно выразить  $\frac{\partial \zeta}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial \zeta}{\partial y}$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial x} = \frac{1}{\rho_s g H} \left( g \int_H^0 dz \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial x} dz - H \frac{\partial P_0}{\partial x} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial t} - \right. \\ \left. - \tau_x - f \frac{\partial \psi}{\partial x} - k \frac{\partial \psi}{\partial y} \right), \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial y} = \frac{1}{\rho_s g H} \left( g \int_H^0 dz \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial y} dz - H \frac{\partial P_0}{\partial y} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial t} - \right. \\ \left. - \tau_y - f \frac{\partial \psi}{\partial y} + k \frac{\partial \psi}{\partial x} \right). \end{aligned} \quad (20)$$

Подставляя выражения (19) и (20) в уравнение (18), получим после преобразований:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \Delta \psi - \frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + k \Delta \psi + \frac{\partial \psi}{\partial x} \left( \beta - \frac{k}{H} \frac{\partial H}{\partial x} - \right. \\ \left. - \frac{f}{H} \frac{\partial H}{\partial y} \right) + \frac{\partial \psi}{\partial y} \left( \frac{f}{H} \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{k}{H} \frac{\partial H}{\partial y} \right) = \text{rot}_z \tau + \frac{\partial H}{\partial x} \left( g \frac{\partial}{\partial y} \int_H^0 \rho dz + \right. \\ \left. + \frac{g}{H} \frac{\partial}{\partial y} \int_H^0 dz \int_z^0 \rho dz - \frac{\tau_y}{H} \right) - \frac{\partial H}{\partial y} \left( g \frac{\partial}{\partial x} \int_H^0 \rho dz + \right. \\ \left. + \frac{g}{H} \frac{\partial}{\partial x} \int_H^0 dz \int_z^0 \rho dz - \frac{\tau_x}{H} \right). \quad (21) \end{aligned}$$

Зададим для уравнения (21) начальные и граничные условия:

$$\psi|_{t=0} = \psi_0(x, y),$$

$$\psi|_{\Gamma} = \psi_{\Gamma}(t).$$

На твердых границах  $\psi_{\Gamma}(t) = \text{const}$ , на жидких —  $\psi_{\Gamma}$  задается по данным о расходах воды.

Введем в (21) обозначения:

$$-\frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial x} = a; -\frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial y} = b; \beta - \frac{k}{H} \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{f}{H} \frac{\partial H}{\partial y} = a_1;$$

$$\frac{f}{H} \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{k}{H} \frac{\partial H}{\partial y} = b_1;$$

$$\begin{aligned} F = \text{rot}_z \tau + \frac{\partial H}{\partial x} \left( g \frac{\partial}{\partial y} \int_H^0 \rho dz + \frac{g}{H} \frac{\partial}{\partial y} \int_H^0 dz \int_z^0 \rho dz - \frac{\tau_y}{H} \right) - \\ - \frac{\partial H}{\partial y} \left( g \frac{\partial}{\partial x} \int_H^0 \rho dz + \frac{g}{H} \frac{\partial}{\partial x} \int_H^0 dz \int_z^0 \rho dz - \frac{\tau_x}{H} \right), \end{aligned}$$

тогда уравнение (21) примет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \Delta \psi + a \frac{\partial \psi}{\partial x} + b \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + k \Delta \psi + a_1 \frac{\partial \psi}{\partial x} + b_1 \frac{\partial \psi}{\partial y} = F. \quad (22)$$

Вводя новую переменную  $\varphi = \Delta\psi$ , получим вместо уравнения (22) систему:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \varphi + a \frac{\partial \psi}{\partial x} + b \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + k\varphi + a_1 \frac{\partial \psi}{\partial x} + b_1 \frac{\partial \psi}{\partial y} = F, \quad (23)$$

$$\Delta\psi = \varphi. \quad (24)$$

Задача Дирихле для уравнения Пуассона (24) решается алгоритмом матричной прогонки, для которого нами составлена специальная алгол-процедура. Уравнение (23) решается относительно функции  $\varphi$  по полуявной схеме

$$\begin{aligned} \varphi^{n+1} = & \frac{2 - k\Delta t}{2 + k\Delta t} \varphi^n + \frac{2a - a_1\Delta t}{2 + k\Delta t} \varphi_x^n + \frac{2b - b_1\Delta t}{2 + k\Delta t} \varphi_y^n + \frac{2\Delta t}{2 + k\Delta t} F^{n+\frac{1}{2}} - \\ & - \left[ \frac{2a + a_1\Delta t}{2 + k\Delta t} \varphi_x^{n+1} + \frac{2b + b_1\Delta t}{2 + k\Delta t} \varphi_y^{n+1} \right], \end{aligned} \quad (25)$$

$$\psi_x = \frac{\psi_{i,j+1} - \psi_{i,j-1}}{2\Delta x}; \quad \psi_y = \frac{\psi_{i+1,j} - \psi_{i-1,j}}{2\Delta y},$$

с итерациями по  $\varphi_x^{n+1}$ ,  $\varphi_y^{n+1}$ .

По изложенной модели были произведены пробные расчеты для акватории Баренцева моря.

Предварительно для получения начальных полей  $\varphi$  и  $\psi$  решалась задача на установление с начальными условиями  $\varphi = 0$  и  $\psi = 0$ .

Поле  $\psi$  приспособливается к заданному трехмерному полю плотности при заданном сглаженном рельефе дна и распределении атмосферного давления приблизительно через пять-шесть суток. Полученные установившиеся поля  $\psi$  и  $\varphi$  использовались для дальнейшего расчета в качестве начальных. Далее задавалось новое поле атмосферного давления и с шагом в сутки рассчитывалось по изложенной выше схеме поле  $\psi$ , затем по этому полю — наклоны уровенной поверхности, компоненты полных потоков в ВКС, после чего — плотность ВКС из уравнения (9).

При этом поле  $h$  бралось с предыдущего шага по времени. Вычисления на каждом временном шаге заканчивались определением нового поля  $h$ .

Результаты расчетов на одну неделю сентября 1976 г. представлены на рисунках (1) — (3).

Рассчитанное начальное поле  $\psi_0$  (рис. 1 а) в целом отражает реальные особенности интегральной циркуляции моря. Полученное в результате счета поле  $\psi$  (рис. 1 б) оказалось существенно перестроенным под влиянием изменившихся полей атмосферного давления и плотности. Значительная интенсификация течений в восточной и северо-восточной частях моря вызвана обостренными градиентами атмосферного давления над этими районами. Модельный расчет без учета градиентов давления (рис. 2 б) не

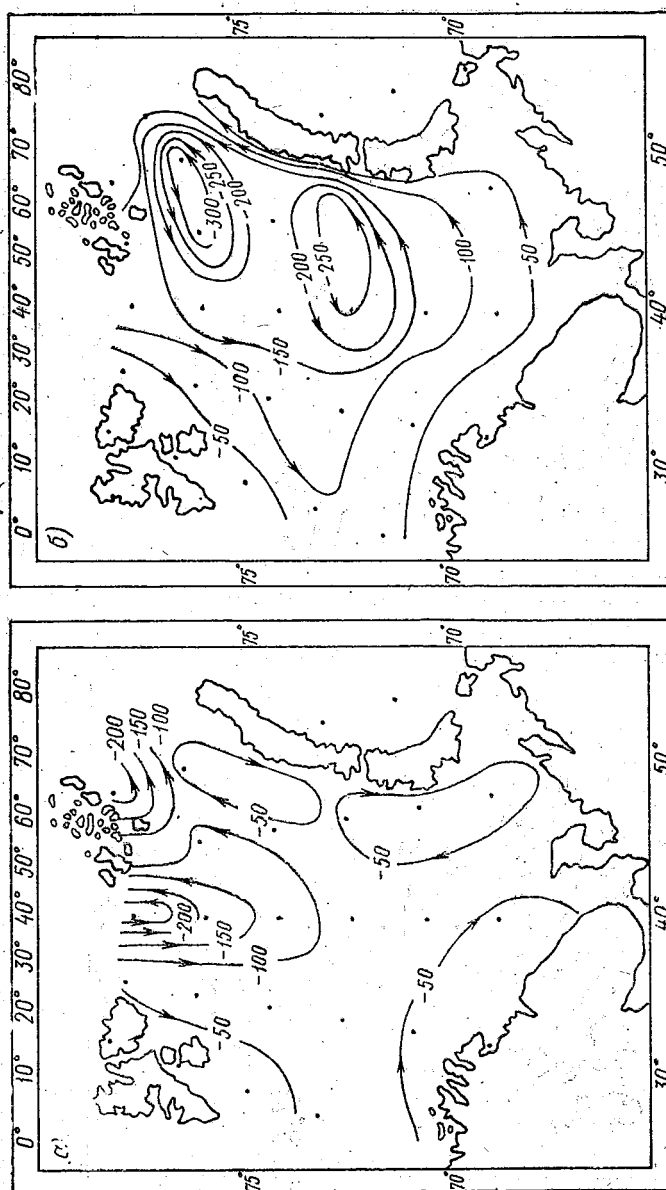


Рис. 1. Интегральная функция полных потоков ( $\psi \times 10^{-8}$ ):  
 а) установившееся поле на 1 сентября (начальное), б) рассчитанное поле на 7 сентября.

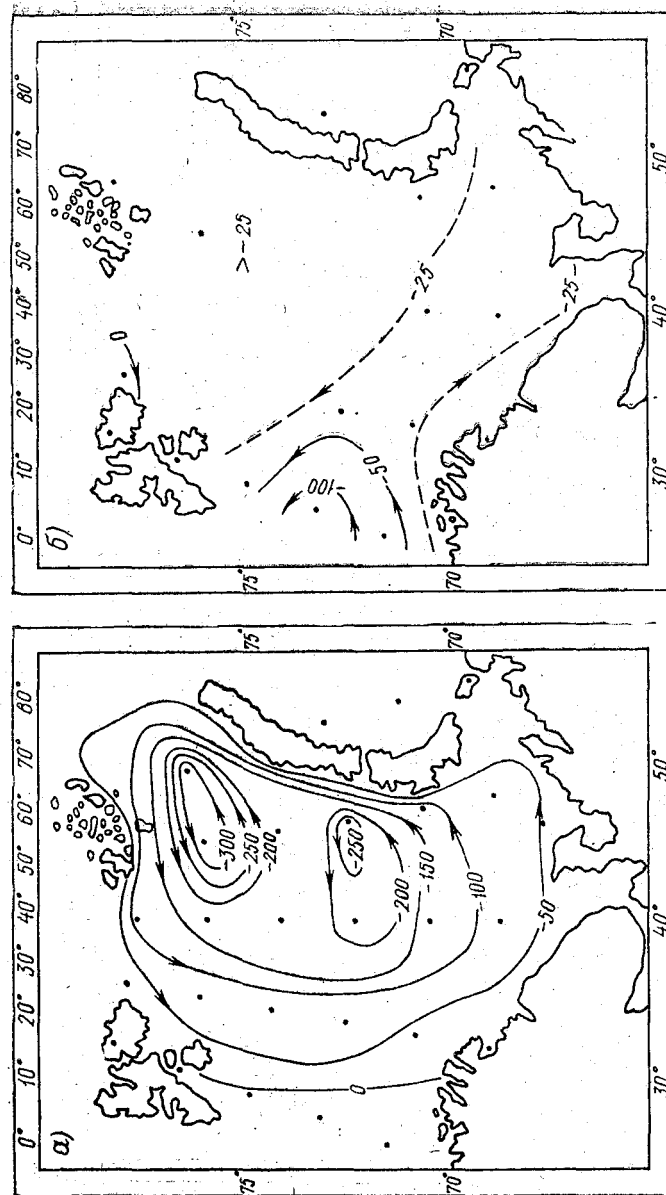


Рис. 2. Интегральная функция полных потоков ( $\psi \times 10^{-9}$ ):  
 а) с искусственно замкнутыми границами, б) при отсутствии горизонтальных градиентов атмосферного давления.

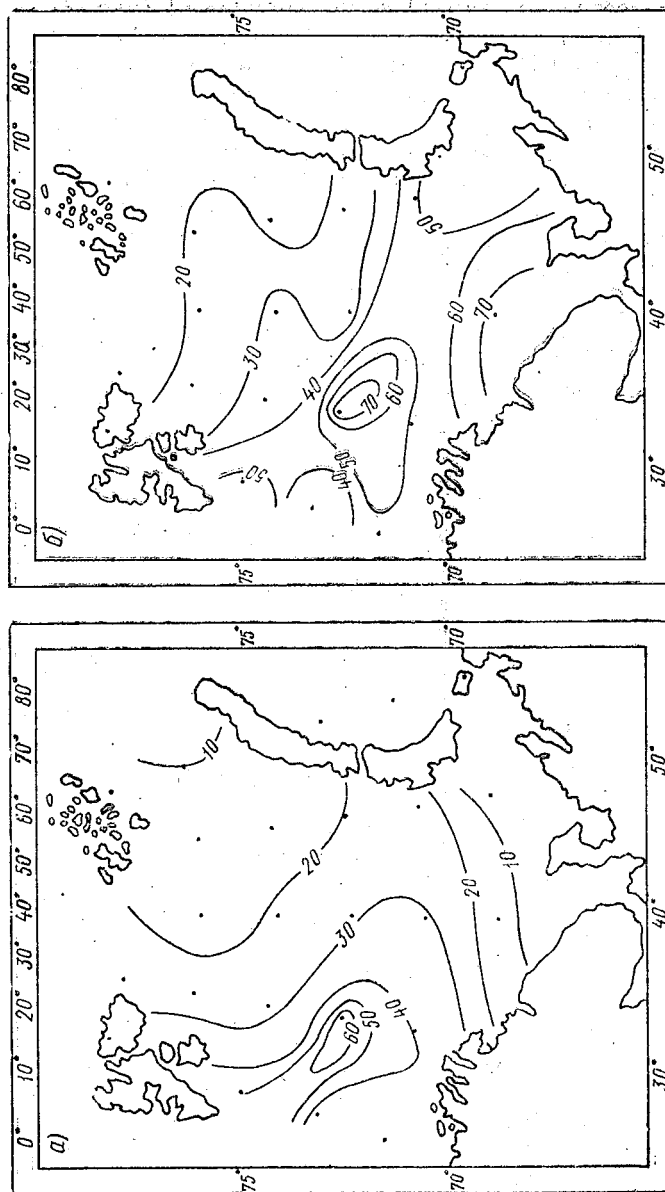


Рис. 3. Толщина квазиоднородного слоя:  
а) исходная на 1 сентября, б) рассчитанная на 7 сентября.

дает никакой интенсификации. На юге и западе моря в условиях расчета циркуляция определяется в основном структурой поля плотности и расходами через западную границу. Модельные расчеты с искусственно замкнутыми границами (рис. 2а) также подтверждают этот вывод. Рассчитанное поле толщины ВКС в отдельных точках увеличилось слишком резко (рис. 3), по-видимому, потому, что поток массы искусственно был несколько завышен (это делалось намеренно для обеспечения гарантированного увеличения толщины ВКС во всех точках области).

Анализируя результаты пробных расчетов в целом, можно сделать вывод, что модель после некоторой доработки может быть использована для имитации осенне-зимней эволюции гидрологической структуры на акватории моря.



В. Г. БУХТЕЕВ, Н. Л. ПЛИНК (ЛГМИ)

### ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ В ЦЕЛЯХ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЦУНАМИ ПРИ РЕАЛЬНОМ РЕЛЬЕФЕ ДНА

Волны цунами нередко представляют собой стихийное бедствие, что вызывает внимание к этому явлению в ряде стран, главным образом в бассейне Тихого океана. В практическом плане существует две проблемы: совершенствования службы оперативного оповещения об угрозе цунами и районирования побережья по цунамиопасности. Для обеих этих проблем принципиально важно оценивать трансформацию волны при ее распространении от очага к берегу. В последние годы обобщены все данные фактических наблюдений над цунами в Тихом океане [4]. Однако наблюдений мало, особенно инструментальных, поэтому на их основе нельзя составить схему цунамирайонирования Курило-Камчатской зоны.

В связи с интенсивным развитием гидродинамической теории длинных волн, численных методов и ЭВМ эффективным средством исследования волн цунами стали математические модели. Использование математических моделей позволяет проводить численные эксперименты с различным набором исходных параметров, таких как форма и ориентация очага, условия на границе, учитывать реальную морфометрию. Сопоставление результатов численных экспериментов позволяет получить не только количественные оценки характеристик трансформации волны, но и исследовать физические процессы, определяющие характер трансформации.

В течение десяти лет в ЛГМИ используются разные математические модели в целях исследования изменения параметров цунами под влиянием различной морфометрии бассейна, оценки роли различных физических процессов и факторов трансформации; получения прикладных результатов для районирования Курило-Камчатской зоны.

#### 1. Одномерная модель теории мелкой воды

Численно решалась система уравнений

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{Q^2}{H} \right) + gH \frac{\partial \xi}{\partial x} + \lambda b Q = 0, \quad (1)$$

$$b \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0,$$

где  $b$  — ширина рефракционной трубки,  $Q$  — расход,  $\xi$  — возмущение уровня,  $H$  — сечение трубки,  $\lambda$  — коэффициент трения.

В качестве начальных условий задавалось исходное возмущение уровня в очаге  $\xi_0(x)$  в пределах каждой рефракционной трубки. Граничные условия были следующими: у берега (на 10-метровой изобате)  $Q=0$ , на мористом конце трубки  $Q=\xi b \sqrt{gH_0}$  (свободный уход волны). Начальное возмущение  $\xi_0(x)$  задавалось однородным образом для всех 59 трубок в виде положительной полусинусоиды высотой 2 м, что соответствует цунами большой интенсивности. В плане очаг располагался в цунамигенной зоне вдоль западного склона Курило-Камчатской глубоководной впадины от Авачинского залива до о. Итуруп. Сложная реальная морфометрия Курило-Камчатской зоны определила значительную изменчивость параметров цунами: высот, длин, характера волнового цуга. Период волн также достаточно изменчив (12—25 мин). В результате моделирования выявлены главные факторы трансформации волны, которые общие для всей зоны, но их роль неодинакова в различных частях зоны. К таким факторам относятся: рефракция, эффект Грина, отражение (сосредоточенное и «размазанное»), сложение прямых и отраженных волн. Анализ результатов расчетов показал, что высоты по Грину повсеместно превышают высоты по модели (1) в среднем на 30—50%. Вследствие рефракции имеет место подобие распределения высот  $\xi_r$  и  $\xi_{(1)}$  вдоль зоны. Отражение приводит к потерям энергии волной в пределах 45—75% (т. е. к весьма значительным). Существуют участки зоны с сильным и слабым сосредоточенным отражением, характер сложения в них прямых и отраженных волн принципиально различен, что приводит к двум, весьма различным типам  $\xi(t)$  у берега (варианты свободного истечения энергии с шельфа и улавливания энергии шельфом).

В результате использования одномерной модели составлена предварительная схема районирования зоны по высотам и периодам цунами. Изменчивость высот от 1 до 7 метров (на 10-метровой изобате).

Расчеты по уравнениям (1) были дополнены расчетами амплитудно-частотных характеристик для всех трубок, что позволило количественно оценить частотные свойства реального шельфа и возможность резонансного усиления волн цунами. На основе этого получена форма гипотетического «максимально опасного» очага цунами.

Важным результатом использования модели (1) является вывод о том, что для реального рельефа дна Курило-Камчатской зоны до глубин 10—20 м все виды нелинейности не существенны.

## 2. Двумерная модель теории мелкой воды

Двумерная модель не требует предварительного построения рефракционных трубок, кроме того, она учитывает поперечные колебания. В этом смысле двумерная модель более универсальна и пригодна для участков со сложным начертанием береговой линии (заливов и проливов):

$$\begin{aligned}\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{U^2}{H} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{UV}{H} \right) &= fV - gH \frac{\partial \xi}{\partial x} - \lambda U \sqrt{\frac{U^2 + V^2}{H^4}}, \\ \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{V^2}{H} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{UV}{H} \right) &= -fU - gH \frac{\partial \xi}{\partial x} - \lambda V \sqrt{\frac{U^2 + V^2}{H^4}}, \\ \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} &= 0,\end{aligned}\quad (2)$$

где  $U, V$  — слагающие потока,  $f$  — параметр Кориолиса,  $H = H_0 + \xi$ ,  $H_0$  — глубина.

В начальный момент задается исходное возмущение уровня в области очага  $\xi = \xi_0(x, y)$ . На твердых границах области принято условие непротекания  $v_n = 0$ , на жидких — либо непротекание, либо свободный уход волны. Модель (2) была применена для воспроизведения реального случая цунами у берегов Японии [1]. Это цунами известно под названием Ниигатского цунами 1964 г. Выбор именно этого случая цунами связан с тем, что для Ниигатского цунами имеются сведения о характере начального возмущения водной поверхности, полученные на основании данных об остаточной деформации морского дна. Задание при численном моделировании Ниигатского цунами начального возвышения уровня, близкого к реальному, позволило провести сравнение результатов расчетов с имеющимися данными наблюдений. Из общего описания Ниигатского цунами известно, что в районе, непосредственно прилегающем к зоне очага, максимальной была первая волна, пришедшая через 10—20 мин после толчка, что соответствует расчету. Кроме того, по данным наблюдений в работе [5] колебания уровня характеризуются двумя основными периодами — 20 и 40—50 мин. Расчетные величины периодов также можно объединить в две группы с периодами 20—24 мин. и 30—38 мин. Результат сопоставления высот волн на изобате 10 м с величинами высоты затопления берега показан на рис. 1. Учитывая приближенность задания формы начального возмущения, использование для сравнения величины заплеска и вероятные ошибки наблюдений, можно считать, что полученный коэффициент корреляции (порядка 0,7) для совокупности прибрежных мареографных точек оказался достаточно высоким.

Для анализа характера распространения и трансформации исходного возмущения удобнее использовать возвышение уровня более простой формы. Результаты численного моделирования по-

казывают, что неоднородность морфометрии приводит к более быстрому растеканию исходного возмущения в северной части расчетной области и рефракционному развороту волны при выходе ее в зону шельфа. Высота волны при подходе к изобате 10 м увеличивается по сравнению с исходной в полтора-два раза. Близость очага от берега и достаточно простая конфигурация береговой черты определяет существенную зависимость величин подъемов уровня от вида исходного возмущения. Отражение от берега в условиях «косого» подхода волны, вызванного влиянием рефракции, приводит к частичному захвату волновой энергии и появлению составляющих потока, направленных вдоль берега. Образование вдольбереговых потоков проявляется, в частности, в том, что после отражения исходная волна разбивается на три части: одна уходит от берега в сторону больших глубин, а две другие распространяются вдоль побережья на север и на юг.

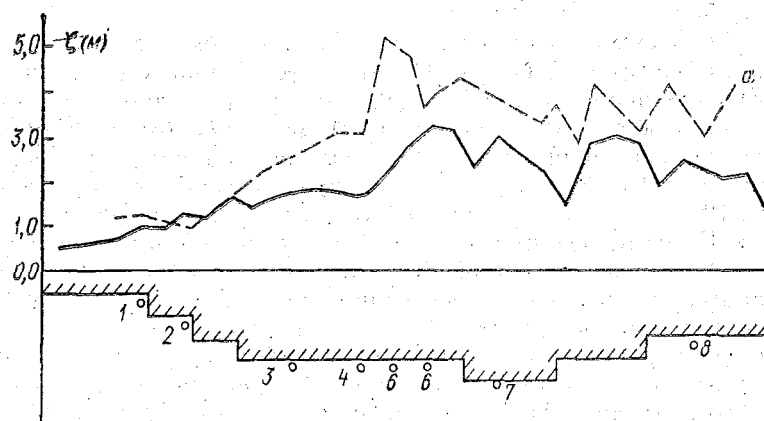


Рис. 1. Распределение высот наводнения (наблюдения — а) и высот волн (расчет — б) вдоль побережья, полученное для случая Нингатского цунами 1964 г.: 1 — 8 — номера расчетных точек.

Задание в очаге цунами возмущения простой куполообразной формы является идентичной форме начального возмущения, использовавшейся при электро моделировании, также проводившемся в ЛГМИ для условий, близких к условиям Нингатского цунами [3]. Поэтому в методическом отношении определенный интерес представляет сопоставление результатов полученных с помощью различных методов исследования. Сходство основных результатов, отмеченное при таком сопоставлении, является косвенным подтверждением правильности полученных выводов.

Опробованная при расчете реального случая цунами двумерная численная математическая модель была использована для

прогнозирования изменения параметров волн цунами в ряде других районов со сложными очертаниями береговой линии. В частности, расчеты, направленные на цунамирайонирование побережья, были выполнены для важного в практическом отношении района Камчатского залива. Расчеты проводились для однотипных с одномерными расчетами условий «обобщенного очага». Поэтому отличительной особенностью расчетов, выполненных для Камчатского залива, является значительная удаленность зоны очага от берега. Расчет распространения волны от «обобщенного очага» до изобаты 10 м осуществляется в два этапа. Результаты, полученные на крупной сетке ( $\Delta x = 2$  мили), были использованы для задания начальных условий при продолжении расчета по более мелкой сетке ( $\Delta x = 1$  мили).

Результаты расчетов показали, что характер распространения волн в Камчатском заливе определяется наличием существенного влияния рефракции, приводящей к заметным искажениям плановой формы начального возмущения. Волна, имеющая в начальный момент прямолинейный фронт, при входе в залив принимает форму «подковы». Дальнейшее искривление фронта волны приводит к тому, что в северной части залива волна разворачивается на  $90^\circ$  и входит в бухту, образованную полуостровом Камчатским практически под прямым углом (рис. 2). За счет эффекта сужения берегов подъемы уровня в районе г. Усть-Камчатска, расположенного в вершине бухты, превышают подъемы уровня на входе в залив более чем в три раза. Волна к Усть-Камчатску из зоны «обобщенного очага» приходит через 17 мин после начала ее распространения, максимум первого гребня — через 24 мин. Однако первая волна не является максимальной. Заблаговременность обнаружения цунами по мареографным наблюдениям на южной оконечности п-ова Камчатского составляет величину порядка 10 мин.

Дополнительные расчеты, связанные с изучением влияния ориентации очага, показали, что процесс формирования колебаний уровня в Усть-Камчатской бухте обусловлен главным образом характером возникающих вторичных колебаний, формирующихся под влиянием местных особенностей береговой черты и рельефа дна. Влияние очага, в частности его ориентация, оказывается малосущественным. Мареограммы для точек, расположенных в Усть-Камчатской бухте, полученные для различных вариантов подхода волны, имеют сходный вид. В южной открытой части залива влияние условий образования начального возмущения значительно увеличивается.

Схема районирования побережья Камчатского залива, полученная путем использования математической модели, описывающей двумерное распространение длинной волны, связана с одномерной схемой однородным характером задания «обобщенного очага» и является, таким образом, ее естественным дополнением.

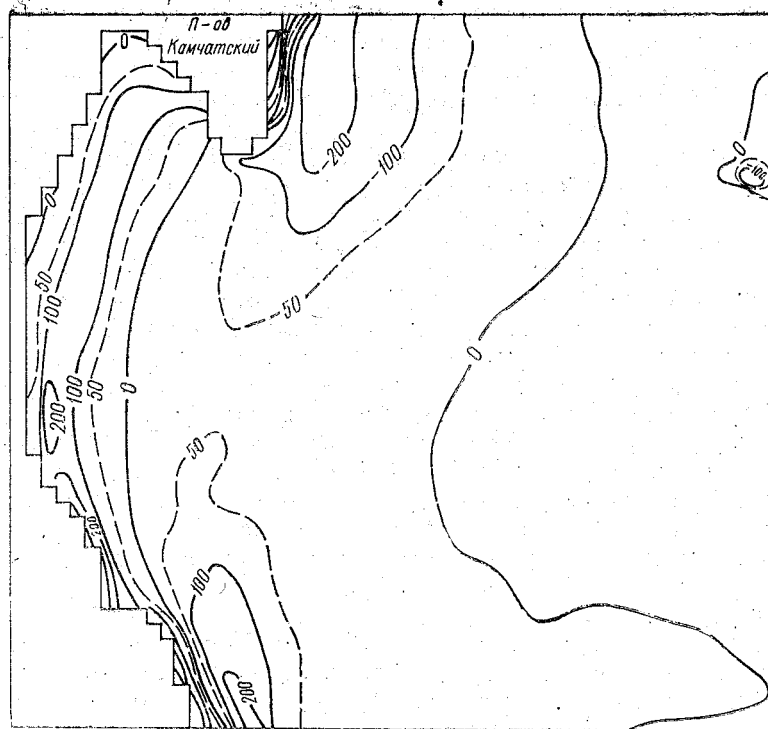


Рис. 2. Распространение волны в Камчатском заливе ( $T = 15$  мин).

### 3. Математическое моделирование заливания сухого берега

В непосредственной близости от берега, особенно при выходе волны на сухой берег, трение и нелинейные эффекты, влияние которых на мелководье возрастает, могут приводить к обрушению волны и образованию бора, что делает невозможным использование для расчетов заливания берега дифференциальных уравнений мелкой воды. Существует ряд методов расчета распространения прерывных волн типа бора. Математическая модель, используемая нами для расчетов выхода волны на сухой берег, основана на применении уравнений Сен-Венана, записанных в форме законов сохранения массы и импульса. Методика и алгоритм такого расчета были разработаны в институте Гидропроект В. М. Лятхером и А. Н. Милитеевым [2]. Исходные уравнения имеют вид:

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

$$\oint_{\Gamma} H dx - u H dt = \iint_R v dR, \quad (3)$$

где  $\Gamma$  — любой замкнутый контур в плоскости  $x, t$  с площадью  $R$ ;  $u$  — осредненная по поперечному сечению продольная составляющая скорости;  $H$  — глубина воды;  $v$  — средняя вертикальная составляющая скорости;  $\alpha$  — коэффициент Буссинеска,  $\alpha = \int u_m^2 dy / u^2 H$ ;  $u_m$  — местная продольная составляющая скорости;  $i$  — тангенс угла наклона дна;  $\lambda$  — коэффициент сопротивления.

В качестве начальных условий на профиле задавались отметки невозмущенного уровня. В качестве граничного условия на движущемся урезе  $x=f(t)$  задавалось условие равенства нулю глубины потока  $H$ . Колебание уровня на морской границе ( $H=20$  м) считалось известным. Для задания изменения уровня на морской границе можно использовать мареограммы, полученные с помощью модели (1), что позволяет «состыковывать» расчеты, соответствующие различным условиям распространения волны в глубоководной и прибрежной частях профиля.

Расчеты заливания, выполненные с использованием модели (3), показали, что в зависимости от морфометрии береговой зоны и величины трения может наблюдаться как увеличение высоты волны при подходе ее к урезу, так и ее уменьшение. При характерных размерах шероховатости дна порядка 0,5—2,5 см энергогасящая способность трения проявляется в самой мелководной части профиля с глубинами, не превышающими несколько метров. Величина зоны заливания зависит от высоты волны на урезе, величины трения и уклонов дна. Изменение наклона сухого берега больше сказывается на величину заливания при сильном трении. Влияние трения проявляется интенсивнее при малых уклонах. Средняя скорость движения волны по сухому берегу зависит от трения и высоты волны при подходе к урезу и не зависит от уклона сухой части профиля.

С целью дополнения схемы цунамирайонирования оценками возможного заливания сухого берега был выполнен ряд численных экспериментов, результатом которых явилось построение номограммы для определения величины зоны заливания в зависимости от уклона дна и высоты волны, подходящей к изобате 20 м (рис. 3). Расчет в каждом конкретном эксперименте выполнялся для профиля с постоянным уклоном дна. Величина уклона менялась от одного эксперимента к другому. Подходящая волна имела форму положительной полусинусоиды, высота которой в различных вариантах расчета составляла 1, 3, 6 и 9 м. Расчеты проводились для уклонов дна от 1,5 до 25°, что соответствует удалению от точки первоначального уреза изобаты 20 м на расстояние от 750 м до 4 км. Характерный размер шероховатости дна принимался равным 2,5 см.

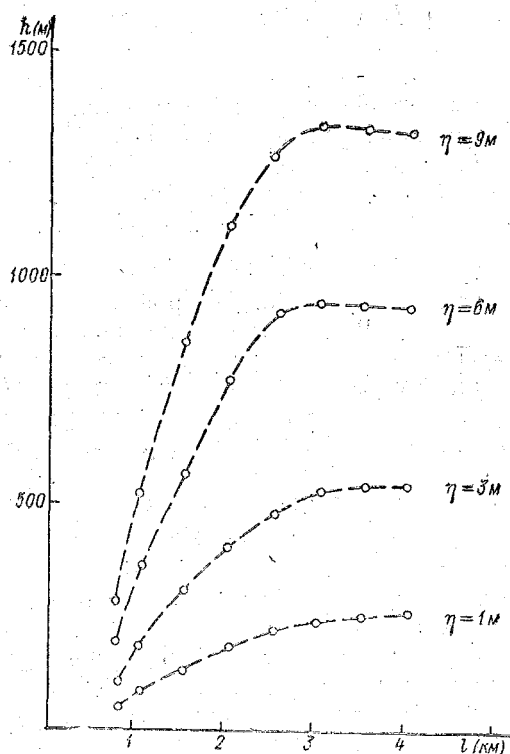


Рис. 3. Номограмма для определения величины, зоны заливания в зависимости от уклона дна и высоты волны на изобате 20 м.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бухтеев В. Г., Плиньк Н. Л. Численное моделирование реального случая цунами. — В кн.: Изучение цунами в открытом океане. М., «Наука», 1978, с. 33—34.
2. Ляхтер В. М., Милитеев А. Н. Расчет наката длинных гравитационных волн на откос. — Океанология, 1973, т. 14, № 1, вып. 1, с. 36—39.
3. Макаров В. А., Бухтеев В. Г., Усанкина Г. Е. Волны цунами при различных формах исходного возмущения (исследование на электрической модели). — В кн.: Волны цунами. Южно-Сахалинск, 1972, с. 117—134. (Тр. СахКНИИ, вып. 29).
4. Соловьев С. Л., Го Ч. Н. Каталог цунами на западном побережье Тихого океана. М., «Наука», 1974. 309 с.
5. Aida J., Kadjura K., Hatori T., Momoi T., 1964. A tsunami accompanied the Niigata earthquake of June 16 1964. vol 42, N 4, BERI Tokyo Un.

П. П. ПРОВОТОРОВ, Е. В. СОРОКИН (ЛГМИ)

### О СОСТАВЛЯЮЩИХ ЛОКАЛЬНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И СОЛЕННОСТИ ВОДЫ В ОКЕАНЕ

Наблюдающаяся изменчивость гидрофизических полей в океане обусловлена, как известно, совокупным влиянием большого числа внешних и внутренних факторов, трудно поддающихся элиминации при анализе натурных данных. Однако все многообразие процессов, формирующих суммарные изменения, можно подразделить в конечном счете на две группы, действующие в вертикальном и горизонтальном направлениях. В общем случае эти группы факторов слагаются из упорядоченных (осредненных), волновых (периодических) и турбулентных (хаотических) составляющих изменчивости, связанных с соответствующими типами движений жидких частиц.

Очевидно, что хотя бы приближенное разделение действительной (полной) изменчивости на отдельные составляющие особенно важно проводить при анализе массовой океанографической информации, получаемой стандартными приборами на многосуточных станциях и полигонах. Цель настоящей статьи заключается в обсуждении способов и результатов выделения составляющих локальной изменчивости температуры и солёности по данным гидрологических наблюдений НИС «Нерей».

Простая методика разделения суммарных колебаний полей температуры и солёности на горизонтальную и вертикальную составляющие впервые была предложена авторами работы [1], а в работе [3] она была «приспособлена», при более общих предположениях к анализу термохалинной изменчивости. Следуя [1, 3], кратко поясним методики и процедуру расчета отдельных составляющих локальных изменений  $T$  и  $S$ , уделив главное внимание интерпретации и сопоставлению результатов, полученных различными способами.

1. Согласно [1], изменение во времени температуры  $T$  и солёности  $S$  в фиксированной точке балансируется вертикальной и горизонтальной адвекцией:

$$-\frac{\partial T}{\partial t} = u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z}, \quad -\frac{\partial S}{\partial t} = u \frac{\partial S}{\partial x} + w \frac{\partial S}{\partial z}, \quad (1)$$

где все обозначения общепринятые. Представляя производные в уравнениях (1) конечными разностями, после несложных преобразований [1] получаем выражение для скорости вертикального переноса:

$$w = \frac{\frac{\Delta S}{\Delta t} \left( \frac{\Delta T_2}{\Delta z} - \frac{\Delta T_1}{\Delta z} \right) - \left( \frac{\Delta S_2}{\Delta z} - \frac{\Delta S_1}{\Delta z} \right) \frac{\Delta T}{\Delta t}}{\frac{\Delta T_1}{\Delta z} - \frac{\Delta S_2}{\Delta z} - \frac{\Delta S_1}{\Delta z} - \frac{\Delta T_2}{\Delta z}}, \quad (2)$$

где  $\Delta T_1/\Delta z$ ,  $\Delta T_2/\Delta z$  — вертикальные градиенты температуры в окрестности горизонта  $z$  в предшествующий и данный моменты времени (аналогично и для солёности);  $\Delta T/\Delta t = (T_2 - T_1)/(t_2 - t_1)$  — изменение температуры (аналогично и солёности) на данном горизонте за промежуток времени  $\Delta t$ .

Располагая данными наблюдений на многосуточной станции, по формуле (2) можно определить оценки вертикальной скорости  $w$  на каждом горизонте и на каждый момент времени  $t_i$ , а затем найти составляющие локальных изменений за счет вертикальных и горизонтальных движений. Численные значения этих двух составляющих за время  $\Delta t$  соответственно могут быть определены как

$$\Delta T_{z_i} = - \frac{\Delta T_i}{\Delta z} w_i \Delta t, \quad \Delta S_{z_i} = - \frac{\Delta S_i}{\Delta z} w_i \Delta t, \quad (3)$$

$$\Delta T_{x_i} = \left( \frac{\Delta T_i}{\Delta t} + \frac{\Delta T_i}{\Delta z} w \right) \cdot \Delta t, \quad \Delta S_{x_i} = \left( \frac{\Delta S_i}{\Delta t} + \frac{\Delta S_i}{\Delta z} w \right) \Delta t. \quad (4)$$

По заключению авторов [1], предложенная ими методика дает удовлетворительные результаты при следующих условиях: 1) близости профилей  $T$  и  $S$  к линейному, что приближенно может выполняться вне переходных и квазиоднородных по  $T$  и  $S$  слоев; 2) малости интервала  $\Delta t$  (дискретности наблюдений), таком, чтобы за этот промежуток величины  $u$ ,  $\Delta T/\Delta x$ ,  $\Delta S/\Delta x$  можно было считать постоянными; 3) отсутствии горизонтального и вертикального перемешивания. Как нам кажется, последнее условие является излишним, поскольку определяемая косвенно вертикальная скорость  $w$ , по существу, всегда есть суммарная (за счет адвекции и диффузии) скорость переноса  $w^*$ . Ее можно записать в виде

$$w^* = w - k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} / \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (5)$$

так что структура уравнений (1) остается неизменной, но в них вместо  $w$  будет фигурировать «эффективная» скорость переноса  $w^*$ . Аналогичные соображения могут быть высказаны и относительно скорости горизонтального переноса.

Для апробации этой и других изложенных ниже методик разделения локальных изменений температуры и солености на вертикальную и горизонтальную составляющие использовались данные наблюдений, полученные в 13-ом Атлантическом рейсе НИС «Нерей» в сентябре — декабре 1978 г. в районе Канарских островов. Были обработаны данные шестисуточной гидрологической станции (всего 48 серий с дискретностью  $\Delta t = 3$  часа) в районе с координатами  $\varphi = 18^\circ 30'$  с. ш.,  $\lambda = 23^\circ 00'$  з. д.

Рассчитанные по уравнению (2) вертикальные скорости колеблются в пределах  $\pm 10$  см/с, с заметным уменьшением по глубине абсолютных значений  $w^*$ . Резкое превышение  $w^*$  над известной из модельных расчетов вертикальной скоростью упорядоченного (усредненного) движения свидетельствует о преобладающей роли турбулентной диффузии и волновых колебаний в переносе свойств по вертикали. С этой точки зрения полученные значения  $w^*$  отражают не столько эффект адвекции, сколько характер колебаний изоплет температуры и солености. Для отдельных моментов времени получаются высокие значения  $w^*$  (до 10 см/с), что вызывает в свою очередь завышенные значения вертикальной компоненты изменчивости  $T$  и  $S$ , на порядок превышающие локальные изменения.

Вертикальные профили суммарных изменений и их составляющих для фиксированных моментов времени качественно позволяют судить о направленности эволюции термохалинной структуры. Так, приведенные на рис. 1 кривые  $\Delta T_t$ ,  $\Delta T_z$ ,  $\Delta T_x$  свидетельствуют о выраженной перемежаемости по глубине процессов подъема (отрицательные  $\Delta T_z$ ) и опускания (положительные  $\Delta T_z$ ) слоев воды. Эти изменения для большинства моментов времени компенсируются горизонтальной адвекцией теплых или холодных вод, так что суммарные изменения  $\Delta T_t$ ,  $\Delta S_t$  остаются малыми по сравнению с каждой составляющей.

2. Суть предложенной К. Н. Федоровым [3] методики разделения общей термохалинной изменчивости на суммарную вертикальную и горизонтальную (за счет изэнтропической адвекции) составляющие сводится к следующему. Записывая для горизонта  $z$  отклонения измеренных значений от средних в виде  $\Delta T(z) = T(z) - \bar{T}(z)$  (для солености аналогично), представляя аномалии в виде (индекс  $z$  опускаем)

$$\Delta T = \Delta T_v + \Delta T_A, \quad \Delta S = \Delta S_v + \Delta S_A, \quad (6)$$

и используя соотношения

$$\frac{\Delta T_v}{\Delta S_v} = \frac{\Gamma_T}{\Gamma_S}, \quad \frac{\Delta T_A}{\Delta S_A} = \frac{\beta(T, S)}{\alpha(T, S)}, \quad (7)$$

после несложных преобразований из равенств (6, 7) получаем выражение для  $\Delta T_v$ :

$$\Delta T_v = \frac{\Delta T \frac{\alpha}{\beta} - \Delta S}{\frac{\alpha}{\beta} - \frac{\Gamma_s}{\Gamma_T}}, \quad (8)$$

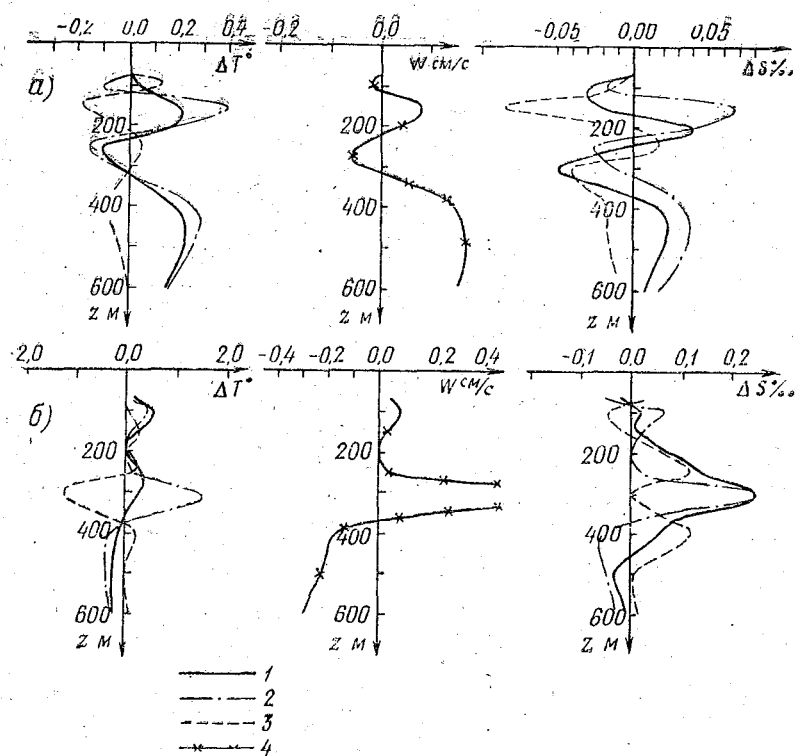


Рис. 1. Вертикальные профили  $W$  (4) локальных изменений  $\Delta T_l$  и  $\Delta S_l$  (1) и их составляющих (2 — за счет вертикального переноса, 3 — за счет горизонтальной адвекции):  
а) 00.00 29.X. 1978 г., б) 21.00 2.XI. 1978 г.

а затем определяем из этой же системы  $\Delta T_A$ ,  $\Delta S_v$ ,  $\Delta S_A$ . В уравнениях (7), (8) введены обозначения:  $\Gamma_T$ ,  $\Gamma_s$  — вертикальные градиенты температуры и солёности в окрестности горизонта  $z$ ;  $\Delta T_v$ ,  $\Delta S_v$  — вертикальные составляющие изменений;  $\Delta T_A$ ,  $\Delta S_A$  — горизонтальные составляющие изменений;  $\alpha$ ,  $\beta$  — коэффициенты термического расширения и солёностного сжатия при данной темпера-

туре и солёности соответственно. Заметим, что первое из соотношений (7) вытекает из уравнений (3), а второе — из уравнения состояния в предположении изопикничности горизонтальной адвекции.

Поясним процедуру определения  $\Gamma_T$ ,  $\Gamma_S$ ,  $\alpha$  и  $\beta$ . В работе [3] отмечено, что эти величины находятся по средним значениям  $T$  и  $S$ . Нам кажется это верным применительно к рассмотренным там двум примерам: 1) разложению на вертикальную  $\sigma_V$  и горизонтальную  $\sigma_A$  составляющие среднеквадратических отклонений температуры  $\sigma(T)$  и солёности  $\sigma(S)$ ; 2) разложению единичной (в фиксированный момент времени) пары аномалий  $\Delta T(z)$ ,  $\Delta S(z)$  относительно средних вертикальных профилей  $\bar{T}(z)$  и  $\bar{S}(z)$ . Если же необходимо выявить на многосуточной станции временной ход вертикальной и горизонтальной составляющих отклонений  $\Delta T$  и  $\Delta S$ , то параметры  $\Gamma_T$ ,  $\Gamma_S$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  следует определять по текущим значениям  $T(z)$ ,  $S(z)$  в соответствующие моменты равноотстоящих измерений. Поэтому процедура расчёта  $\Delta T_V$ ,  $\Delta T_A$ ,  $\Delta S_V$  и  $\Delta S_A$  повторяется для каждой гидрологической серии. В результате можно получить оценки отдельных вкладов изменчивости как при сравнении разовых зондирований со средними климатическими данными, так и при обработке текущих отклонений  $T$  и  $S$  относительно их средних для всего периода наблюдений на многосуточной станции.

Весьма сильное допущение в этой методике — изопикничность горизонтальной адвекции, невыполняющееся в квазиоднородном слое. В случае близости значений  $\Delta T$  и  $\Delta S$  к погрешностям измерений или же при стремлении отношения  $\alpha/\beta$  к отношению  $\Gamma_S/\Gamma_T$  (уравнение (8)) искомые оценки составляющих изменений также будут недостоверными. Кроме того, при разложении  $\sigma(T)$  и  $\sigma(S)$  на составляющие по отношениям, аналогичным (6) — (8), величины  $\sigma_V$  и  $\sigma_A$  могут принимать отрицательные значения, что не имеет смысла. В рассмотренном в работе [3] примере этот случай не упоминается, а встречающиеся там отрицательные значения  $\sigma_V$  и  $\sigma_A$  не принимались во внимание. Возможные пути устранения некоторых ограничений данной методики будут рассмотрены ниже.

Результаты определения компонент изменчивости температуры и солёности относительно их средних значений по измерениям на той же шестисуточной станции приведены на рис. 2 и 3. Как и в первом способе, знаки вертикальных и горизонтальных составляющих аномалий чаще всего противоположны, так что полные отклонения  $\Delta T$ ,  $\Delta S$  от средних  $\bar{T}$  и  $\bar{S}$  получаются малыми по сравнению с каждой из составляющих. Особенно отчетливо это прослеживается по кривым изменения солёности на горизонтах  $z=75$  и  $400$  м (рис. 3). Если в течение всего периода наблюдений

значения  $\Delta S_t$  (за время  $\Delta t = 3$  часа) не выходили за пределы  $\pm 0,1\%$ , то компоненты  $\Delta S_v$ ,  $\Delta S_A$  нередко достигали значений  $\pm 0,2\%$ . Таким образом, эффекты горизонтальной и вертикальной изменчивости «работали» преимущественно в разные стороны, обеспечивая в итоге квазистационарный режим термохалинной структуры.

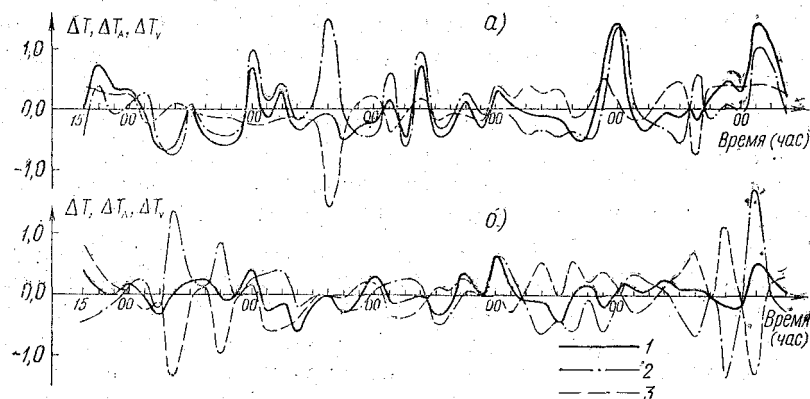


Рис. 2. Локальные изменения  $\Delta T_t$  (1) и их составляющие (2 — за счет горизонтальной адвекции, 3 — за счет вертикального переноса — расчет по уравнениям (3, 4)):  
а)  $z = 75$  м; б)  $z = 400$  м.

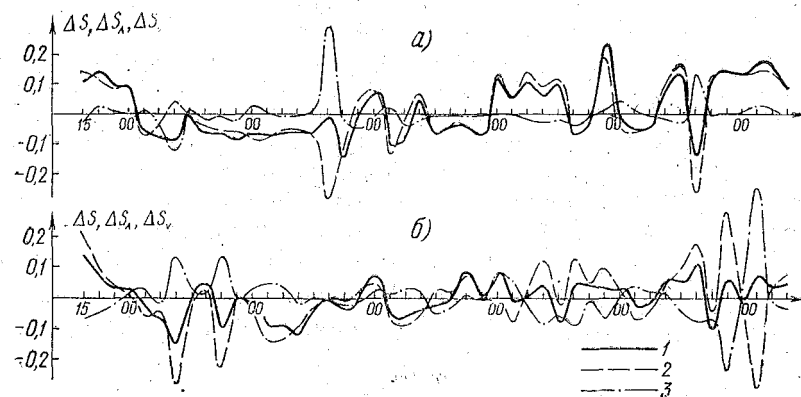


Рис. 3. Локальные изменения  $\Delta S_t$  (1) и их составляющие (условн. обозн. см. на рис. 2), расчет по уравнениям (3, 4):  
а)  $z = 75$  м, б)  $z = 400$  м.

Более полное представление о вертикальной структуре изменчивости  $T$  и  $S$  дают профили аномалий  $\Delta T$ ,  $\Delta S$  и их составляющих для фиксированных моментов времени (рис. 4). Отклонения  $\Delta T_t$ ,  $\Delta S_t$  от средних  $\bar{T}$  и  $\bar{S}$  по ансамблю из 48 серий достигают максимальных значений в слое 200—400 м, затем они меняют знаки, на

глубине 600 м отмечается второй локальный максимум абсолютных значений  $\Delta T_t$ ,  $\Delta S_t$ . К концу срока наблюдений (рис. 4 в) произошло резкое возрастание как вертикальной, так и горизонтальной компонент изменчивости температуры и солености.

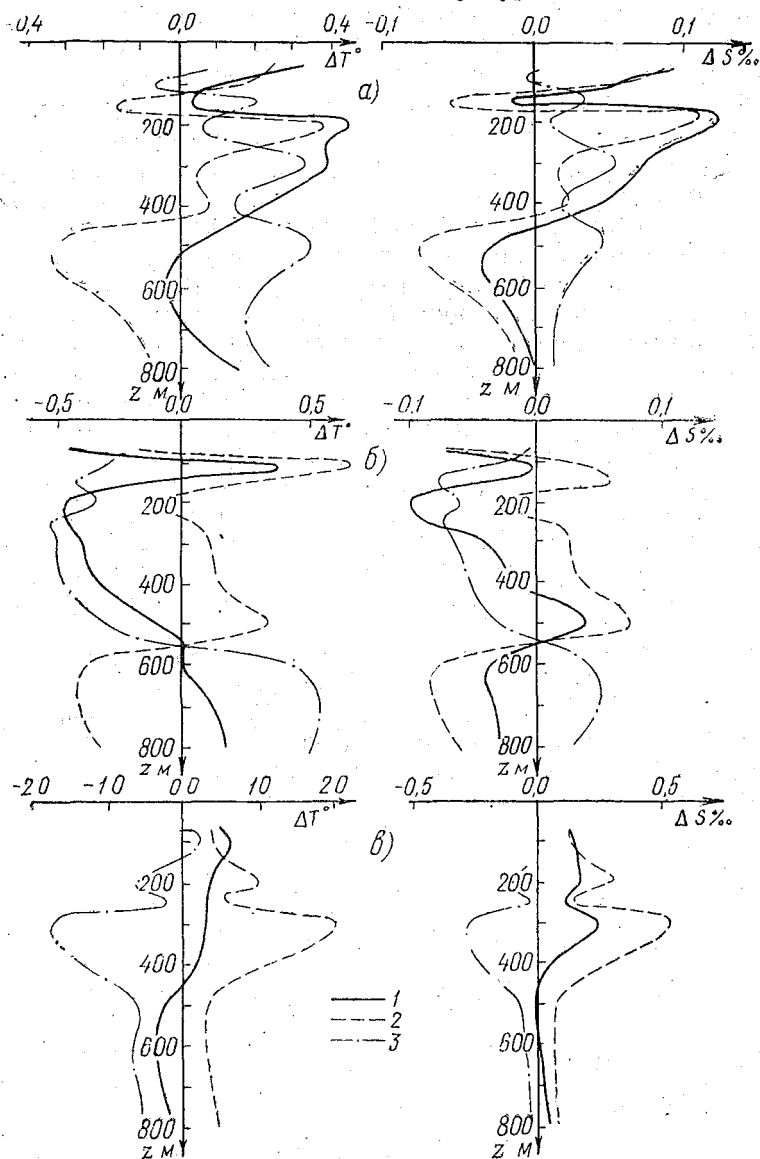


Рис. 4. Вертикальные профили локальных изменений  $\Delta T_t$  и  $\Delta S_t$  (1) и их составляющих (усл. обозн. см. на рис. 2), расчет по уравнениям (6) — (8):  
а) 00.00 29.X. 1978 г., б) 12.00 31.X. 1978 г., в) 21.00 2.XI. 1978 г.

Сравнение вертикальных профилей составляющих полных аномалий ( $\Delta T_t$ ,  $\Delta S_t$ ), рассчитанных по методикам [1] и [3], показывает (рис. 1, 4) их качественное согласие. Отмечаются несколько большие значения  $\Delta T_v$ ,  $\Delta S_v$ , рассчитанных по способу 2. Аналогичные отличия прослеживаются и для адвективных составляющих. При сравнении результатов необходим пересчет составляющих по методике 2 в величины, соответствующие отклонениям от текущих значений  $T$  и  $S$  по формулам  $\Delta T_v = \Delta T_{v_i} - \Delta T_{v_{i-1}}$ ,  $\Delta T_A = \Delta T_{A_i} - \Delta T_{A_{i-1}}$ , где индексы  $i$ ,  $i-1$  обозначают моменты времени (для солёности аналогично). В обоих случаях вертикальные составляющие изменчивости преобладают над горизонтальными, что свидетельствует о большей роли эффектов вертикальных движений в формировании термохалинной структуры.

В соответствии с предложенной в работе [3] интерпретацией пики  $\Delta T_v$ ,  $\Delta S_v$  в начале срока (рис. 4 а) обязаны своим происхождением процессу опускания (конвенгенция) теплых осолоненных вод с поверхности, а в середине и конце срока наблюдений — процессу подъема (дивергенция) глубинных холодных вод. В свою очередь, эти процессы связаны соответственно с развитием антициклонических и циклонических вихрей. Примечательно, что во всей толще от 75 до 800 м эффекты вертикальных вихревых движений гасились эффектом горизонтальной адвекции (рис. 4, кривая 2) с противоположными вихревым образованиям свойствами. Поэтому опять-таки общие изменения  $\Delta T_t$ ,  $\Delta S_t$  в течение всего цикла наблюдений представляли собой разности этих двух компонент изменчивости.

3. Рассмотренные выше методики разложения локальных изменений температуры и солёности на вертикальную и горизонтальную составляющие можно обобщить на случай более общих условий формирования термохалинной изменчивости.

Предположим, по-прежнему, что эволюция  $T$  и  $S$  описывается уравнениями

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} + w \frac{\partial S}{\partial z} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Заменяя в (9) локальные производные разностями вперед

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{T_{i+1} - T_i}{\Delta t} = \frac{\Delta T_t}{\Delta t}, \quad \frac{\partial S}{\partial t} = \frac{S_{i+1} - S_i}{\Delta t} = \frac{\Delta S_t}{\Delta t}, \quad (10)$$

уравнения (9) перепишем в виде

$$\left. \begin{aligned} \Delta T_t &= \Delta T_A - w \cdot \Delta t \frac{\partial T}{\partial z}, \\ \Delta S_t &= \Delta S_A - w \cdot \Delta t \frac{\partial S}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где члены  $\Delta T_A = -u \cdot \Delta t \frac{\partial T}{\partial x} - v \cdot \Delta t \frac{\partial T}{\partial y}$ ,  $\Delta S_A = -u \cdot \Delta t \frac{\partial S}{\partial x} - v \cdot \Delta t \frac{\partial S}{\partial y}$  учитывают изменения  $T$  и  $S$  за счет горизонтальной адвекции.

Если считать известными суммарные (за время  $\Delta t$ ) изменения  $\Delta T_t$ ,  $\Delta S_t$ , а также вертикальные градиенты  $\partial T/\partial z$ ,  $\partial S/\partial z$ , то в уравнениях (11) остаются неизвестными три величины:  $\Delta T_A$ ,  $\Delta S_A$  и  $w$ . Для замыкания системы уравнений (11) привлечем условие изопикничности (второе соотношение выражения (7)). Тогда система уравнений (11) станет замкнутой; из нее после несложных преобразований получаем:

$$w = \frac{\Delta S_t - \frac{\alpha}{\beta} \Delta T_t}{\Delta t \left( \frac{\alpha}{\beta} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial S}{\partial z} \right)}, \quad (12)$$

$$\Delta T_A = \frac{\Delta S_t \frac{\partial T}{\partial z} - \Delta T_t \frac{\partial S}{\partial z}}{\frac{\alpha}{\beta} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial S}{\partial z}}, \quad (13)$$

$$\Delta S_A = \frac{\frac{\alpha}{\beta} \Delta S_t \frac{\partial T}{\partial z} - \Delta T_t \frac{\partial S}{\partial z}}{\frac{\alpha}{\beta} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial S}{\partial z}}. \quad (14)$$

Вертикальные составляющие изменчивости найдутся как остаточные члены уравнений (11) или же по соотношениям (3).

Формулы (12)–(14) позволяют определить последовательно вклады горизонтальной и вертикальной компонент в локальные изменения температуры и солёности по данным стандартных гидрологических наблюдений. Вследствие общности исходных предпосылок, положенных в основу всех трех рассмотренных выше методик, результаты расчетов по формулам (12)–(14) оказались сходными с приведенными на рис. 1–4. Однако по сравнению с первыми двумя третий способ определения составляющих локальных изменений является, на наш взгляд, более общим и обоснованным.

4. При наличии синхронных измерений в центре и в вершинах океанологического полигона можно предложить простую методику разделения и анализа компонент изменчивости  $T$  и  $S$ , пригодную для квазиоднородного слоя, т. е. отказаться от условия изопикничности движения. Исходя из обычной системы уравнений (9), запи-

санной для центральной точки полигона, и выполняя те же самые преобразования, получаем выражения для вертикальной компоненты изменений  $T$  и  $S$ :

$$\Delta T_v = \frac{\Delta S_t \frac{\partial T}{\partial n} - \Delta T_t \frac{\partial S}{\partial n}}{\frac{\partial T}{\partial n} - \frac{\partial S}{\partial n} \cdot \frac{\partial T / \partial S}{\partial z / \partial z}} \cdot \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (15)$$

$$\Delta S_v = \frac{\Delta S_t \frac{\partial T}{\partial n} - \Delta T_t \frac{\partial S}{\partial n}}{\frac{\partial T}{\partial n} - \frac{\partial S}{\partial n} \cdot \frac{\partial T / \partial S}{\partial z / \partial z}}, \quad (16)$$

где  $\partial T / \partial n$ ,  $\partial S / \partial n$  — горизонтальные градиенты  $T$  и  $S$  в направлении генерального переноса. (Естественно, что результаты следует относить к центральной точке полигона.) Для их определения используются данные по температуре и солености в каких-либо двух, в зависимости от направления течения, вершинах полигона.

Адвективные изменения  $\Delta T_A$ ,  $\Delta S_A$  найдутся как разности между суммарными (в центре полигона) изменениями и их компонентами, связанными с вертикальными движениями.

Результаты оценок составляющих изменчивости для горизонта 300 м по данным полигонных «синхронных» наблюдений  $T$  и  $S$  в 13-м Атлантическом рейсе НИС «Нерей» приведены на рис. 5. На этом же рисунке помещены кривые компонент изменчивости, вычисленные по методике [3] с последующим пересчетом их значений относительно текущих изменений. При сопоставлении результатов можно сделать следующие выводы: 1) для  $\Delta T_v$ ,  $\Delta S_v$  наблюдается качественное соответствие; 2) в количественном отношении отказ от изопикничности дает значительное (до 50%) уменьшение  $T_v$ ,  $\Delta S_v$ ; 3) для  $\Delta T_A$ ,  $\Delta S_A$  временной ход обратный и менее выраженный, особенно для солености (см. рис. 5б). Все это свидетельствует о том, что допущение об изопикничности горизонтального движения приводит к заметному искажению роли отдельных факторов в формировании суммарных изменений полей температуры и солености.

В заключение отметим, что применение рассмотренных выше методик к анализу наблюдаемой изменчивости существенно повышает «отдачу» стандартной океанографической информации. Результаты обработки и их интерпретация позволяют оценить вклад отдельных групп факторов, обуславливающих эволюцию термохалинной структуры. Совершенствование этого подхода может заключаться в более детальном расчленении суммарной изменчивости, в частности по генетическому признаку. Так, практический интерес представляет проблема разделения измеряемых флуктуаций на чисто волновую и турбулентную составляющие.

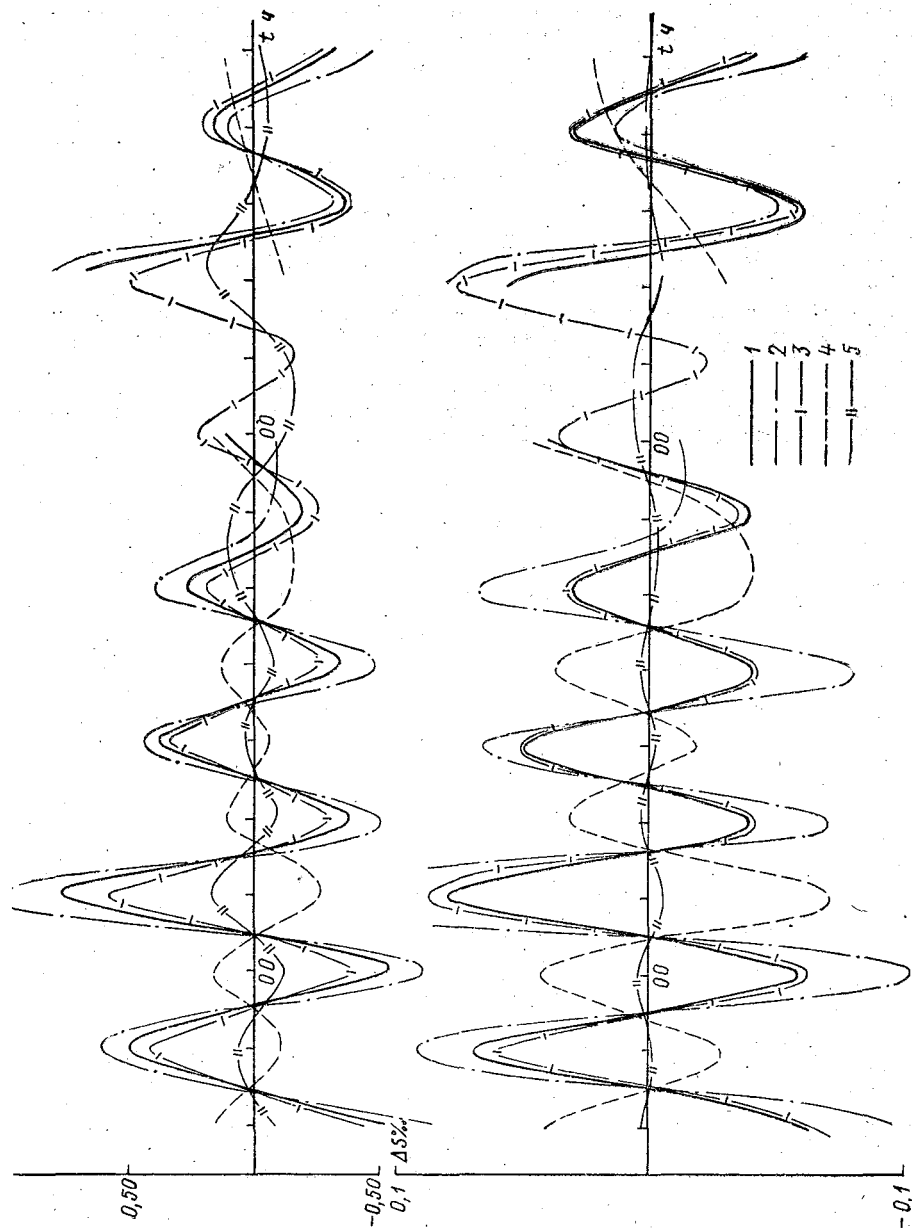


Рис. 5. Локальные изменения  $\Delta T_t$  и  $\Delta S_t$  ( $t$ ) и их составляющие (2 — за счет вертикального переноса, рассчитанные по уравнениям (6) — (8), 3 — то же, с отказом от изопикничности (по уравнениям (15, 16)), 4 — за счет горизонтальной адвекции, рассчитанные по уравнениям (6) — (8), 5 — то же, с отказом от изопикничности.

Однако для реализации алгоритмов определения действительного вклада турбулентности и волн в суммарную изменчивость [2] необходимо располагать длительными рядами синхронных измерений, например температуры воды и гидростатического давления.

Авторы благодарят Л. Н. Карлина и Е. Ю. Ключикова за помощь и ценные советы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бурков В. А., Шишков Ю. А. К методике разделения колебаний океанических характеристик на вертикальные и горизонтальные составляющие. — В кн.: «Вопросы океанологии», 1960, с. 134—153 (МГУ).
  2. Китайгородский С. А., Миропольский Ю. З., Филюшкин Б. Н. О различении внутренних волн и турбулентности по данным о флуктуациях температуры в океане. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1973, т. 9, № 3, с. 273—292.
  3. Федоров К. Н. Анализ пространственно-временной изменчивости температуры и солёности в океане методом разложения аномалий на составляющие — «Океанология», 1978, т. 18, вып. 5, с. 805—811.
-

И. А. СТЕПАНЮК, В. И. ЦВЕТКОВ, М. В. ДУКАЛЬСКАЯ (ЛГМИ)

### ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЕРЕМЕННОГО ШАГА КВАНТОВАНИЯ ПО ВРЕМЕНИ ПРИ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ

В последнее время наметились две отчетливые тенденции в сборе океанологической информации: с одной стороны, информация должна быть подробной, что в предельном варианте требует обеспечения непрерывных измерений; с другой стороны, громадный объем получаемой информации уже сейчас приводит к тому, что ее оперативная обработка и использование результатов недопустимо затягиваются, а это, в свою очередь, требует дискретизации измерений.

Характерным примером являются наблюдения за уровнем в прибрежных районах. Существующая методика [3] предполагает получение непрерывных записей колебаний уровня на тех станциях, где имеются самописцы уровня моря, и последующее преобразование этой непрерывной информации в дискретную с шагом квантования по времени в 1 час. В дальнейшей оперативной работе именно эти дискретные данные и используются, практически же ненужная непрерывная информация остается в архивах станций ГМС.

Дискретизация измерений на практике чаще всего осуществляется директивным способом: шаг квантования по времени указан в соответствующих наставлениях и руководствах и выбран обычно не в результате каких-либо методических исследований, а чисто волевым приемом. В научной же литературе в последние годы появилось довольно много публикаций (например, [4, 5]), где решаются задачи объективного выбора шага квантования по времени при различных видах океанологических измерений, однако результаты этих исследований слабо внедряются в практику. Вероятно, одна из основных причин слабого внедрения та, что при задаваемом обычно уровне потерь объем получаемой информации не намного меньше, чем ее объем при непрерывных измерениях.

Сущность разработанных объективных методов выбора шага квантования состоит в том, что его выбор осуществляется на основании априорной информации о вероятностных характери-

ках исследуемого процесса, т. е. любым дискретным измерениям обязательно должны предшествовать непрерывные. Причем выбранный по этим методикам шаг, ориентированный обычно на самый резкий ход в истории процесса, остается постоянным в течение всего периода наблюдений. Интуитивно ясно, что в этом случае значительный объем информации оказывается избыточным.

На наш взгляд, наиболее целесообразен определенный компромисс между указанными выше противоречивыми тенденциями: в тех случаях, когда изменчивость наблюдаемой характеристики значительна, измерения следует производить чаще, и наоборот, если изменчивость слабая, то измерения надо выполнять реже, что приводит к использованию переменного шага квантования по времени.

Квантование с переменным шагом по времени или по уровню иногда используется в системах связи при дискретной передаче непрерывных сообщений [1, 6], однако принципы этого квантования непосредственно для задач измерений не могут быть применены. Это вызвано тем, что в системах связи передаваемое сообщение заранее известно, при измерениях такие априорные данные отсутствуют.

В настоящей работе была поставлена задача разработать группу алгоритмов выбора переменного шага для задачи измерений с последующим восстановлением хода исследуемого процесса с заданной ошибкой, сравнить их между собой и попытаться выявить лучший с позиций уменьшения избыточности наблюдений и одновременного сохранения качества восстановленной информации.

Естественно, что алгоритмы выбора переменного шага должны быть основаны на краткосрочном прогнозировании хода исследуемого процесса в каждый наблюдаемый момент. В первом из группы разработанных алгоритмов использовался статистический метод прогноза по априорно известной корреляционной функции процесса и его математическому ожиданию [2]:

$$\tilde{X}(t_0 + \theta) = m_X + R_X(\theta) [X(t_0) - m_X], \quad (1)$$

где  $\tilde{X}(t_0 + \theta)$  — прогностическое значение измеряемой характеристики через промежуток времени  $\theta$  относительно момента  $t_0$ ;  $m_X$  — математическое ожидание процесса;  $R_X(\theta)$  — значение нормированной автокорреляционной функции процесса  $R_X(\tau)$  при значении аргумента  $\tau = \theta$ ;  $X(t_0)$  — наблюдаемое значение исследуемой характеристики в момент времени  $t_0$ .

Физический смысл прогноза, очевидно, состоит в том, что чем дальше от значения  $m_X$  находится значение процесса, тем сильнее его стремление вернуться к математическому ожиданию, т. е. тем

больше его изменчивость, что требует более частых измерений. Для нашей задачи преобразуем выражение (1) к виду

$$R_X(\theta) = 1 - \frac{\tilde{X}(t_0 + \theta) - X(t_0)}{m_X - X(t_0)}, \quad (2)$$

и зададим некоторую величину  $\delta_A$ , обычно называемую апертурой, как разность

$$\delta_A = \tilde{X}(t_0 + \theta) - X(t_0).$$

Как следует из физического смысла приведенных выражений, знак апертюры  $\delta_A$  всегда совпадает со знаком разности  $[m_X - X(t_0)]$  и выражение (2) без каких-либо ограничений можно записать с использованием модулей

$$R_X(\theta) = 1 - \frac{|\delta_A|}{|m_X - X(t_0)|}, \quad (3)$$

Очевидно, выражение (3) может быть применено как алгоритм выбора переменного шага квантования по времени в задаче дискретных измерений. Задавая некоторое постоянное для всего периода измерений значение модуля апертюры, в каждый момент  $t_0$  можно вычислить значение  $R_X(\theta)$  и по графику нормированной автокорреляционной функции определить  $\theta$ , т. е. промежуток времени, через который значение процесса может измениться на величину  $|\delta_A|$ .

Однако, как следует из выражения (3), решение задачи оказывается неопределенным, когда  $X(t_0) = m_X$ , в связи с этим при практическом использовании алгоритма целесообразно ввести некоторое ограничение по  $\theta$  и соответственно по  $R_X(\theta)$ . Физически наиболее оправдано ограничить величину  $\theta$  интервалом корреляции  $\theta_k$  наблюдаемого процесса.

Недостатком метода 1 можно считать требование априорного знания характеристик  $R_X(\tau)$  и  $m_X$  исследуемого процесса, т. е. переход к переменной дискретизации может быть осуществлен только после достаточно длительных непрерывных либо квазинепрерывных наблюдений.

Представляет интерес рассмотреть возможность нестатистического подхода, при котором отмеченный выше недостаток отсутствует. Будем считать, что внутри некоторого текущего интервала  $T \leq (n+1)\theta$  наблюдаемая реализация может быть представлена выражением, известным как экстраполяционная формула Ньютона для равноотстоящих точек с шагом  $h$ :

$$\begin{aligned} \tilde{X}(t_0 + mh) = & X(t_0) + \frac{m}{1!} \Delta X(t_0) + \frac{m(m+1)}{2!} \Delta^2 X(t_0) + \\ & + \dots + \frac{m(m+1) \dots (m+n-1)}{n!} \Delta^n X(t_0), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\Delta X(t_0)$ ,  $\Delta^2 X(t_0)$  ...  $\Delta^n X(t_0)$  — разности соответствующих порядков, т. е.

$$\begin{aligned}\Delta X(t_0) &= X(t_0) - X(t_0 - 1), \\ \Delta^2 X(t_0) &= \Delta X(t_0) - \Delta X(t_0 - 1), \\ &\dots \dots \dots, \\ \Delta^n X(t_0) &= \Delta^{n-1} X(t_0) - \Delta^{n-1} X(t_0 - 1),\end{aligned}$$

где  $\Delta X(t_0 - 1) = X(t_0 - 1) - X(t_0 - 2)$ ,  $X(t_0 - 1)$  — измеренное значение  $X(t)$  в момент времени, предшествующий  $t_0$ ;  $X(t_0 - 2)$  — измеренное значение  $X(t)$  в момент времени, предшествующий  $(t_0 - 1)$  и т. д.

Поскольку в нашей задаче интервалы времени между измеренными значениями  $X(t)$  переменны и при учете того, что требуется прогноз на один шаг вперед ( $m=1$ ), запишем выражение (4) в относительной форме:

$$\frac{\tilde{X}(t_0 + \theta) - X(t_0)}{\theta} = \frac{\Delta X(t_0)}{\theta_{-1}} + \left[ \frac{\Delta X(t_0)}{\theta_{-1}} - \frac{\Delta X(t_0 - 1)}{\theta_{-2}} \right] + \dots, \quad (5)$$

где  $\theta_{-1}$  и  $\theta_{-2}$  — шаги квантования, предшествующие шагу  $\theta$ .

Из выражения (5) легко находим формулы для расчета шага  $\theta$  в момент  $t_0$  в случаях полиномиального прогноза первого и второго порядка соответственно:

а) при прогнозе первого порядка

$$\theta = \frac{\delta_A \theta_{-1}}{X(t_0) - X(t_0 - 1)}, \quad (6)$$

б) при прогнозе второго порядка

$$\theta = \frac{\delta_A \theta_{-1} \theta_{-2}}{2 \theta_{-2} \Delta X(t_0) - \theta_{-1} \Delta X(t_0 - 1)}, \quad (7)$$

где  $\delta_A$  — апертура, задаваемая постоянной для всего периода измерений.

Очевидно, как и ранее, знак апертуры будет совпадать со знаком знаменателя в выражениях (6) и (7), поэтому при практических расчетах целесообразно воспользоваться модулями. В окончательном виде алгоритмы для методов 2 и 3 могут быть записаны:

а) для метода 2

$$\theta = \theta_{-1} \frac{|\delta_A|}{|X(t_0) - X(t_0 - 1)|}, \quad (8)$$

б) для метода 3

$$\theta = \theta_{-1} \theta_{-2} \frac{|\delta_A|}{|2 \theta_{-2} X(t_0) + \theta_{-1} X(t_0 - 2) - (2 \theta_{-2} + \theta_{-1}) X(t_0 - 1)|}. \quad (9)$$

Дальнейшее увеличение порядка прогноза, вероятно, не имеет практического смысла, так как это приводит к расширению интервала  $T$ , в котором используется приближенное выражение (4), а значит, к сильному росту ошибки, связанной с этим приближением.

Для случаев режимных наблюдений кроме информации, характеризующей процесс, необходима так называемая срочная информация [3] — значения  $X(t)$  в определенные моменты времени, обычно, в 03, 09, 15 и 21 ч. Эта срочная информация передается в виде оперативных телеграмм и ежемесячно заносится на перфоленту для обработки и хранения в МЦД в соответствии с требованиями единой технологической схемы сбора и обработки ГМ-информации. Таким образом, значения  $X(t)$  в стандартные сроки являются при существующей схеме сбора необходимыми, что не зависит от применяемой методики дискретизации.

Для таких случаев вполне целесообразными могут оказаться комбинированные методы, предполагающие сочетание методики переменной дискретизации, рассмотренной выше, с существующей методикой срочных наблюдений. При этом устанавливается дополнительное требование, заключающееся в том, что, если рассчитанный момент измерений оказывается рядом со стандартным сроком и имеет отклонение не большее, чем некоторое  $\theta_{\min}$ , то измерение выполняется ровно в срок, а не в рассчитанный момент, при больших же отклонениях измерения выполняются и в рассчитанный момент, и в стандартный срок. Величина  $\theta_{\min}$  является тем минимально возможным для всего периода измерений промежуток времени, за который значение измеряемого процесса может измениться на величину задаваемой апертуры.

Оценка целесообразности использования методов, сравнение их между собой и с существующими методами осуществлялись на примере месячной реализации колебаний уровня моря на ст. Кронштадт. Исходная кривая, построенная по ежечасным данным, подвергалась переменной дискретизации (рис. 1) с помощью рассмотренных выше методов: а) метода 1 с использованием статистического прогноза, при этом математическое ожидание и нормированная автокорреляционная функция процесса брались по результатам предыдущих измерений; б) метода 2 с использованием полиномиального прогноза первого порядка; в) метода 3 с использованием полиномиального прогноза второго порядка; г) метода 4, являющегося комбинацией стандартного метода срочных наблюдений с постоянным шагом 6 ч и метода 1 переменной дискретизации; д) метода 5, являющегося аналогичной комбинацией стандартного метода и метода 2.

По результатам смоделированных таким образом дискретных измерений с переменным шагом в каждом из пяти методов восстанавливалась кривая уровня путем обычной линейной интерполяции и по восстановленной кривой вычислялись основные стати-

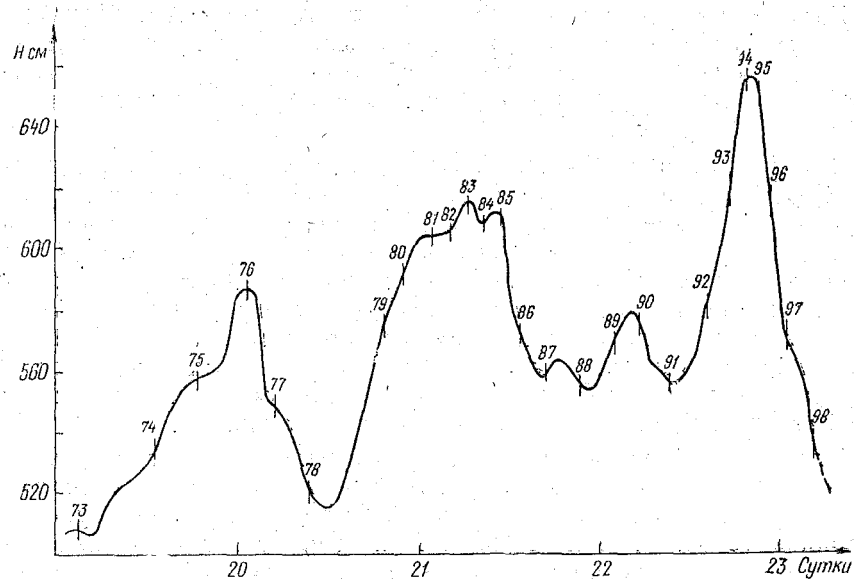


Рис. 1. Участок месячной реализации хода уровня моря на ст. Кронштадт с указанием моментов измерений (73, 74...), рассчитанных по методу 1.

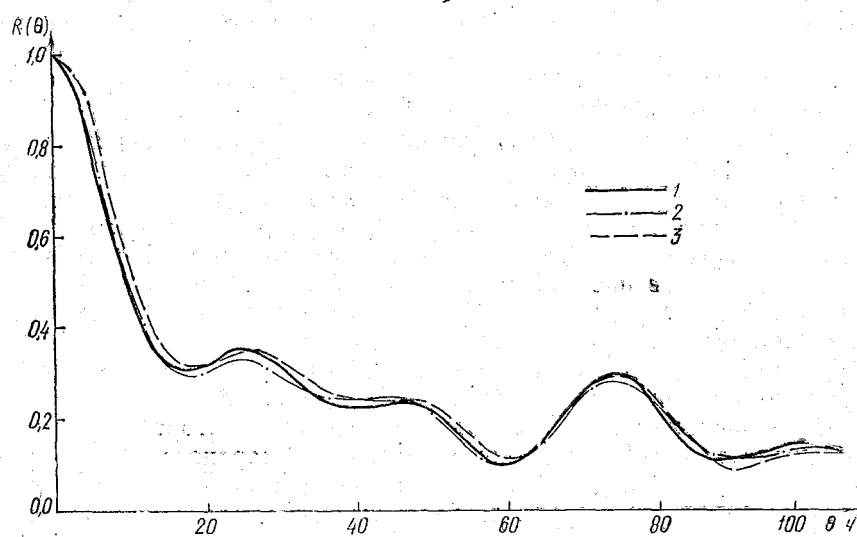


Рис. 2. Графики нормированной автокорреляционной функции, рассчитанной по ежемесячной реализации (кривая 1), по восстановленной реализации метода 4 (кривая 2), по восстановленной реализации учащенного стандартного метода с постоянным шагом квантования 3 часа (кривая 3).

стические характеристики процесса: математическое ожидание  $m_H$ , среднее квадратическое отклонение  $\sigma_H$ , коэффициент вариации  $\sigma_H/m_H$  и нормированная автокорреляционная функция  $R_H(\tau)$ . Эффективность рассмотренных методов оценивалась по следующим показателям: а) отклонениям вычисленных характеристик от истинных, в качестве которых брались характеристики, рассчитанные по ежечасным данным; б) количеству измерений. При этом сравнение автокорреляционных функций  $R_H(\tau)$  (рис. 2) производилось по параметру  $\sigma_{R_H(\tau)}$  — среднему квадратическому отклонению ординат функции  $R_H(\tau)$ , рассчитанной по восстановленной кривой, от ординат функции  $R_H(\tau)$ , рассчитанной по ежечасным данным, причем параметр  $\sigma_{R_H(\tau)}$  вычислялся как для полного интервала  $\tau$  (106 ч), так и для интервала корреляции ( $\tau = \theta_k$ ).

Для сравнения аналогичное восстановление кривых и последующие расчеты основных статистических характеристик были выполнены для случаев проведения измерений с постоянным шагом квантования по времени: 6 ч (стандартный метод) и 3 ч (учащенный стандартный метод).

Все расчеты выполнялись на ЭВМ М-222. Конечные результаты расчетов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Результаты сравнения методов дискретизации

| Метод                           | Количество измерений | $m_H$ см | $\sigma_H$ см | $\frac{\sigma_H}{m_H}$ | $\sigma_{R_H(\tau)} \%$<br>( $0 \leq \tau \leq 106$ ) | $\sigma_{R_H(\tau)} \%$<br>( $0 \leq \tau \leq \theta_k$ ) |
|---------------------------------|----------------------|----------|---------------|------------------------|-------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------|
| Ежечасные измерения             | 744                  | 548,3    | 39,4          | 0,0718                 |                                                       |                                                            |
| 1                               | 150                  | 544,4    | 37,3          | 0,0685                 | 3,5                                                   | 6,3                                                        |
| 2                               | 176                  | 547,6    | 38,0          | 0,0693                 | 3,6                                                   | 3,5                                                        |
| 3                               | 184                  | 549,6    | 36,4          | 0,0662                 | 3,1                                                   | 3,2                                                        |
| 4                               | 199                  | 548,1    | 38,8          | 0,0708                 | 1,0                                                   | 1,1                                                        |
| 5                               | 272                  | 545,7    | 38,1          | 0,0698                 | 1,5                                                   | 1,3                                                        |
| Учащенный стандартный (шаг 3 ч) | 248                  | 547,5    | 38,4          | 0,0700                 | 2,7                                                   | 5,8                                                        |
| Стандартный срочный (шаг 6 ч)   | 124                  | 547,8    | 37,4          | 0,0683                 | 4,2                                                   | 9,8                                                        |

Анализ результатов показывает, что все рассмотренные методы переменной дискретизации являются в той или иной мере более эффективными, чем стандартные: при близких значениях количества проводимых измерений статистические характеристики, полученные по восстановленным кривым, в методах переменной дискретизации ближе к истинным. Особенно показательной является величина  $\sigma_{RH(\tau)}$  для интервала корреляции ( $0 \leq \tau \leq \theta_h$ ), характеризующая в неявном виде ошибку восстановления кривой уровня. Лучшие значения  $\sigma_{RH(\tau)}$  получены в комбинированных методах 4 и 5, причем, например, в методе 4 количество измерений всего лишь на 75 точек больше, чем в стандартном методе с шагом 6 ч, а  $\sigma_{RH(\tau)}$  меньше практически на порядок. Простое же учащение измерений (учащенный стандартный метод с шагом 3 ч) при возрастании количества измерений до 248 дает значительно более слабый эффект.

Естественно, по полученным результатам пока преждевременно делать однозначный и корректный вывод о том, какой из методов переменной дискретизации является наилучшим — данные табл. 1 следует рассматривать не более как оценочные. Тем не менее результаты в целом явно свидетельствуют в пользу методов переменной дискретизации.

Методы переменной дискретизации могут найти широкое применение на удаленных, например островных пунктах наблюдений, где установка самописцев уровня моря или других автоматических устройств затруднена по техническим причинам, а также в автономных измерительных устройствах (например, с радиоканалом передачи информации) при ограниченном энергообеспечении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Величкин А. И. Теория дискретной передачи непрерывных сообщений. М., «Сов. радио», 1970. 296 с.
2. Ефимов А. Н. Предсказание случайных процессов. М., «Знание», 1976. 45 с.
3. Наставление гидрометеорологическим станциям и постам. Вып. 9, часть 1. Л., Гидрометеоздат, 1968. 423 с.
4. Проблемы получения и обработки информации о физическом состоянии океана. Севастополь, МГИ АН СССР, 1967, 256 с.
5. Проблемы получения и обработки информации о физическом состоянии океана и атмосферы над ним. Экспресс — информация № 5, Киев, «Наукова думка», 1966. 103 с.
6. Соловьев В. Ф. Рациональное кодирование при передаче сообщений. М., «Энергия», 1970. 65 с.

С. И. ДЕНИСОВ, И. П. КАРПОВА (ЛГМИ)

### ОЦЕНКА СОГЛАСОВАННОСТИ РАССЧИТАННЫХ И НАТУРНЫХ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

За последние годы появилось множество моделей и методов для расчета полей различных океанологических характеристик. Причем модели для расчета одной и той же величины могут различаться по учету основных факторов, формирующих исследуемые поля; по параметризации отдельных океанологических процессов, в частности турбулентности; по необходимой для численного расчета исходной информации и др. Однако объективные количественные методы оценки качества этих моделей в океанологии практически пока не используются, кроме оценок оправданности, принятых в морских прогнозах. Авторы обычно проводят сравнение результатов моделирования с материалами наблюдений, но в подавляющем большинстве случаев такое сравнение является чисто качественным, т. е. указывают «хорошо» или «удовлетворительно» согласуются рассчитанные данные с натурными. Такая оценка при большом разнообразии моделей не позволяет объективно выбрать лучшую. Целью данной работы является рассмотрение некоторых количественных методов оценки согласованности рядов или полей отдельных величин применительно к задачам океанологии.

Оценке согласованности с натурными данными подверглись следующие результаты: расчеты температуры воды по данным корабля погоды «М» (66° с. ш., 2° в. д.) и прогнозы температуры и солености воды Балтийского моря для плавмаяка «Gedser — Rev». Кроме того, проведена оценка согласованности данных «Атласа поверхностных течений северной части Атлантического океана» и результатов расчетов по стационарной трехмерной модели.

Статистическая обработка включала в себя оценку математических ожиданий и дисперсий с использованием соответственно критерия Стьюдента —  $t$  и критерия Фишера —  $F$ , оценку среднеквадратичной ошибки расчета или прогноза, расчет коэффициентов парной и ранговой корреляции [4, 5]. Кроме метода ранговой корреляции, остальные оценки являются привычными для гидрометеорологов и, по-видимому, не требуют дополнительных пояснений.

Достаточно подробное описание метода ранговой корреляции двух рядов различных характеристик дано Кендэллом [4]. Отметим следующее. Ряд объектов, расположенных в соответствии с некоторым признаком (в неодинаковой мере присущим этим объектам) называют упорядоченным. Сам процесс такого упорядочения называется ранжированием, а каждому члену ряда присваивается ранг. Чаще всего ранги обозначаются порядковыми числительными  $1, 2, \dots, n$ , где  $n$  — количество объектов.

Ранжирование, предшествующее расчету коэффициента ранговой корреляции, можно провести несколькими способами. В частности, задача может быть сведена просто к упорядочению объектов либо по месту, которое они занимают в пространстве или во времени, либо в соответствии с убыванием или возрастанием величины некоторого признака.

Процесс упорядочения можно рассматривать как не совсем точный способ выражения порядковых отношений между элементами. Не совсем точный потому, что не позволяет судить о том, насколько близко друг к другу расположены на шкале измерений различные элементы. Проигрывая в точности, процесс ранжирования выигрывает в общности подхода.

Предположим, что у нас имеются две последовательности ранговых оценок «А» и «В». Надо определить степень согласованности между этими последовательностями. Количественным выражением согласованности может являться коэффициент ранговой корреляции « $\tau$ ». Этот коэффициент численно характеризует степень согласованности рассматриваемых величин, но не указывает количественных различий между ними и, как и любой другой коэффициент корреляции, изменяется от  $+1$  до  $-1$ .

Ряды или поля океанологических характеристик, с которыми мы имеем дело на практике, обычно основываются на совокупности объектов, являющейся выборкой из более многочисленной совокупности. Поэтому необходимо оценить, насколько полученный результат существенен. Или, другими словами, какова вероятность того, что данное значение « $\tau$ » появилось случайно. В работе [4] показано, что распределение значений « $\tau$ » подчиняется нормальному закону, поэтому в качестве показателя существенности этой величины выбран уровень значимости « $\alpha$ ».

Представляется целесообразным обратить внимание на известные положения, которые необходимо иметь в виду при проведении сравнений. Во-первых, сравниваемые величины должны характеризовать один и тот же момент времени и быть осреднены за одинаковый интервал. Во-вторых, объем данных должен быть достаточно большим. В-третьих, необходимо использовать несколько критериев согласованности, ибо каждый в отдельности не в состоянии дать всестороннюю оценку качества используемой модели.

Ниже приведены результаты расчетов.

В табл. 1 приведены результаты оценки согласованности натурных и рассчитанных значений температуры воды. Расчетные зависимости представляли собой параметрическое описание вертикального профиля температуры воды для слоя сезонного термоклина в виде степенной зависимости и полинома четвертой степени [3].

Таблица 1

Оценки согласованности рассчитанных значений температуры воды с наблюдениями на корабле погоды «М» \*

|                               | $\tilde{\sigma}$ | $\dot{P} \%$ | $t$            |                   | $F$            |                   | $r \pm \epsilon$ | $\tau$ | $\alpha$ |
|-------------------------------|------------------|--------------|----------------|-------------------|----------------|-------------------|------------------|--------|----------|
|                               |                  |              | таблич-<br>ное | рассчи-<br>танное | таблич-<br>ное | рассчи-<br>танное |                  |        |          |
| Горизонт 50 м, $n=56$         |                  |              |                |                   |                |                   |                  |        |          |
| Степенная<br>зависи-<br>мость | 0,70             | 79           | 1,98           | 2,43              | 1,38           | 1,04              | $0,72 \pm 0,04$  | 0,54   | 0,0001   |
| Полином                       | 0,70             | 80           | 1,98           | 1,36              | 1,38           | 1,92              | $0,66 \pm 0,05$  | 0,52   | 0,0001   |
| Горизонт 100 м, $n=56$        |                  |              |                |                   |                |                   |                  |        |          |
| Степенная<br>зависи-<br>мость | 0,62             | 73           | 1,98           | 0,87              | 1,38           | 9,52              | $0,52 \pm 0,06$  | 0,44   | 0,0001   |
| Полином                       | 0,63             | 68           | 1,98           | 3,23              | 1,38           | 1,32              | $0,49 \pm 0,07$  | 0,35   | 0,0001   |

Как видно из табл. 1, расчеты по степенной зависимости дают несколько лучшие результаты по сравнению с полиномиальной. Хотя средние квадратичные ошибки практически одинаковы, лучшая согласованность характерна для степенной зависимости (выше коэффициента корреляции  $r$  и  $\tau$ ). Различия между математическими ожиданиями фактических и рассчитанных величин и соответствующими средними квадратическими отклонениями чередуются по существенности. (Согласно критериям Стьюдента и Фишера, различия между соответствующими значениями математических ожиданий и  $\sigma$  натурального ряда и рассчитанного несущественны при заданном уровне значимости, если  $t_{\text{табл.}} > t_{\text{расч.}}$  или  $F_{\text{табл.}} > F_{\text{расч.}}$ ).

\* В таблице  $n$  — число членов ряда,  $\tilde{\sigma}$  — среднеквадратичная ошибка,  $P$  — обеспеченность расчета (относительно среднего квадратичного отклонения  $\sigma$ ),  $t$  — критерий Стьюдента, табличный (для 5%-ного уровня значимости) и рассчитанный,  $F$  — критерий Фишера, при аналогичных условиях,  $r$  — коэффициент парной корреляции,  $\epsilon$  — вероятное отклонение  $r$ ,  $\tau$  — коэффициент ранговой корреляции,  $\alpha$  — показатель существенности  $\tau$ .

Оценена согласованность результатов прогноза температуры и солености на поверхности и материалов наблюдений на плавмаяке «Gedser—Rev». Прогноз получен Л. И. Борис путем использования динамико-статистического метода Алехина [2] и любезно представлен в наше распоряжение. Использование критериев Стьюдента и Фишера правомерно при числе членов ряда, большем 30. Используемый ряд наблюдений на плавмаяке «Gedser—Rev» содержит менее 30 членов, в связи с чем вышеуказанные критерии для этих рядов не рассчитывались.

Таблица 2

Результаты оценки согласованности прогностических значений температуры и солености воды с наблюдениями на плавмаяке «Gedser—Rev»

| Прогноз                 | $\tilde{\sigma}$ | P % | $r \pm \varepsilon$ | $\tau$ | $\alpha$ |
|-------------------------|------------------|-----|---------------------|--------|----------|
| Температура 0 м, $n=22$ |                  |     |                     |        |          |
| Методический            | 0,73             | 86  | $0,54 \pm 0,10$     | 0,45   | 0,005    |
| Инерционный             | 0,97             | 77  | $0,31 \pm 0,13$     | 0,00   | 1,000    |
| Соленость 0 м, $n=24$   |                  |     |                     |        |          |
| Методический            | 0,84             | 67  | $0,61 \pm 0,09$     | 0,42   | 0,004    |
| Инерционный             | 1,18             | 50  | $0,02 \pm 0,14$     | -0,03  | 0,865    |

Анализируя данные табл. 2, можно уверенно констатировать превосходство методического прогноза по сравнению с инерционным. Согласованность с натурными данными инерционного прогноза, оцененная по методу ранговой корреляции, близка нулю при уровне значимости  $\alpha=1$ .

При оценке согласованности векторных величин, например векторов течения, может получиться так, что из двух предложенных моделей одна лучше описывает составляющую течения на параллель «и», а другая — составляющую на меридиан «v». В этом случае выбор лучшей модели затруднен.

В настоящей работе сделана попытка предложить метод ранговой корреляции для оценивания согласованности самих векторов, а не их составляющих в отдельности.

Выше указывалось, что упорядочивать объекты можно по их положению в пространстве или во времени. Для этого только необходима соответствующая шкала измерения.

Если все векторы перенести параллельно так, чтобы они исходили из одной точки, то их положение на плоскости можно характеризовать точкой или квадратом, куда попадает конец вектора. Остается только пронумеровать соответствующим образом эти точки (или квадраты). Номер и будет означать величину ранга.

Будем производить упорядочение векторов по мере возрастания признака, т. е. максимальным значениям составляющих должна соответствовать максимальная величина ранга вектора. В качестве шкалы измерения можно использовать два варианта (рисунок а, б), которые представляют собой зеркальные отображения друг друга. Но для качественной оценки согласованности векторных полей безразлично, рассматриваем ли мы данные поля или их зеркальные отображения. Картина в обоих случаях одинакова. Практические расчеты показали, что с увеличением числа членов ряда величины  $\tau$ , полученные для обоих вариантов, все меньше различаются между собой. В качестве иллюстрации в табл. 3 приведены значения  $\tau$ , полученные для различного количества векторов ( $n$ ).

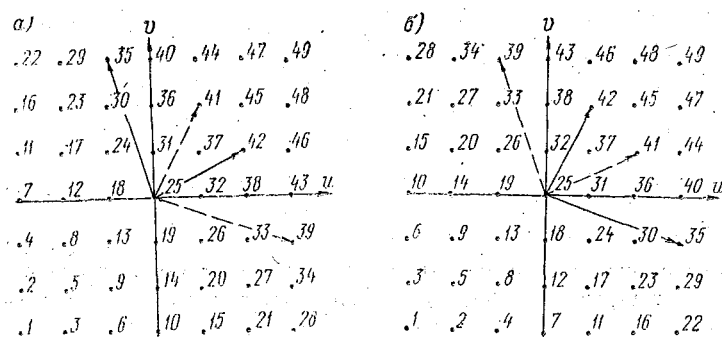


Схема ранжирования векторных величин.

Следует остановиться на проверке существенности полученного значения  $\tau$  для векторов. Результаты расчета показали, что с вероятностью  $P=0,90$  при  $n=36$  распределение  $\tau$  подчиняется нормальному закону. Поэтому при оценке существенности  $\tau$  для векторных величин была использована та же методика расчета уровня значимости  $\alpha$ , что и для одномерных величин.

Предложенный способ использован при оценке согласованности данных Атласа и результатов расчета течений в Северной Атлантике (табл. 4), любезно представленных нам авторами работы [1].

Анализ табл. 4 приводит к выводу, что учет инерционных и диссипативных эффектов улучшает результаты расчета течений по сравнению с геострофическим приближением.

Таблица 3

Значение коэффициента ранговой корреляции  $\tau$  при оценке согласованности двух векторных полей

| Число членов | Вектор течения или составляющая | Коэффициент ранговой корреляции $\tau$ |           |
|--------------|---------------------------------|----------------------------------------|-----------|
|              |                                 | Вариант а                              | Вариант б |
| 7            | $u$                             | -0,33                                  | -0,33     |
|              | $v$                             | 0,24                                   | 0,24      |
|              | $\vec{V}$                       | -0,14                                  | -0,52     |
| 20           | $u$                             | -0,02                                  | -0,02     |
|              | $v$                             | -0,02                                  | -0,02     |
|              | $\vec{V}$                       | 0,11                                   | 0,00      |
| 60           | $u$                             | 0,42                                   | 0,42      |
|              | $v$                             | 0,62                                   | 0,62      |
|              | $\vec{V}$                       | 0,58                                   | 0,56      |

Таблица 4

Результаты оценки согласованности рассчитанных скоростей течений с данными «Атласа поверхностных течений северной части Атлантического океана»

| Характеристика модели                  |           | $\sigma$ | $t$       |              | $F$       |              | $r \pm \varepsilon$ | $\tau$ | $\alpha$ |
|----------------------------------------|-----------|----------|-----------|--------------|-----------|--------------|---------------------|--------|----------|
|                                        |           |          | табличное | рассчитанное | табличное | рассчитанное |                     |        |          |
| Геострофическое приближение ( $n=60$ ) | $u$       | 5,9      | 1,98      | 1,34         | 1,38      | 3,46         | $0,58 \pm 0,06$     | 0,42   | 0,0001   |
|                                        | $v$       | 9,8      | 1,93      | 3,21         | 1,38      | 8,06         | $0,80 \pm 0,03$     | 0,62   | 0,0001   |
|                                        | $\vec{V}$ |          |           |              |           |              |                     | 0,58   | 0,0001   |
| Полная постановка задачи ( $n=60$ )    | $u$       | 5,6      | 1,98      | 1,78         | 1,38      | 2,77         | $0,67 \pm 0,05$     | 0,51   | 0,0001   |
|                                        | $v$       | 9,8      | 1,98      | 3,02         | 1,38      | 7,94         | $0,81 \pm 0,03$     | 0,63   | 0,0001   |
|                                        | $\vec{V}$ |          |           |              |           |              |                     | 0,63   | 0,0001   |

В целом при оценке согласованности рассчитанных и натуральных данных ставятся, на наш взгляд, две основные задачи: выбор лучшей модели из нескольких предложенных или выяснение пригодности данной одной модели в смысле описания согласованности хода рассматриваемых величин и точности расчета. При решении первой задачи целесообразно использовать коэффициент ранговой корреляции и величину средней (абсолютной или квадратичной) ошибки. В этом случае учитывается качественная согласованность результатов расчетов с натурными данными, даваемая моделью, и величина средней ошибки. Лучшей будет модель, для которой характерно максимальное значение  $\tau$  и минимальное  $\sigma$ . (В проведенных нами расчетах та модель, для которой получен больший коэффициент ранговой корреляции, характеризовалась меньшей ошибкой.)

Для решения практических задач обычно требуется метод, позволяющий рассчитать поля океанологических характеристик с определенной степенью точности, т. е. необходимо, чтобы ошибка не превышала величину, указанную потребителем. В этом случае для выбора лучшего метода целесообразно использовать обеспеченность расчета ( $P\%$ ). Дополнительным критерием при равенстве обеспеченностей может служить коэффициент  $\tau$ .

Критерии Стьюдента и Фишера менее пригодны для решения вышеуказанных задач, так как характеризуют существенность различий рассчитанных и натуральных данных при определенном уровне значимости. При сравнении между собой нескольких моделей различия при заданном уровне значимости для всех моделей могут оказаться несущественными и для выбора лучшей модели надо проводить ряд расчетов, постепенно уменьшая уровень значимости. Использование коэффициента парной корреляции целесообразно в случае необходимости оценки меры линейной связи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев Б. Н., Кузнецова Л. Н., Мартыненко С. В. Методика и некоторые результаты оценки репрезентативности теоретических моделей циркуляции. Тезисы докладов на II Всесоюзной конференции «Технические средства изучения и освоения океана», вып. 3. Л., 1978, с. 150—151.
2. Борис Л. И. Статистическая модель вертикальной термохалинной структуры деятельного слоя океана для различных временных масштабов осреднения. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 56, с. 101—114.
3. Карпова И. П., Кузина Н. А. Параметризация вертикального профиля температуры воды в сезонном термоклине по данным корабля погоды «М» — В кн.: Межведомственный сб., 1979, вып. 71, с. 29.
4. Кендэл М. Дж. Ранговые корреляции, пер. с англ. М., «Статистика», 1975. 216 с.
5. Митропольский А. К. Техника статистических вычислений, М., «Наука», 1971. 576 с.

*В. Ф. ЗАВЬЯЛОВ, В. П. КОРОВИН (ЛГМИ)*

### **К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НА СПЕКТР ОТРАЖЕННОГО ОТ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ**

В настоящее время все большее значение в исследовании Мирового океана приобретают дистанционные методы зондирования в широком диапазоне длин волн. Большое внимание уделяется дистанционным методам изучения водной среды в видимом участке спектра, основанным на измерении определенных характеристик поля уходящего излучения: спектральной яркости, коэффициента спектральной яркости, спектрального альбедо и поляризационных характеристик отраженного излучения.

Измерения спектральных отражательных характеристик проводятся уже сравнительно давно. Наиболее полная спектрофотометрическая классификация природных образований была выполнена Е. Л. Криновым еще в 1947 г. [2], но эта классификация дает лишь самые общие закономерности изменения спектральной яркости. В дальнейшем измерения спектральных отражательных характеристик водных поверхностей были выполнены многими авторами [1, 3—5]. Но все эти исследования проводились при различных метеорологических и гидрологических условиях и с использованием различных методик измерений. А так как на спектральные отражательные характеристики большое влияние оказывают различные метеорологические и гидрологические параметры, которые подвержены достаточно сильной изменчивости, то использование результатов предыдущих исследований в океанологической практике весьма затруднительно. Поэтому крайне необходимо выявить зависимость спектральных отражательных характеристик отдельно от каждого гидрометеорологического параметра. Для этой цели, на наш взгляд, необходимо провести серию лабораторных экспериментов, так как только в лабораторных условиях можно детально исследовать влияние какого-либо отдельного конкретного параметра на спектральные отражательные характеристики водной поверхности, причем остальные параметры, оказывающие влияние на спектр отраженного излучения, остаются постоянными.

В настоящей работе делается попытка выявить в лабораторных условиях влияние некоторых параметров водной среды на поле отраженного излучения. Для решения данной задачи в опытовом бассейне лаборатории лимнооптики Института озераводства АН СССР был проведен эксперимент по исследованию влияния цвета дна и прозрачности воды на спектральную яркость выходящего излучения.

Лабораторная установка для проведения эксперимента (рис. 1) включает в себя излучатель (лампу накаливания) — 1, оптическую систему с набором монохроматических интерференционных фильтров и приемником излучения (ФЭУ-51) — 2, регистратор (цифровой вольтметр Ф-30) — 3 и стабилизированный блок питания — 4.

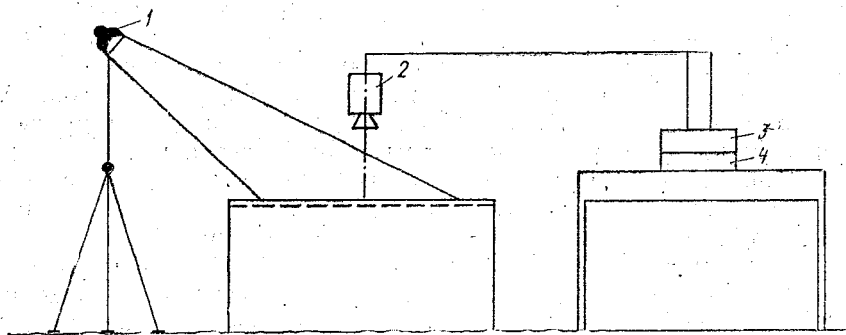


Рис. 1. Схема лабораторной установки.

Для устранения паразитных засветок дно и стенки бассейна были покрыты черной матированной краской. Фиксация выходящего излучения проводилась при постоянном угле съёмки (оптическая ось приемника излучения находилась в положении «надир»), а положение излучателя в течение всего эксперимента оставалось постоянным (угол между водной поверхностью и направлением на излучатель составлял  $50^\circ$ ). Гидрооптические характеристики воды в опытовом бассейне изменялись путем добавления в него вод из различных водоемов, значительно отличающихся по своим свойствам. Относительная прозрачность воды перед началом каждой новой серии измерений определялась с помощью лабораторного спектрофотометра.

При постоянных угле освещения, силе света излучателя и расстоянии до поверхности воды освещенность и спектр излучения, приходящего на водную поверхность, остаются постоянными [2], т. е. можно записать, что

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{\lambda}^0(\theta, \varphi) d\lambda = \text{const}, \quad (1)$$

где  $B_{\lambda}^0$  — спектральная яркость приходящего излучения;  $\theta$  — телесный угол;  $\lambda$  — длина волны;  $\varphi$  — зенитный угол.

Исходя из этого, в настоящей работе проводились измерения спектральной яркости выходящего излучения. Поскольку эксперимент проводился в лабораторных условиях, где толщина атмосферы, играющая большую роль при измерении спектральной яркости в натуральных условиях, не вносит искажений в измерения, то считалось, что ошибка измерений определяется только погрешностью измерительно-регистрационного тракта. Согласно проведенной оценке, относительная погрешность измерений спектральной яркости составляла 7%. Измерения спектральной яркости выполнялись в абсолютных единицах ( $\text{Вт/стер} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{нм}$ ). При калибровке используемой аппаратуры использовался эталонный источник света.

При исследовании влияния дна и его цвета на спектр отраженного от водной поверхности излучения измерения спектральной яркости проводились при различной окраске дна опытового бассейна (рис. 2), для чего на дно укладывались листы черного, синего, зеленого и оранжевого цвета. Таким образом были опробованы все окраски дна, практически встречающиеся в природе. При этом все остальные параметры водной среды, в том числе и прозрачность, оставались постоянными. Относительная прозрачность воды в опытном бассейне в течение проведения данной части эксперимента составляла 90%. Съемка отраженного излучения производилась в диапазоне длин волн от 370 до 620 нм. Следует отметить, что при постоянных угле освещения, положении приемника излучения и расстоянии до водной поверхности спектральная яркость ( $B$ ) отраженного излучения, измеренная в телесном угле  $\theta$ , в диапазоне длин волн электромагнитного излучения  $\lambda + \Delta\lambda$  определяется функциональной зависимостью

$$B = \Phi(B_0, \alpha, \beta, \gamma), \quad (2)$$

где  $B_0$  — спектральная яркость источника излучения,  $\alpha$  — коэффициент, определяющий отражение от водной поверхности,  $\beta$  — параметр, характеризующий рассеяние и поглощение света в водной толще,  $\gamma$  — параметр, характеризующий отражение от дна (проявляется только на мелководье).

По данным, полученным в ходе проведения эксперимента, были построены кривые зависимости спектральной яркости от длины волны для различного цвета окраски дна (см. рис. 2).

Анализируя полученные результаты, можно сделать вывод, что окраска дна резко искажает спектральную кривую уходящего излучения. Наряду с увеличением величины спектральной яркости уходящего излучения на полученных кривых можно проследить появившийся максимум в той области спектра, который соответствует окраске дна. Яркость излучения, отраженного от дна, можно записать как выражение

$$dB(\theta, z, \lambda) = \frac{e(\theta, z, \lambda) \tau(\lambda)}{\pi} d\lambda, \quad (3)$$

где  $e(\theta, z, \lambda)$  — спектральная плотность облучения дна на глубине  $z$  при длине волны  $\lambda$ ,  $\tau(\lambda)$  — спектральный коэффициент диффузного отражения дна.

Из выражения (3) следует, что спектральная яркость излучения, отраженного от дна, зависит от спектральной плотности облу-

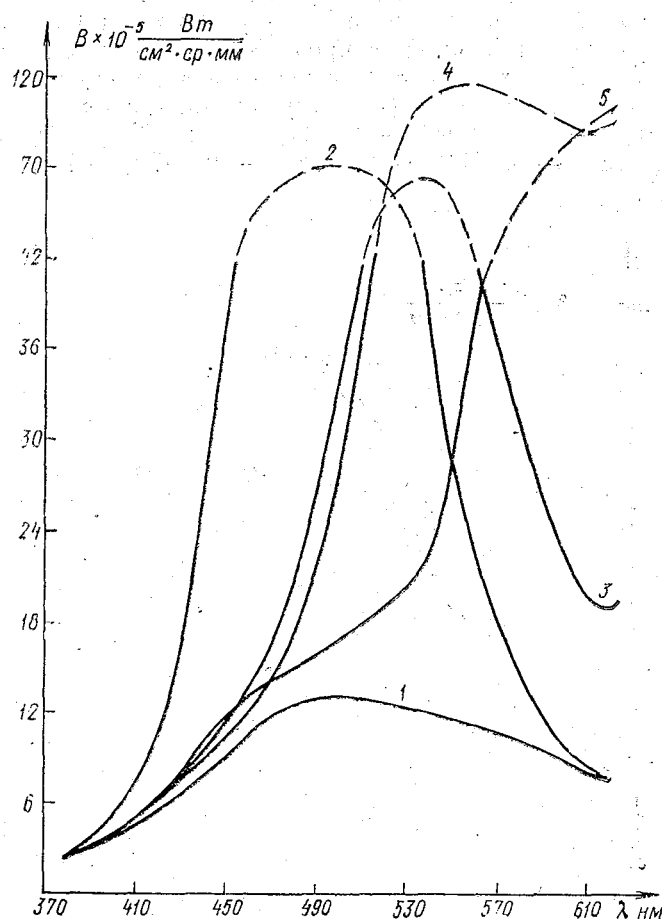


Рис. 2. График изменения спектральной яркости при различной окраске дна бассейна:

1 — дно черного цвета; 2 — синего; 3 — зеленого; 4 — желтого; 5 — оранжевого.

чения дна и его отражательных характеристик. Зачастую в мелководных районах цвет моря определяется окраской дна и взвешенными частицами, имеющими цвет, соответствующий цвету дна, поэтому при проведении измерений характеристик поля излучения, уходящего от водной поверхности, в подобных районах необходимо

учитывать влияние дна, а также влияние количества и цвета взвешенных частиц. Можно сказать, что на изменение коэффициентов спектральной яркости на мелководье, полученных в работе [5], значительное влияние оказывает не только концентрация взвешенных в воде частиц, как утверждают авторы, но и цвет этих частиц.

В ходе проведенного эксперимента были исследованы также зависимости интенсивности и спектр уходящего от водной поверхности излучения от различной прозрачности воды. Относительная прозрачность воды в процессе эксперимента изменялась от 90 до 44%. Исследовались воды со следующими значениями прозрачности: 90% — от 1; 88% — 2; 85% — 3; 79% — 4; 77% — 5; 72% — 6; 68% — 7; 62% — 8; 55% — 9; 47% — 10; 44% — 11 (рис. 3, 4).

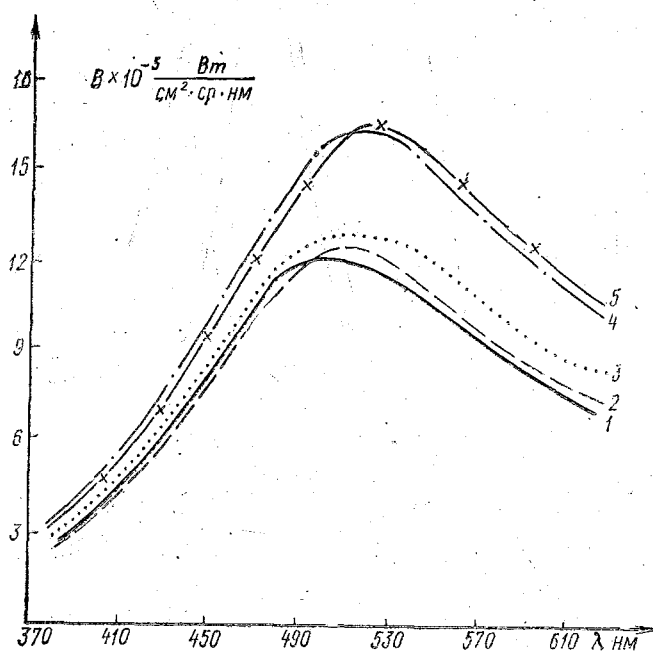


Рис. 3. Кривые изменения спектральной яркости при различной прозрачности воды:

1 — относительная прозрачность воды 90%; 2 — 88%; 3 — 85%; 4 — 79%; 5 — 77%.

Съемка спектральной яркости при различных значениях прозрачности воды производилась при черной окраске дна и стенок бассейна.

По результатам проведенных исследований были построены кривые спектральной яркости для различной прозрачности воды (см. рис. 3 и 4). Полученные данные показывают, что в относи-

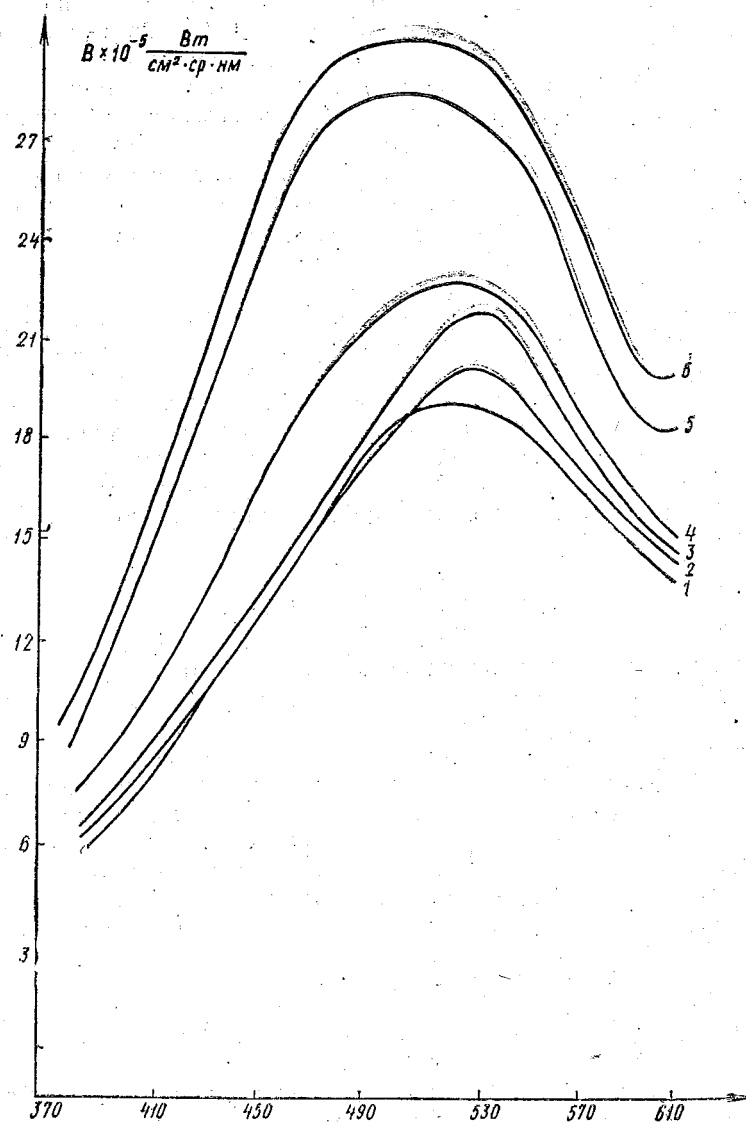


Рис. 4. Кривые изменения спектральной яркости при различной прозрачности воды:  
 1 — относительная прозрачность воды 72%; 2 — 68%; 3 — 62%;  
 4 — 55%; 5 — 47%; 6 — 44%.

тельно прозрачной воде  $\theta = 90 - 80\%$ , максимум спектральной яркости находится в области длин волн 480—500 нм. При уменьшении прозрачности происходит общее увеличение интенсивности восходящего излучения, а также смещение максимума спектральной яркости в область 530—550 нм. Уменьшение прозрачности приводит к общему увеличению интенсивности выходящего излучения с одновременным смещением максимума спектральной яркости.

Кроме того, следует отметить, что каждому значению относительной прозрачности воды соответствует свое положение максимума спектральной яркости  $(B_\lambda)_{\max}$ , т. е. что

$$\theta = f[(B_\lambda)_{\max} \lambda_i],$$

где  $\theta$  — относительная прозрачность,  $\lambda$  — длина волны, соответствующая максимуму спектральной яркости при данной величине прозрачности.

Таким образом, полученные в работе результаты позволяют сделать вывод о возможности решения обратной задачи. Анализ построенных кривых (см. рис. 3 и 4), в котором учитывалось, что в диапазоне длин волн 420—580 нм кривые спектральной яркости имеют вид параболы, позволил вывести эмпирическую зависимость вида

$$\theta = \frac{310,2 \cdot \lambda^{0,13}}{(B_\lambda)_{\max}} \cdot 10^{-5}.$$

Отсюда, выполнив измерения спектральной яркости, определив максимальное значение  $B_{\max}$  и его положение относительно длины волны, мы можем оценить величину прозрачности воды.

В заключение следует отметить, что полученные в работе результаты показывают несомненную возможность проведения в лабораторных условиях исследований спектральных отражательных характеристик водной поверхности. Создавая постоянные условия освещения и изменяя отдельные гидрофизические характеристики воды, можно проследить характер влияния этих изменений на поле восходящего излучения и выявить имеющиеся взаимосвязи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А. П. Физические основы гидрооптики. Минск, «Наука», 1975. 149 с.
2. Кринов Е. А. Спектральная отражательная способность природных образований. М. — Л., Гостехиздат, 1947. 272 с.
3. Мулламаа Ю. Р. Атлас оптических характеристик взволнованной поверхности моря. Тарту, 1964 г. 384 с. (Изд. АН ЭССР).
4. Применение аэрометодов для исследования моря. 1963 г., 546 с. (Изд. АН СССР).
5. Семенченко И. В., Вахарева Л. В., Калько А. Г. Дистанционный метод определения мутности воды водохранилищ на основе измерения коэффициента спектральной яркости. — Тр. ГГИ, 1976 г., вып. 237, с. 65—70.

А. С. ПОТАПОВ, Ю. Ф. ТАРАСЮК

### ХАРАКТЕР ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ОКЕАНА

Знание характера пространственных неоднородностей поля температуры в океане играет важную роль при выборе технических параметров океанографических приборов в процессе разработки и практического использования.

В настоящей работе анализируются результаты измерений, проведенных в июле 1977 г. Измерения производились платиновым датчиком температуры типа ИС-264 А (чувствительность  $0,05^{\circ}\text{C}$ , постоянная времени 10 с). Датчик буксировался при движении судна со скоростью 10—12 узлов. Глубина буксировки составляла 2—4 м в стороне от кильватерной струи. Регистрация данных осуществлялась непрерывно на ленте самописца ЭПП-09 со скоростью протяжки 400 мм/ч в диапазоне  $10^{\circ}\text{C}$ , что обеспечивало разрешающую способность отсчета по температуре  $0,025^{\circ}\text{C}$  и по пространству 40—50 м. Контрольные измерения заборным термометром проводились не реже одного раза в 4 ч.

Предварительная обработка полученных данных производилась с помощью палетки путем осреднения записей температуры на пространственном интервале 1 км. Отсчеты снимались с точностью  $0,1^{\circ}\text{C}$ . Было получено более 4500 отсчетов, каждый из которых сопровождался указанием типа мгновенных флуктуаций, наблюдаемых на данном участке. Изменения температуры менее  $0,3^{\circ}\text{C}$  были отнесены к I типу, от  $0,3$  до  $0,5^{\circ}\text{C}$  — ко II и более  $0,5^{\circ}\text{C}$  — к III. В случаях, когда, изменения температуры превышали  $0,5^{\circ}$  и имели плавный (гладкий) характер, считалось, что наблюдаются скачкообразные изменения горизонтального градиента и указывался IV тип.

Обработка данных производилась на ЭВМ М-222 по программе, составленной И. М. Вишневской на основе методики, изложенной в статье В. С. Беляева и М. М. Любимцева [3].

По последовательным неперекрывающимся участкам ( $M=20$ , 100 км для пространственных сдвигов  $n=2, 4, 8, 16, 32$  км) исход-

ного ряда  $T[t(j)] = T(j)$ ,  $j = 1, 2, 3, \dots, (L=4500)$  значения структурных функций рассчитывались по формуле

$$D^{(i)}(k) = \frac{1}{M} \sum_{j=(i-1)M+1}^{i(M-n)} [T(j+n) - T(j)]^2,$$

где  $i = 1, 2, 3, \dots, (L/M)$ ;  $k = 1, 2, 3, 4, 5$ .

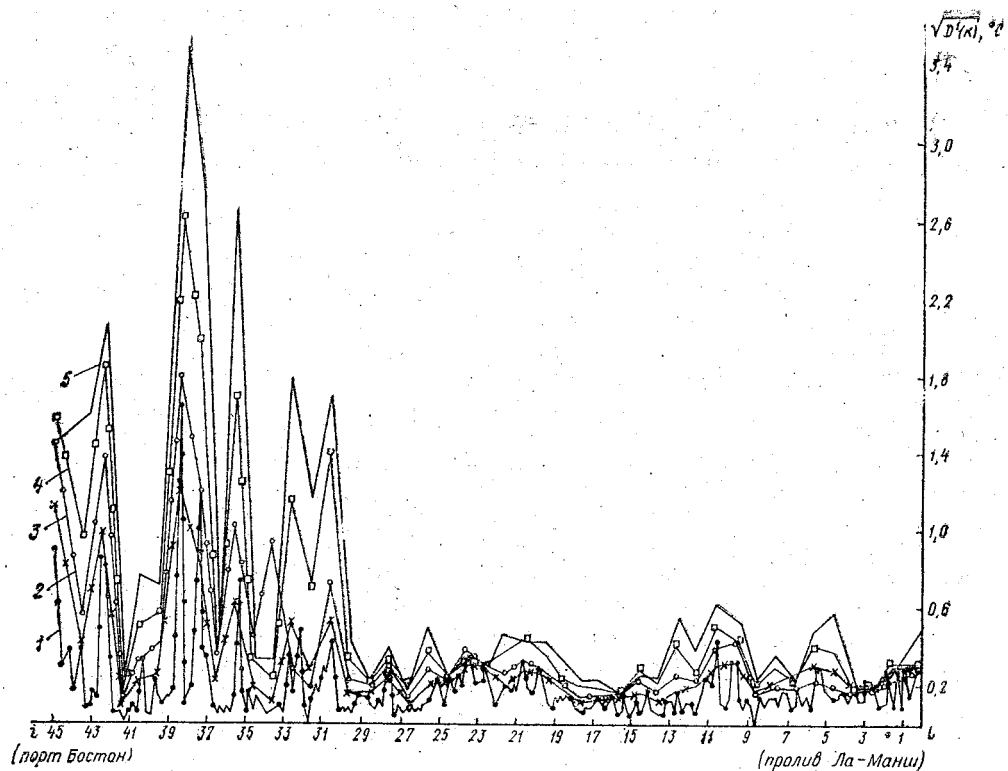


Рис. 1. Графики структурных функций для пространственных сдвигов: 1—2; 2—4; 3—8; 4—16; 5—32 км; каждый  $i$ -й участок равен 100 км.

Результаты обработки представлены на рис. 1. С помощью графиков структурных функций выделены участки с крупномасштабными и мезомасштабными неоднородностями и скачкообразными изменениями температуры. Это позволило более строго систематизировать исходный материал, чем в работах [4, 5]. Кроме того, графики на рис. 1 позволяют определить количественные значения пространственных интервалов, где разность температур в горизонтальном направлении превышает некоторое заданное значение (например,  $0,3^\circ\text{C}$ ).

Сравнение графиков структурных функций горизонтальных неоднородностей с картами поверхностных течений в этом районе [1] и с возможными положениями границ фронтальных зон [2] показывает, что, по-видимому, «выбросы» значений структурных функций могут с достаточно высокой точностью (2—4 км) указать границы раздела различных водных масс и более четко определить положение ветвей течений на поверхности океана.

Характерные масштабы неоднородностей определялись графическим способом по точкам пересечения кривых средних температур с масштабами осреднения 1, 10, и 100 км [4]. В результате систематизации отсчетов получены графики, приведенные на рис. 2. Как видно, наибольшую повторяемость имеют масштабы неоднородностей 10—30 км. Однако по указанной трассе наблюдались и неоднородности с масштабами 40—100 км при амплитуде флуктуаций температуры более  $0,3^{\circ}\text{C}$ . Графики на рис. 1 и 2 дают возможность определить характерный радиус горизонтальных температур неоднородностей для каждого участка трассы.

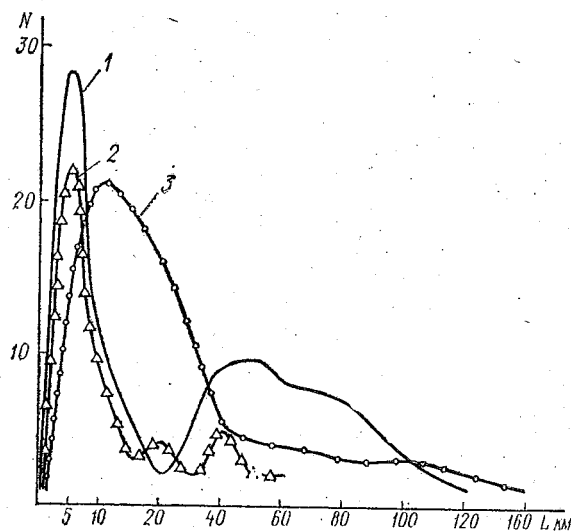


Рис. 2. Графики крупномасштабных (1) и мезомасштабных (2) неоднородностей и скачкообразных (3) изменений горизонтальной температуры.

Для уточнения характера текущей изменчивости поля приповерхностной температуры в пределах участков (рис. 2) типы мгновенных флуктуаций на каждом километре трассы систематизированы в табл. 1 по 100-километровым отрезкам с указанием их повторяемости в процентах. Из таблицы видно, что при крупномасштабных неоднородностях средних значений наиболее вероятным будет I тип мгновенных флуктуаций, а в Гольфстриме преимущественно — IV.

**Характеристики поля приповерхностной температуры при различных масштабах неоднородностей**

| Неоднородности   | Параметры     |                    |         |                               |    |     |    |
|------------------|---------------|--------------------|---------|-------------------------------|----|-----|----|
|                  | Номер участка | $T_{\text{ср}}$ °C | СКО, °C | Типы мгновенных флуктуаций, % |    |     |    |
|                  |               |                    |         | I                             | II | III | IV |
| Крупномасштабные | 1             | 16,95              | 0,34    | 92                            | 2  |     |    |
|                  | 2             | 17,41              | 0,22    | 97                            | 3  |     |    |
|                  | 3             | 18,19              | 0,16    | 95                            | 5  |     |    |
|                  | 4             | 17,86              | 0,21    | 100                           |    |     |    |
|                  | 7             | 19,51              | 0,19    | 81                            | 19 |     |    |
|                  | 8             | 19,73              | 0,35    | 88                            | 12 |     |    |
|                  | 9             | 20,16              | 0,20    | 98                            | 2  |     |    |
|                  | 12            | 21,34              | 0,35    | 87                            | 10 | 3   |    |
|                  | 13            | 21,32              | 0,45    | 98                            | 2  |     |    |
|                  | 14            | 21,84              | 0,19    | 100                           |    |     |    |
|                  | 15            | 22,11              | 0,21    | 100                           |    |     |    |
|                  | 16            | 22,24              | 0,12    | 97                            | 3  |     |    |
|                  | 17            | 22,61              | 0,23    | 97                            | 3  |     |    |
|                  | 18            | 22,97              | 0,20    | 100                           |    |     |    |
|                  | 22            | 24,55              | 0,35    | 93                            | 5  | 2   |    |
|                  | 27            | 24,65              | 0,15    | 100                           |    |     |    |
|                  | 28            | 25,04              | 0,25    | 99                            | 1  |     |    |
|                  | 29            | 23,87              | 0,21    | 98                            | 2  |     |    |
|                  | 30            | 22,83              | 0,41    | 98                            | 2  |     |    |
| 34               | 22,83         | 0,41               | 100     |                               |    |     |    |
| 35               | 22,31         | 0,25               | 100     |                               |    |     |    |
| Мезомасштабные   | 5             | 18,26              | 0,54    | 80                            | 20 |     |    |
|                  | 6             | 19,38              | 0,39    | 41                            | 48 |     |    |
|                  | 10            | 19,97              | 0,41    | 76                            | 24 |     |    |
|                  | 11            | 20,59              | 0,49    | 43                            | 54 |     |    |
|                  | 19            | 23,69              | 0,35    | 15                            | 85 |     |    |
|                  | 20            | 24,33              | 0,43    | 34                            | 63 | 3   |    |
|                  | 21            | 24,99              | 0,33    | 25                            | 47 | 28  |    |
|                  | 23            | 24,99              | 0,22    | 20                            | 56 | 24  |    |
|                  | 24            | 24,66              | 0,34    | 10                            | 59 | 31  |    |
|                  | 25            | 24,61              | 0,23    | 55                            | 35 | 10  |    |
|                  | 26            | 24,38              | 0,31    | 79                            | 21 |     |    |
|                  | 37            | 26,58              | 0,35    | 93                            |    |     | 7  |
|                  | 40            | 26,48              | 0,56    | 96                            |    |     | 4  |
|                  | 41            | 27,26              | 0,61    | 93                            |    |     | 7  |
| 42               | 27,46         | 0,13               | 98      |                               |    | 2   |    |
| Скачкообразные   | 31            | 22,43              | 1,13    | 66                            |    |     | 34 |
|                  | 32            | 24,50              | 1,05    | 82                            |    |     | 18 |
|                  | 33            | 23,37              | 1,23    | 65                            |    |     | 35 |
|                  | 36            | 25,98              | 2,17    | 55                            |    |     | 45 |
|                  | 38            | 23,98              | 2,11    | 62                            | 4  | 7   | 27 |
|                  | 39            | 23,44              | 2,35    | 41                            | 1  | 3   | 55 |
|                  | 43            | 23,78              | 1,44    | 39                            | 4  | 3   | 54 |
|                  | 44            | 22,31              | 1,50    | 88                            |    |     | 12 |
|                  | 45            | 17,96              | 1,07    | 1                             |    |     | 99 |

Полученные данные принципиально не отличаются от результатов других авторов [2, 4, 5], проводивших измерения в этом районе в летнее время, однако они существенно дополняют их в плане количественного описания параметров изменчивости поля температуры в приповерхностном слое океана в различных спектрах горизонтальных распространенных масштабов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас океанов. Атлантический и Индийский океаны. М., 1977.
2. Баранов Е. И. Среднемесячные положения гидрологических фронтов в северной части Атлантического океана. — *Океанология*, 1972, т. 12, вып. 2, с. 217—223.
3. Беляев В. С. Любимцев М. М. Текущие структурные функции как индикатор перемежаемости турбулентности. — *«Физ. атм. и океана»*, 1977, т. 13, № 12, с. 1322—1325.
4. Науменко М. Ф. О характеристиках пространственных неоднородностей температурного поля поверхности океана. — *«Мор. гидрофиз. исслед.»*, 1975, № 2, с. 96—107.
5. Абрамов Р. В., Близниченко В. И., Булатов Р. П., Казачкина Л. И. Характер и масштабы температурных неоднородностей на поверхности Атлантического океана. — *«Океанология»*, 1975, т. 15, вып. 5, с. 826—828.

Л. А. ЕЩЕНКО, И. В. КИРЕЕВ,  
А. В. СВЕЧНИКОВ, Б. В. СИПОВИЧ (ГОИН)

## ОПЫТ РЕГИСТРАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ВОЛН И НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ МОРСКОГО ВОЛНЕНИЯ В РАЙОНЕ ОКЕАНСКОЙ СТАНЦИИ «С»

### 1. КРАТКАЯ СИНОПТИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА АТМОСФЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ НА ОКЕАНСКОЙ СТАНЦИИ (ОС) «С» В МАРТЕ 1978 г.

В марте синоптики НИСП «Муссон» выделили пять естественных синоптических периодов: 1—3 марта, 4—12, 13—19, 20—26 и 27—31 марта.

В течение первого периода в районе ОС «С» погода определялась северо-восточными и северными перифериями проходивших циклонов. Восточный ветер имел скорость 12—16 м/с, усиливавшийся временами до 19—21 м/с. Высоты волн были от 4,0 до 6,5 м. Во второй период циклоны двигались на север и их центры проходили через ОС «С» или через близлежащие акватории. Минимальное давление было 945 мбар. В течение пяти дней наблюдался ветер западной четверти, и в остальные четыре — юго-восточной и восточной, скорость ветра изменялась от 5—11 до 17—22 м/с. Высоты волн были от 5,0 до 8,0 м.

В третий период траектории циклонов проходили севернее ОС «С», преобладали юго-западные и западные ветры со скоростью от 14—17 до 20—25 м/с. Максимальная скорость 32 м/с была 18.03. Волны высотой до 8—10 м наблюдались 14—16 марта (в течение 31 часа) и до 8—9 м — 18 марта (в течение 10 часов). В четвертый и пятый период наблюдались западные и юго-западные ветры со скоростью 17—22 м/с с усилением до 30—35 м/с (26.03). При этом высота волн достигала 14 м.

### 2. АППАРАТУРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВОЛН

Наша промышленность выпускала два типа судовых волнографов: ГМ-16 и ГМ-62.

Волнограф ГМ-16 для измерений с океанских НИСП типа «Пассат» и «Академик Королев» не пригоден, так как при длине

кабеля 400 м длина волнограммы получается очень короткой, недостаточной для получения надежных статистических характеристик волнения.

Применение волнографа ГМ-62 возможно в диапазоне скоростей ветра до 10—12 м/с.

В XXVII рейсе НИСП «Муссон» был применен волнограф ГМ-62-Р, в котором проволочный преобразователь и компенсатор качки стабилизировались в вертикальном положении отдельными грузами. Для стабилизации компенсатора качки применялся груз весом 65 кг, который опускался на тросе лебедкой ЛЭРок 1,2.

Погрешности волнографа ГМ-62-Р могут быть приближенно оценены расчетным путем. Расчет проведем исходя из предположения, что существует только ветровой дрейф судна.

Известно [1, 3], что движущаяся в жидкости гибкая нить (трос), закрепленная на одном конце и нагруженная на другом, приобретает форму цепной линии, которая описывается следующим уравнением

$$x = \frac{T}{A} \operatorname{ch} \frac{A}{T} Y,$$

где  $T$  — натяжение троса, в данном случае равное весу груза, уменьшенному на величины выталкивающей силы и силы натяжения кабеля, которая принимается направленной вертикально вверх и приложена в месте крепления кабеля к грузу (точнее, к тросу),  $A$  — сопротивление единицы длины троса при перпендикулярном его положении в потоке жидкости

$$A = k \cdot \rho \cdot d \cdot V_d^2,$$

где  $k$  — коэффициент лобового сопротивления, равный 1,1—1,3 [2],  $\rho$  — плотность морской воды, равная 1028 кг/м<sup>3</sup>;  $d$  — диаметр троса (кабеля), м;  $V_d$  — скорость дрейфа судна (скорость потока), равная (в среднем для НИСП)

$$V_d = 0,06 V_v \text{ м/с,}$$

$V_v$  — скорость ветра (м/с) на высоте 26,5 м (НИСП «Муссон») или на высоте 32 м (НИС «Академик Королев»);

$a = \frac{T}{A}$  — параметр цепной линии.

Угол наклона касательной к тросу в точке его подвеса, отсчитываемый от горизонта, равен

$$\theta = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{T}{Q},$$

где  $Q$  — сила лобового сопротивления троса (кабеля).

Длина дуги цепной линии, в данном случае равная длине вытравленного троса, определяется уравнением

$$L = a \operatorname{sh} \frac{H}{a},$$

где  $H$  — глубина погружения груза (конца троса), м.

Результаты расчетов, выполненных для длин вытравленного троса от 50 до 100 м скорости дрейфа от 0,5 до 1,6 м/с, сведены в табл. 1.

Исходные данные: диаметры — троса — 3,5 мм, кабеля — 5,5 мм; вес груза — 1000 Н (масса  $\approx 100$  кг), коэффициент лобового сопротивления — троса — 1,1, кабеля — 1,2.

Анализ данных табл. 1 показывает, что при массе груза 100 кг и указанных выше геометрических характеристиках троса и кабеля измерения можно вести (считая предельным угол наклона троса  $40^\circ$ ) при скоростях дрейфа до 1,5 м/с (скорость ветра до 25 м/с). Этот диапазон скоростей дрейфа шире соответствующего диапазона гидрометеоусловий, при которых судно может лежать в дрейфе.

Таблица 1

Основные параметры троса с грузом

| Длина троса, м   |                | 50   | 60   | 70   | 80   | 90   | 100  |
|------------------|----------------|------|------|------|------|------|------|
| $V_d = 0,5$ м/с  | $H$            | 50   | 60   | 70   | 80   | 90   | 100  |
| $V_B = 8,3$ м/с  | $\alpha^\circ$ | 1    | 2    | 2    | 3    | 3    | 3    |
| $V_d = 1,0$ м/с  | $H$            | 50   | 60   | 69,4 | 79,5 | 88,5 | 97,2 |
| $V_B = 16,7$ м/с | $\alpha^\circ$ | 7    | 9    | 10   | 12   | 14   | 17   |
| $V_d = 1,2$ м/с  | $H$            | 49,5 | 59,4 | 69,1 | 79   | 86,5 | 96,8 |
| $V_B = 20$ м/с   | $\alpha^\circ$ | 11   | 14   | 17   | 21   | 25   | 30   |
| $V_d = 1,4$ м/с  | $H$            | 48,5 | 58,8 | 67,6 | 75   | 81,5 | 85,8 |
| $V_B = 23,3$ м/с | $\alpha^\circ$ | 16   | 21   | 27   | 34   | 41   | 49   |
| $V_d = 1,6$ м/с  | $H$            | 48,2 | 56,5 | 62,9 | 68,1 | 63,8 | 54,4 |
| $V_B = 26,7$ м/с | $\alpha^\circ$ | 24   | 33   | 42   | 53   | 64   | 75   |

Примечание:  $H$  — заглубление конца троса с грузом (с датчиком), отсчитываемое по нормали от уровня невозмущенной водной поверхности, м.

В реализованном и испытанном волнографе ГМ-62-Р нихромовая проволока измерительного преобразователя была снята с кабеля компенсатора качки и намотана на один телефонный провод типа П-274, к концу которого крепился груз массой 10 кг. При заглублении груза на 15 м угол отклонения провода от вертикали при скоростях ветра до 20—23 м/с не превышал 20—25°. За счет неравномерной скорости дрейфа изменение этого угла в процессе измерений (записи волнограммы) не превышало 10°. Гидростатический преобразователь компенсатора качки крепился к грузу массой 65 кг, который опускался на тросе на глубину 70—75 м. Кабель компенсатора качки использовался в этом случае только для электрической связи и величина его отклонения на результаты измерений теперь уже не сказывалась (влиял угол отклонения троса). При расстоянии между точками подвеса троса и нихромовой проволоки, не превышающем 40 см, существенной погрешности за счет разности преобразователей не возникало.

Согласно сделанной оценке, величина погрешности метода измерения высот и средних периодов волн не превышала 15%.

Указанные конструктивные изменения позволили вести измерения волнографом при скоростях ветра 20—23 м/с и высотах волн 9—10 м (3% обеспеченности), т. е. пока НИСП «Муссон» могло лежать в дрейфе.

### 3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ВОЛНЕНИЯ

Анализ результатов измерений параметров волнения был проведен путем их сравнения с соответствующими значениями, полученными расчетным путем [5]. Характеристики волнообразующих факторов, приведенные в табл. 2, определялись по синоптическим картам, совпадающим по времени с регистрацией волнограмм.

Таблица 2

Характеристики волнообразующих факторов, полученные по данным синоптических карт

| Характеристика              | Дата и синоптические сроки |                |                |                |                |
|-----------------------------|----------------------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
|                             | 14.03<br>12.00             | 14.03<br>18.00 | 16.03<br>18.00 | 17.03<br>12.00 | 17.03<br>18.00 |
| Разгон $X$ км               | 1750                       | 1530           | 1100           | 1260           | 1260           |
| Время действия ветра, $t$ ч | 5                          | 11             | 16             | 19             | 25             |
| Скорость ветра, $V$ м/с     | 20                         | 18             | 16             | 15             | 16             |
| $X/V^2$                     | 4,4                        | 4,7            | 4,3            | 5,6            | 4,9            |
| $t/V$                       | 0,25                       | 0,5            | 1,0            | 1,27           | 1,57           |
| $(h_m/V_m^2)_0$             | 0,0057                     | 0,0075         | 0,0098         | 0,0109         | 0,012          |

Из данных табл. 2 следует, что «разгон» волн во всех случаях был не менее 1000 км; время действия ветра, определяющее развитие волн, изменялось от 5 до 25 ч.; при расчете параметров волн не требуется учитывать влияние зыби, так как отношение  $(\bar{h}_m : V_m^2)_0$  во всех случаях не превышает 0,016. Согласно [5], при таких значениях этого параметра, несмотря на уменьшение скорости ветра, зыбь не возникает.

Средние высоты волн, полученные расчетным путем и экспериментально, сопоставлены на рис. 1. Как видим, большинство точек лежит в интервале  $\pm 10\%$  около линии совпадения (соответствия) расчетных и экспериментальных данных. Исключение составляют два случая, когда экспериментальные значения существенно отличаются от расчетных.

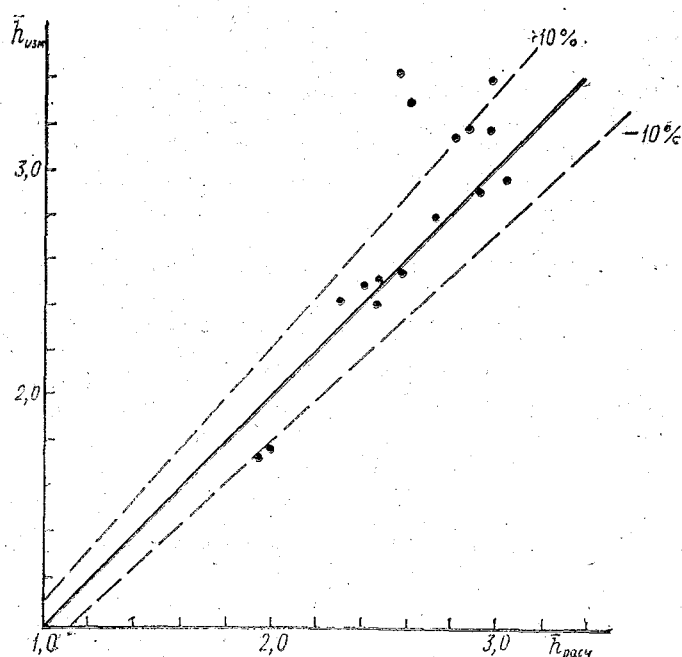


Рис. 1. Сравнение измеренных и расчетных значений средних высот волн.

Сравнение рассчитанных и определенных экспериментально средних значений периодов волн показало, что большинство точек группируется вокруг линии, которая проходит на  $0,15 T_{ср}$  выше линии совпадения расчетных и экспериментальных данных. Этот сдвиг объясняется изменением измеренных периодов вследствие дрейфа судна (явление, близкое к эффекту Допплера).

Обратимся к аномальным случаям, упомянутым выше при рассмотрении рис. 1. Эти измерения проводились 14.03 в сроки 15 и 16 ч. (по Гринвичу). Волнение в эти моменты отличалось тем, что наряду с волнами высотой 5—5,5 м (3% обеспеченности) стали иногда появляться группы из 3—5 волн с максимальной высотой 7—9 м и более. Одновременно с прохождением этих групп волн отмечались значительные снежные заряды. Однако средний ветер в периоды прохождения мощных облаков и крупных волн не изменялся. Следует также отметить, что на синоптической карте за 06.00 ч прослеживался, кроме основного, вторичный холодный фронт, который на картах за 12.00 и 18.00 ч отмечен не был. Если предположить, что вторичный фронт двигался с той же скоростью, что и основной (47 км/ч), то во время регистрации волн он должен был проходить ОС «С». Этот факт подтверждает характер облачности, наличие осадков, резкое уменьшение в эти сроки температуры воздуха.

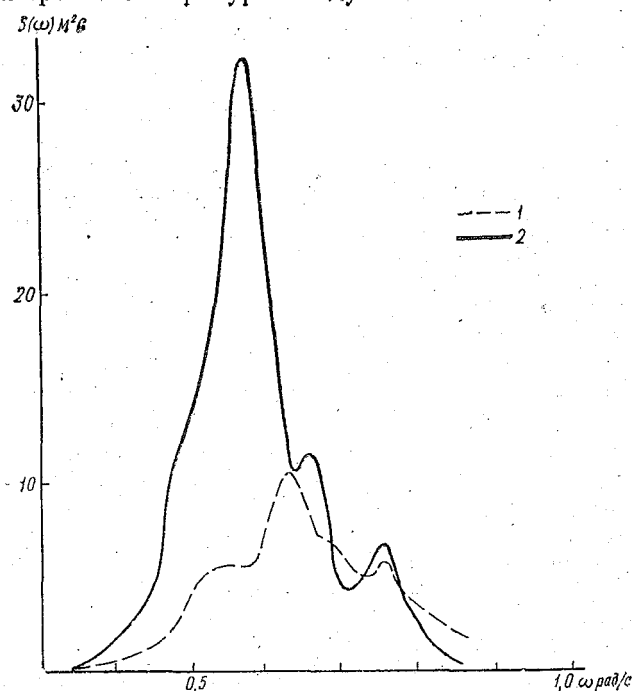


Рис. 2. Спектры волн по измерениям до прохождения холодного фронта (пунктирная линия) и в момент прохождения холодного фронта (сплошная линия).

В этой связи интересен анализ спектров, полученных по реализациям волнения, зарегистрированным за четыре часа до прохождения серии крупных волн, и в момент прохождения этих волн (рис. 2). В спектре, полученном по волнограмме, записанной до

прохождения крупных волн, максимум энергии  $10 \text{ м}^2/\text{с}$  соответствует частоте  $0,63 \text{ рад/с}$ . Увеличение энергии на этой частоте полностью определяется характером ветрового потока над морем. На частоте  $0,67 \text{ рад/с}$  лежит вторичный максимум спектра, рассчитанный по записям, полученным при прохождении серии крупных волн. Величина спектральной плотности этого максимума также примерно равна  $10 \text{ м}^2/\text{с}$ . Однако основная часть энергии спектра сосредоточена на частоте  $0,56 \text{ рад/с}$ . Величина спектральной плотности основного максимума в три раза больше, чем второго, связанного с процессом передачи энергии от ветра к волнам, и определяется каким-то другим механизмом генерации.

Расчет величины фазовой скорости составляющих максимума энергии, которая с учетом дрейфа судна равна  $48 \text{ км/ч}$ , объясняет происхождение этого максимума и подтверждает результаты теоретических исследований [4], из которых следует, что флуктуации давления приводят к усилению гравитационных волн в резонансной полосе частот с центральным значением  $\omega = g : V$ , где  $V$  — скорость перемещения фронта.

#### 4. ВЫВОДЫ

1. Сравнение измеренных и рассчитанных значений средних высот волн показало, что во многих случаях результаты расчета отличаются от экспериментальных не более чем на  $10\%$ .

Для смешанного волнения такие сравнения не проводились из-за отсутствия удовлетворительной методики расчета.

2. В океане наблюдаются волны, высоты которых на  $30\text{—}60\%$  выше рассчитанных по методике, исходящей из предположения о том, что волны генерируются только ветром. Из этого следует, что волны в океане могут усиливаться или генерироваться не только ветром, но и другими геофизическими процессами, в частности холодными атмосферными фронтами.

3. Учитывая необходимость обеспечения надежными прогнозами параметров волнения различных видов океанского флота, созданных за последнее десятилетие в нашей стране, весьма актуальной является задача изучения возможных причин возникновения волн и разработка на основе ее результатов надежной методики прогнозирования.

4. Благодаря возможности регистрации волн волнографом ГМ-62-Р в течение длительного времени (несколько часов подряд) впервые удалось в океанских условиях определить параметры волн, генерируемых не только ветром, но и холодными атмосферными фронтами.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Баранов Ф. И. Теория и расчет орудий рыболовства, изд. 2. М., «Пищепромиздат», 1948. 432 с.

2. Девнин С. И. Аэрогидродинамический расчет плохообтекаемых судовых конструкций. Л., «Судостроение», 1967. 224 с.
3. Попов Б. А. Расчет сопротивления и загрузка сетей с одной незакрепленной подборой. — Труды ВНИРО, 1955, т. XXX, с. 128—145.
4. Ржеллинский Г. В., Матушевский Г. В., Ещенко Л. А. Необычные волны зыби. — Метеорология и гидрология, 1975, № 3, с. 68—73.
5. Руководство по расчету параметров ветровых волн. Л., Гидрометеиздат, 1969. 138 с.

М. А. ГЕРМАН, А. К. ВОРОБЬЕВ, А. Н. ДОБРОТВОРСКИЙ (ЛГМИ)

### НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКИ НА ИСЗ ДЛЯ ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

Перспективным направлением в решении задач дистанционного зондирования атмосферы и поверхности океана, контроля окружающей среды является использование лазеров в космических системах [7].

Эффективность лазерного зондирования во многом определяется состоянием облачности. В связи с этим представляет интерес оценка вероятности успешного проведения сеанса зондирования поверхности океана.

В первом приближении вероятность успешного зондирования может быть определена как вероятность попадания лазерного луча в безоблачное пространство. При этом не учитываются микрофизические характеристики облачности и энергетический потенциал лазерного передатчика. Действительно, даже при облачности десять баллов вероятность успешного зондирования может быть отлична от нуля, если, например, наблюдаются только облака с малой оптической плотностью или если вертикальная протяженность облаков невелика, а также при соответствующем энергетическом потенциале лазерного передатчика.

Для оценки вероятности успешного зондирования построена математическая модель распространения лазерного луча в атмосфере, учитывающая как особенности пространственно-временной структуры облачности, так и ее оптические характеристики и энергетический потенциал лазерного передатчика.

В основу модели оценки влияния облачности на распространение лазерного луча положен метод статистических испытаний (метод Монте-Карло) [5].

В целях учета особенностей пространственной структуры облачности, сезонной и географической изменчивости в модель введена для рассмотрения регулярная сетка точек: квадрат  $1000 \times 1000$  км с шагом, равным 100 км.

В таблице приведены статистические данные условных вероятностей распределения общего количества облаков в квадрате  $100 \times 100$  км, зависящего от общего количества облаков в центре для холодного полугодия в условиях средних широт [8].

Повторяемость различных градаций общего количества облаков (в баллах) при наблюдении в отдельном пункте при условии, что в окрестностях этого пункта (квадрат  $100 \times 100$  км) имеется определенное количество облаков

| Количество облаков в пункте | Количество облаков в квадратах |      |      |      |      |
|-----------------------------|--------------------------------|------|------|------|------|
|                             | 10                             | 9—7  | 6—4  | 3—1  | 0    |
| 10                          | 94,0                           | 5,3  | 0,5  | 0,1  | 0,1  |
| 9—7                         | 28,1                           | 59,8 | 9,1  | 1,7  | 1,3  |
| 6—4                         | 16,2                           | 28,2 | 25,6 | 14,0 | 16,0 |
| 3—1                         | 3,0                            | 3,0  | 17,2 | 35,0 | 41,8 |
| 0                           | 0,1                            | 0,2  | 0,5  | 5,4  | 93,6 |

На основе закона распределения общего количества облаков [8, 9], используя характеристики пространственной структуры облачности (корреляционную функцию), методом статистических испытаний можно определить общее количество облаков в узлах регулярной сетки точек, а затем с помощью данных табл. 1 — количество облаков в каждом из соответствующих квадратов. Для шага сетки 100 км коэффициент корреляции составляет величину около 0,85 [9].

Таким образом моделируется соответствующее реальности распределение облачности в интересующем районе с учетом не только пространственных, но и сезонных, и географических особенностей.

Следует отметить, что события, состоящие в осуществлении или неосуществлении сеанса зондирования в любых взятых попарно квадратах, независимы, так как в моделировании присутствуют характеристики пространственной статистической структуры.

На рис. 1 представлена трехслойная модель облачности, принятая в расчетах. Определение ярусной структуры облачности в каждом квадрате производится на основе законов условных распределений каждого из трех ярусов в зависимости от общего количества облаков [9]. В расчетах принято, что ослабление лазерного луча происходит по экспоненциальному закону [6], а технические средства дают возможность надежно регистрировать сигнал, если выполняется условие

$$B = \frac{J_{\text{атм}}}{J_{\text{обл}}} \leq B_0, \quad (1)$$

где  $J_{\text{атм}}$  — интенсивность лазерного излучения на входе оптического приемника в случае отсутствия облачности,  $J_{\text{обл}}$  — интенсивность лазерного излучения на входе оптического приемника при наличии облачности,  $B$  — затухание сигнала, обусловленное погло-

щением, рассеянием и отражением от облачности,  $B_0$  — энергетический запас системы (в расчетах принимался равным 1;  $10^2$ ;  $10^4$ ).

Расчет соотношения (1) может быть выполнен по формуле

$$\frac{J_{\text{атм}}}{J_{\text{обл}}} = \left[ \frac{\tau_{\text{атм}} e^{\gamma_3 H_3 + \gamma_2 H_2 + \gamma_1 H_1}}{(1 - A_3)(1 - A_2)(1 - A_1)\tau} \right]^2 k \quad (2)$$

где  $\tau_{\text{атм}}$  — коэффициент пропускания чистой безоблачной атмосферы,  $\tau$  — коэффициент пропускания участков атмосферы, не занятых облачными слоями;  $k$  — коэффициент, учитывающий эффект расширения лазерного луча при его прохождении через облачность.

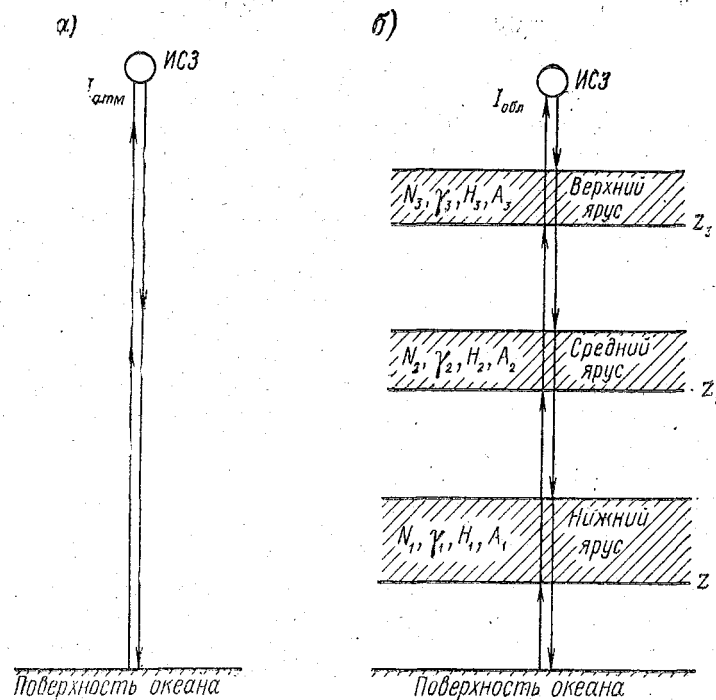


Рис. 1. Схематическое изображение модели распространения лазерного излучения:

а — случай чистой атмосферы; б — случай трехъярусной облачности;

$A_1$ ;  $A_2$ ;  $A_3$  — альбедо облаков нижнего, среднего и верхнего ярусов соответственно. В расчетах принимались следующие значения:  $A_1=0,5$ ;  $A_2=0,25$ ;  $A_3=0,4$ ;  $\gamma_1$ ;  $\gamma_2$ ;  $\gamma_3$  — оптическая плотность облаков нижнего, среднего и верхнего ярусов соответственно. В расчетах принимались следующие значения:  $\gamma_1=30 \text{ км}^{-1}$ , 150

$\gamma_2=10 \text{ км}^{-1}$ ,  $\gamma_1=1 \text{ км}^{-1}$  [4];  $H_1, H_2, H_3$  — вертикальная мощность облаков каждого из ярусов. В расчетах вертикальная мощность определялась методом статистических испытаний на основе соответствующих законов распределения [1, 2, 3, 10; 11].

Коэффициент  $\tau_{\text{атм}}$  может быть рассчитан по формуле

$$\tau_{\text{атм}} = e^{-\int_0^{\infty} \alpha_{\lambda} \rho dz}, \quad (3)$$

где  $\alpha_{\lambda}$  — массовый коэффициент ослабления излучения,  $\rho$  — плотность воздуха,  $z$  — вертикальная координата.

Коэффициент  $\tau$  может быть рассчитан по формуле

$$\tau = e^{-\left(\int_0^{z_1} \alpha_{\lambda} \rho dz + \int_{z_1+H_1}^{z_2} \alpha_{\lambda} \rho dz + \int_{z_2+H_2}^{z_3} \alpha_{\lambda} \rho dz + \int_{z_3+H_3}^{\infty} \alpha_{\lambda} \rho dz\right)} \quad (4)$$

Коэффициент  $k$  приближенно равен отношению площади пятна на подстилающей поверхности при наличии облачности ( $S_{\text{обл}}$ ) к площади пятна при ее отсутствии ( $S$ ), т. е.

$$k \cong \frac{S_{\text{обл}}}{S}, \quad (5)$$

причем  $k \geq 1$  и зависит от множества факторов, таких, как микроструктура облачности, геометрические размеры, расстояние между ярусами, и других.

В расчетах было принято, что  $\frac{\tau_{\text{атм}}}{\tau} = 1$  и  $k = 1$ , т. е. не учитывались различия в коэффициентах пропускания безоблачной атмосферы и участков между ярусами, а также расширение луча при прохождении через облачность. Оба эффекта при зондировании с ИСЗ существенно меньше влияют на соотношение (1), чем ослабление излучения в облаках [7].

В зависимости от общего количества облаков и количества ярусов в каждом квадрате сетки можно задать случайным образом количество облаков каждого из ярусов и определить их степень перекрытия.

Вероятность успешного зондирования для рассмотренной модели облачности может быть оценена по формуле

$$\begin{aligned} P = & P(\bar{N}_1 \bar{N}_2 N_3) P(B_3 B_1) + P(\bar{N}_1 N_2 N_3) P(B_2 B_3) \\ & + P(\bar{N}_1 \bar{N}_2 N_3) P(B_3 B_1) + P(N_1 N_2 N_3) P(B_1 B_2 B_3) \\ & + P(N_1 \bar{N}_2 \bar{N}_3) P(B_1) + P(\bar{N}_1 N_2 \bar{N}_3) P(B_2) \\ & + P(N_1 N_2 \bar{N}_3) P(B_1 B_2) + P(\bar{N}_1 \bar{N}_2 \bar{N}_3), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $P(N_1 N_2 N_3)$  — вероятность попадания лазерного луча в область, занятую облаками всех трех ярусов,  $P(N_1 \bar{N}_2 N_3)$  — вероятность

попадания в область, занятую облаками нижнего и верхнего ярусов,  $P(\bar{N}_1 \bar{N}_2 \bar{N}_3)$  — вероятность попадания в безоблачное пространство и т. д.

$P(B_1 B_2 B_3)$  — функция, равная единице, если  $B_1 B_2 B_3 \leq B_0$ , и нулю в противном случае.

Описанная модель реализована на ЭВМ, результаты расчетов вероятности успешного зондирования для выбранного района приведены в зависимости от  $B_0$  на рис. 2. Из анализа графика видно, что функция  $P$  возрастает очень незначительно с увеличением энергетики лазерного передатчика (от 0,57 до 0,59 при увеличении  $B_0$  от 1 до  $10^4$ ). Кроме того, получена зависимость вероятности однократного успешного зондирования от числа сеансов  $n$ , представленная на рис. 3, при перемещении ИСЗ над рассматриваемым районом. Вероятность однократного успешного зондирования возрастает с числом сеансов и достигает величины 0,97 при  $n=4$ . Иными словами, вероятность однократного успешного зондирования при перемещении ИСЗ на расстояние около 300 км близка к единице.

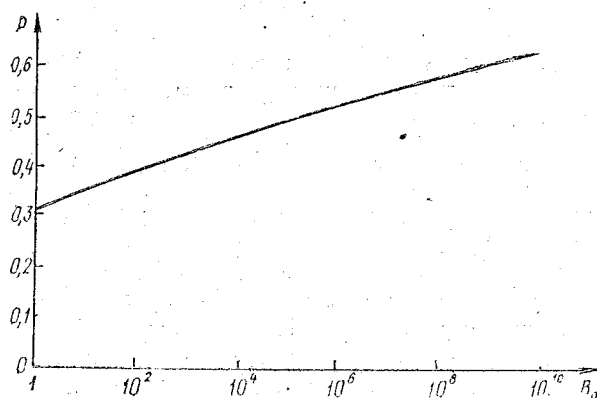


Рис. 2. Зависимость вероятности прохождения лазерного луча по трассе «ИСЗ — поверхность океана — ИСЗ» от энергетического запаса системы зондирования.

Полученная зависимость вероятности прохождения лазерного луча по трассе «ИСЗ — поверхность океана — ИСЗ» от энергетического запаса системы зондирования показывает, что нет необходимости стремиться к чрезмерному увеличению мощности бортового передатчика для повышения вероятности успешного зондирования. Мощность передатчика должна выбираться из условия достижения необходимой помехоустойчивости при работе в безоблачной атмосфере.

Поскольку величина  $k \left( \frac{\tau_{\text{атм}}}{\tau} \right)^2 > 1$ , то с ее учетом вероятность успешного зондирования уменьшится, причем величина вероятности не будет ниже значения, определенного при условии, когда энергетический запас  $B_0 = 1$ . Это еще раз подтверждает правильность вывода о том, что нецелесообразно чрезмерно увеличивать мощность лазерного передатчика на борту ИСЗ. Отметим, что ошибка, вызванная упрощением расчетной формулы, не превышает 4%.

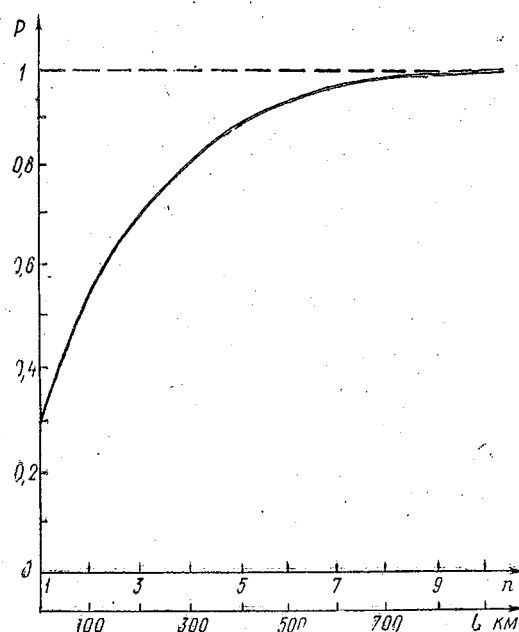


Рис. 3. Зависимость вероятности однократного успешного зондирования от числа сеансов (пройденного расстояния).

Предложенная модель может быть использована для оценки влияния облачности на прохождение лазерного луча и в других задачах, решаемых с помощью лазеров на ИСЗ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Баранов А. М., Губицын Г. А., Иoffe М. М. и др. Авиационная метеорология. М., 1971. 343 с.
2. Баранов А. М. О вертикальной протяженности облаков верхнего яруса. — «Метеорология и гидрология», № 4, 1960, с. 25—26.
3. Боровиков А. М. Характеристики облачных слоев над Москвой по данным самолетных подъемов. — «Труды ЦАО», 1947, вып. 2, с. 71—101.

4. Боровиков А. М., Невзоров А. Н. Результаты самолетных наблюдений над облачностью в ТРОПЭКСе—72. — «Метеорология и гидрология», № 11, 1974, с. 79—86.
  5. Бусленко Н. П., Шрейдер Ю. А. Метод статистических испытаний (Монте-Карло) и его реализация на цифровых вычислительных машинах. М., Физматгиз, 1961. 226 с.
  6. Матвеев Л. Т. Основы общей метеорологии. Физики атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1965. 875 с.
  7. Ракетостроение. Итоги науки и техники, Т 5. М., 1976, с. 115—296 (ВИНИТИ).
  8. Сонечкин Д. М. Метеорологическое дешифрирование космических снимков земли (количественные методы). — «Труды ГМИЦ СССР», 1972, вып. 98, с. 129.
  9. Фейгельсон Е. М. Лучистый теплообмен и облака. Л., Гидрометеиздат, 1970. 229 с.
  10. Физика облаков. Л., Гидрометеиздат, 1961. 458 с. Авт.: А. М. Боровиков, И. И. Гайворонский, Е. Г. Зак и др.
  11. Хргиан А. Х. О строении высококучевых облаков — «Труды ЦАО», 1966, вып. 106, с. 27—36.
-

# ОГЛАВЛЕНИЕ

|                                                                                                                                                                                | Стр. |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------|
| Абрамов В. М. К вопросу об аппроксимации экспериментальных корреляционных функций . . . . .                                                                                    | 3    |
| Рожков В. А., Трапезников Ю. А. Оценивание пространственного спектра по данным синхронной регистрации волнения в нескольких точках волнового поля . . . . .                    | 8    |
| Чверткин Е. И., Навашинский В. И. Акустические помехи и информационные характеристики гидроакустических телеметрических систем . . . . .                                       | 24   |
| Беляев Б. Н. Общие принципы эффективности океанологических исследований . . . . .                                                                                              | 26   |
| Чарыков А. К., Осипов Н. Н. Применение пеларгоновой кислоты для экстракционно-фотометрического определения железа в морской воде . . . . .                                     | 35   |
| Серяков Е. И., Теряева В. П. Долгосрочные прогнозы температуры воды поверхностного слоя в районе судов погоды . . . . .                                                        | 44   |
| Некрасов А. В. О некоторых свойствах амфидромических систем открытого океана . . . . .                                                                                         | 49   |
| Мензин А. Б., Сыроватко Н. А. Моделирование ветровой циркуляции в открытых акваториях . . . . .                                                                                | 62   |
| Крейман К. Д., Царев В. А. Моделирование весенне-летних гидрологических процессов в море . . . . .                                                                             | 69   |
| Карлин Л. Н., Ключков Е. Ю. Модель квазиоднородного слоя с учетом горизонтальных переносов тепла и солей течениями . . . . .                                                   | 77   |
| Райгородский В. М. Трехмерная модель непроникающей конвекции . . . . .                                                                                                         | 83   |
| Бухтеев В. Г., Плинь Н. Л. Использование математических моделей в целях прогнозирования изменения параметров цунами при реальном рельефе дна . . . . .                         | 93   |
| Проворотов П. П., Сорокин Е. В. О составляющих локальных изменений температуры и солености воды в океане . . . . .                                                             | 101  |
| Степанюк И. А., Цветков В. И., Дукальская М. В. Использование переменного шага квантования по времени при океанологических измерениях . . . . .                                | 113  |
| Денисов С. И., Карпова И. П. Оценка согласованности рассчитанных и натурных океанологических характеристик . . . . .                                                           | 121  |
| Завьялов В. Ф., Коровин В. П. К вопросу о влиянии гидрофизических параметров на спектр отраженного от водной поверхности излучения . . . . .                                   | 128  |
| Потапов А. С., Тарасюк Ю. Ф. Характер горизонтальных неоднородностей температуры в приповерхностном слое Северной Атлантики . . . . .                                          | 135  |
| Ещенко Л. А., Киреев И. В., Свечников А. В., Синович Б. В. Опыт регистрации параметров волн и некоторые особенности морского волнения в районе океанской станции «С» . . . . . | 140  |
| Герман М. А., Воробьев А. К., Добротворский А. Н. Некоторые аспекты использования лазерной техники на ИСЗ для зондирования атмосферы и подстилающей поверхности . . . . .      | 148  |
|                                                                                                                                                                                | 155  |

Межведомственный сборник, вып. 71.

Исследование и освоение Мирового океана

Редактор *И. Н. Базилевская*

Корректор *Л. В. Ломакина*

---

|                         |                                                    |                                   |
|-------------------------|----------------------------------------------------|-----------------------------------|
| М-28800.                | Сдано в набор 20/X 1979 г.                         | Подписано к печати 25/VII 1980 г. |
| Зак. 438.               | Формат бумаги 60×90 <sup>1</sup> / <sub>16</sub> . | Бумага тип. № 3.                  |
| Уч.-изд. л. 10,0.       |                                                    | Объем 10 л. л.                    |
| План 1980 г., поз. 487. |                                                    | Тираж 500 экз.                    |
|                         |                                                    | Цена 1 р. 50.                     |

---

Издание ЛПИ имени Калинина  
195251, Ленинград, Политехническая ул., 29  
Типография ВОК ВМФ

---

УДК 551.46.07/08

К вопросу об аппроксимации экспериментальных корреляционных функций. Абрамов В. М. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», 1980, изд. ЛПИ, вып. 71, с. 3 (ЛГМИ).

Рассматриваются дополнительные ограничения, которые необходимо учитывать при выборе аппроксимирующих выражений для экспериментальных корреляционных функций, если данные наблюдений получены с помощью инерционного измерительного прибора. Вводится понятие шума аппроксимации и указывается случай, когда шум аппроксимации может привести к неправильным выводам о характере измеряемого элемента.

Библ. 3.

---

УДК 551.466.3

Оценивание пространственного спектра по данным синхронной регистрации волнения в нескольких точках волнового поля. Рожков В. А., Трапезников Ю. А. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 71, с. 8 (ЛГМИ).

Обсуждаются вопросы вычисления оценки двумерного спектра по записям трех- и девятиструнного волнографа, определения достоверности этой оценки, приводятся выражения для ее смещения и дисперсии; показана возможность применения метода как для установившегося, так и развивающегося (затухающего) волнения.

Ил. 4. Табл. 2. Библ. 12.

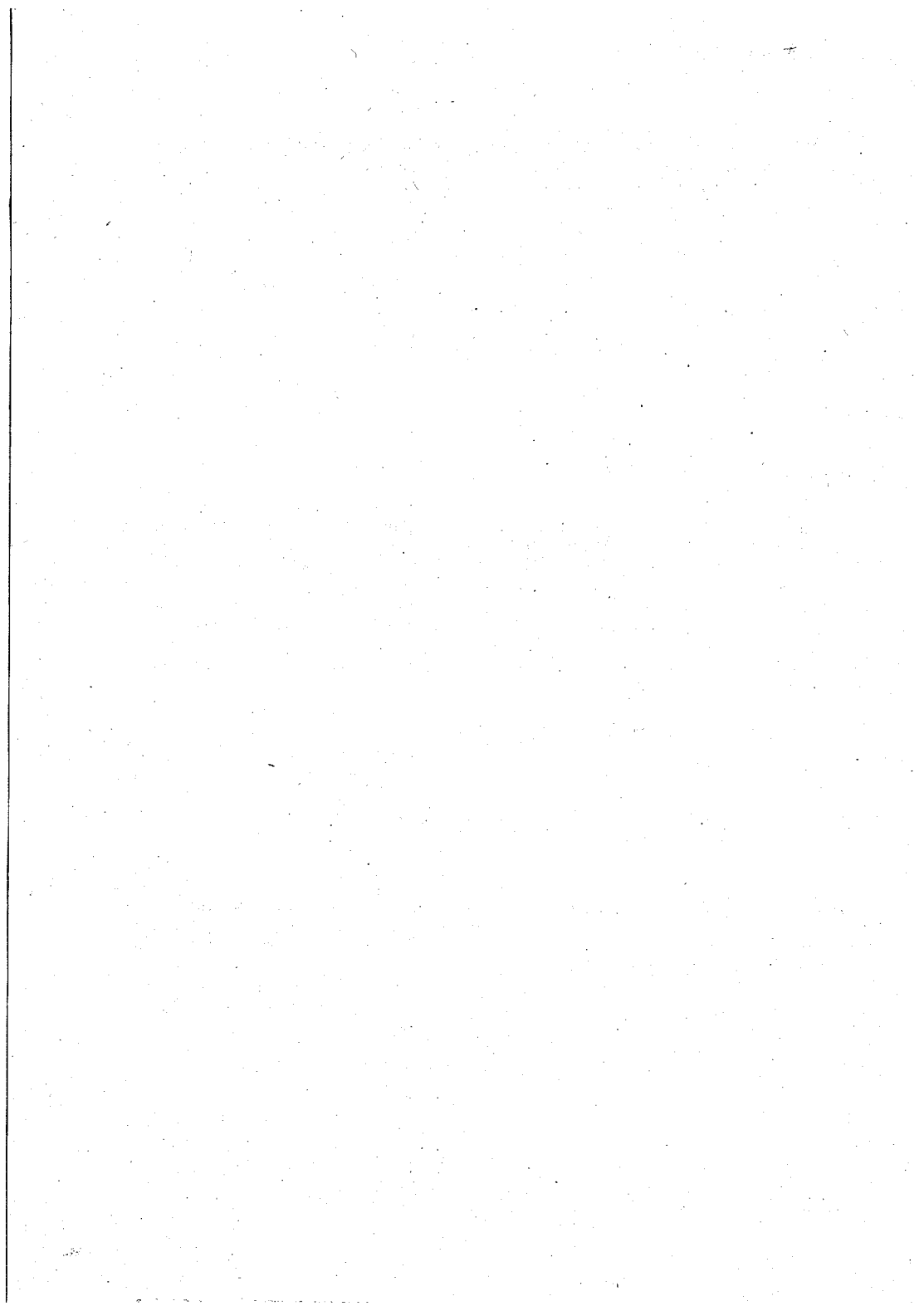
---

УДК 551

Акустические помехи и информационные характеристики гидроакустических телеметрических систем. Четверкин Е. И., Навашинская В. И. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 71, с. 24 (ЛГМИ).

Исследуется влияние основных параметров гидроакустического телеметрического канала на пропускную способность для случая однородной среды. Приведены качественная и количественная оценки влияния этих параметров. Получены математические модели для локальных областей поверхности отклика и определены диапазоны предпочтительных частот в функции дальности.

Библ. 2.



УДК 551

**Общие принципы эффективности океанологических исследований.** Беляев Б. Н. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 71, с. 26 (ЛГМИ).

Совокупность океанологических исследований может рассматриваться в качестве информационной системы, состоящей из ряда подсистем. Оценка эффективности подсистем является типичной задачей исследования операций и анализа сложных систем. Общие принципы решения подобной задачи применительно к специфике океанологических исследований приводят к определенным представлениям о сущности оценки эффективности таких исследований как в чисто информационном плане («информативная эффективность»), так и с точки зрения их полезности («функциональная эффективность») и целесообразности («экономическая эффективность»). Однако практическое применение этих представлений связано с необходимостью преодоления существенных трудностей, в связи с чем в ряде случаев приходится удовлетворяться неполной оценкой эффективности.

Библ. 10.

УДК 543.70:551.464

**Применение пеларгоновой кислоты для экстракционно-фотометрического определения железа в морской воде.** Чарыков А. К., Осипов Н. Н. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 71 с. 35 (ЛГМИ).

Исследован процесс экстракции растворенного железа из морской воды с применением в качестве экстрагента пеларгоновой кислоты. Показано, что полное извлечение железа (III) происходит при  $pH=3, 10$  и наиболее вероятной формой экстрагируемого комплекса является ассоциат типа  $Na[FeA_4]$ . Соленость не влияет на процесс концентрирования. Разработан метод экстракционно-фотометрического определения растворенного железа в морской воде.

Ил. 5. Библ. 12.

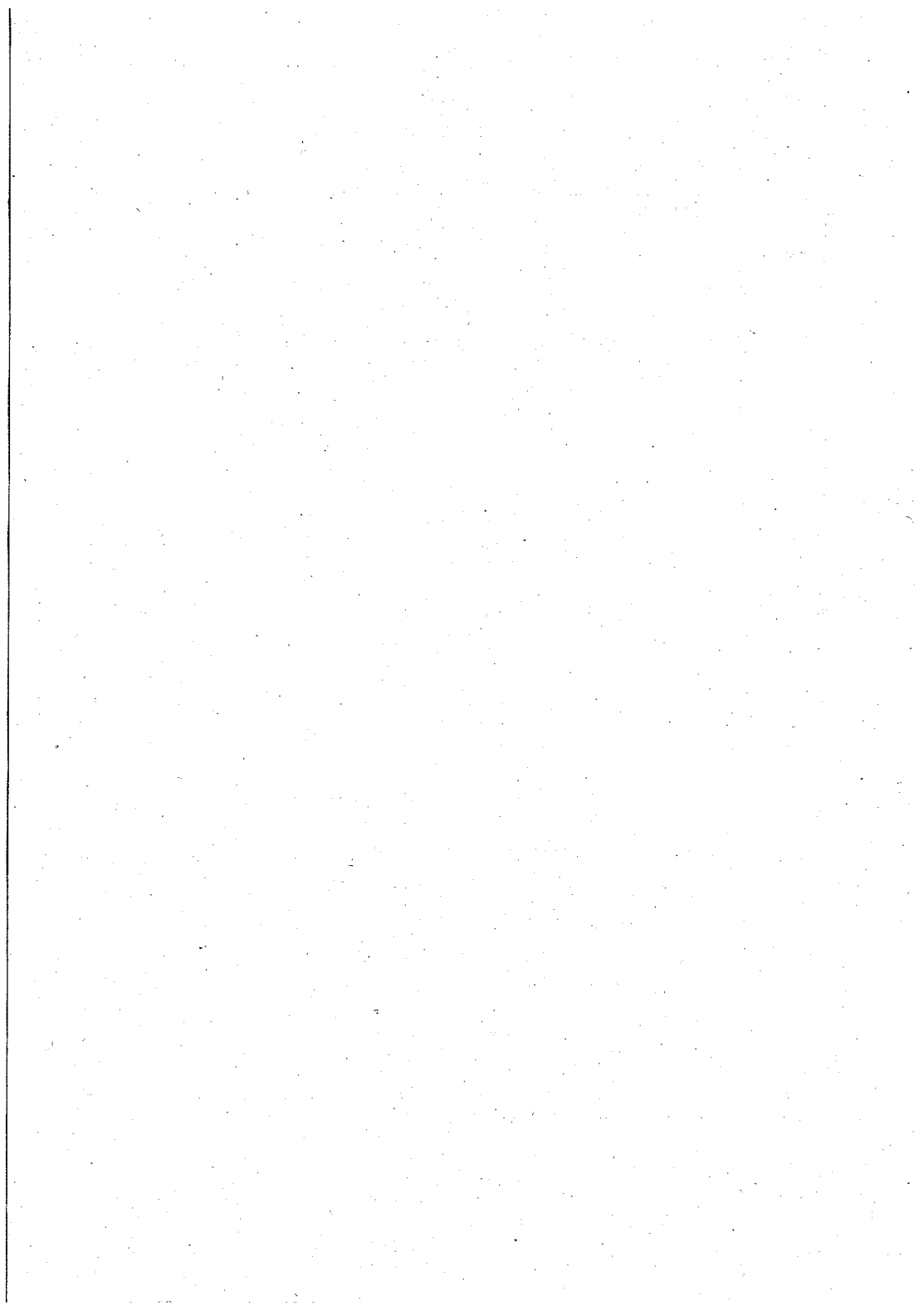
УДК 551.465.42+632+635+73

**Долгосрочные прогнозы температуры воды поверхностного слоя в районе судов погоды.** Серяков Е. И., Теряева В. П. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 71, с. 44. (ЛГМИ).

В статье показано, что изменчивость температуры воды поверхностного слоя в районах судов погоды Северной Атлантики имеет циклическую природу. Это позволяет использовать для разработки методики долгосрочного прогноза температуры воды динамико-статистический метод. Анализ корреляционных функций для различных временных рядов температуры воды и вычисление критерия надежности метода для девяти судов погоды показал эффективность применения динамико-статистического метода к прогнозу температуры воды поверхностного слоя в указанных районах.

Приводится сравнение прогнозируемых и фактических аномалий температуры воды за 1975 — 1977 г. и делается вывод, что ошибки оперативных прогнозов температуры воды, как правило, не выходят за пределы допустимой ошибки.

Табл. 2. Рис. 1. Библ. 7.



УДК 551.466

**О некоторых свойствах амфидромических систем открытого океана.** Некрасов А. В. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 71, с. 49 (ЛГМИ).

Рассматриваются особенности колебаний уровня и поля течений в зоне амфидромических систем, возникающих вследствие кривой интерференции стоячих приливных волн. При интерференции плоских стоячих волн возникает семейство амфидромических систем, связанных по «правилу шестеренок», причем «ячейка господства» амфидромии определенного оборота совпадает с одноименной по знаку зоной вращения приливного течения. В случае интерференции стоячих волн Свердрупса — т. е. учета силы Корнолиса — расстояние между амфидромиями увеличивается, а в поле результирующих течений правое вращение начинает преобладать над левым (в северном полушарии). Размеры, форма и расположение зон противоположного вращения течений зависят от географической широты, а также от пространственных и амплитудно-фазовых соотношений между интерферирующими волнами. Анализ роли указанных факторов на ряде модельных примеров позволяет найти закономерности, полезные для исследования механизма формирования приливных явлений в открытых океанах.

Библ. 3. Рис. 6.

УДК 551.465.553.001.57

**Моделирование ветровой циркуляции в открытых акваториях.** Мэнзиги А. Б., Сыроватко Н. А. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 71, с. 62 (ЛГМИ).

Работа посвящена исследованию крупномасштабных движений в океане. Проведено изучение роли ветрового фактора в формировании течений. Для решения уравнения, описывающего интегральную ветровую циркуляцию вод, использован метод электрического аналогового моделирования, который не требует, в отличие от расчетов на ЦВМ, данных о расходах на жидком контуре. По результатам моделирования осуществляется переход к трехмерному полю течений в верхнем пограничном слое океана. В результате аналогового и численного моделирования получены общие черты глобальной циркуляции вод в некоторых промысловых районах Индийского океана.

Полученные картины ветровой циркуляции вполне удовлетворительно согласуются как с существующими представлениями о характере циркуляции вод в рассматриваемом районе, так и с результатами численных экспериментов, выполненных по другим моделям. Результаты электрического моделирования и расчетов на ЦВМ могут быть использованы для прогноза изменения гидрологических условий, вызванных изменением ветрового поля над водной поверхностью.

Ил. 4. Библ. 3.

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions. It emphasizes that proper record-keeping is essential for the transparency and accountability of the organization. This section also outlines the various methods used to collect and analyze data, ensuring that the information is reliable and up-to-date.

2. The second part of the document focuses on the implementation of the proposed changes. It details the steps involved in the process, from the initial planning phase to the final execution. This section highlights the challenges faced during the implementation and the strategies used to overcome them. It also provides a timeline for the completion of the project, ensuring that all stakeholders are aware of the progress and can provide input as needed.

3. The third part of the document discusses the future of the organization. It outlines the long-term goals and the strategies to achieve them. This section also addresses the potential risks and opportunities that may arise in the future. It emphasizes the need for continuous improvement and innovation to stay competitive in the market. The document concludes with a summary of the key findings and a call to action for all stakeholders to work together to achieve the organization's vision.

---

УДК 551.46

**Моделирование весенне-летних гидрологических процессов в море.** Крейтман К. Д., Царев В. А. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 71, с. 69 (ЛГМИ).

Предлагается математическая модель весенне-летних процессов прогрева и распреснения глубокого моря, позволяющая рассчитать трехмерное распределение температуры и солености, а также толщину верхнего квазиоднородного слоя. С помощью предложенной модели исследуется влияние отторжения Онежского залива на термохалинный режим Белого моря.

Ил. 4. Библ. 6.

---

УДК 551.465.11

**Модель квазиоднородного слоя с учетом горизонтальных переносов тепла и солей течениями.** Карлин Л. Н., Ключиков Е. Ю. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 71, с. 77 (ЛГМИ).

Предлагается модель эволюции характеристик деятельного слоя океана, учитывающая горизонтальный перенос тепла и солей течениями. В основе модели лежат уравнения турбулентной теплопроводности и диффузии солей, проинтегрированные в пределах квазиоднородного слоя и сезонного термоклина, а также интегральное уравнение баланса энергии турбулентности.

Приводятся результаты модельных экспериментов, в которых составляющие течений задавались в виде климатических значений. Показана необходимость учета горизонтальных переносов тепла и солей течениями при расчетах термохалинного состояния деятельного слоя большой акватории и на длительные сроки.

Ил. 1. Библ. 5.

---

УДК 551.465.11

**Трехмерная модель непроникающей конвекции.** Райгородский В. М. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 71, с. 83 (ЛГМИ).

Построена математическая модель непроникающей конвекции в осенне-зимний период для океана или моря.

В модели учитываются горизонтальные переносы массы течениями в верхнем квазиоднородном слое с переменными границами. Рельеф урочной поверхности находится из интегральной циркуляции всей толщи моря с переменным рельефом дна.

Описывается численная реализация модели для Баренцева моря и обсуждаются результаты пробных расчетов.

Ил. 3.

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities. It emphasizes the need for transparency and accountability in financial reporting.

2. The second part of the document outlines the various methods and techniques used to collect and analyze data. It includes a detailed description of the experimental procedures and the statistical analysis performed.

3. The third part of the document presents the results of the study. It includes a series of tables and graphs that illustrate the findings of the research. The data shows a clear trend of increasing activity over time.

4. The fourth part of the document discusses the implications of the findings. It suggests that the results have significant implications for the field of study and may lead to further research in this area.

5. The fifth part of the document concludes the study. It summarizes the key findings and provides a final statement on the importance of the research.

УДК 551.466.62

«Использование математических моделей в целях прогнозирования изменения параметров цунами при реальном рельефе дна». Бухтеев В. Г., Плинка Н. Л. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 71, с. 93 (ЛГМИ).

В статье приводятся некоторые результаты исследования распространения волн цунами в Курило-Камчатской зоне, полученные в ЛГМИ посредством использования различных математических моделей, основанных на применении уравнений мелкой воды. На основе расчетов распространения волн вдоль рефракционных трубок построена схема районирования побережья Курило-Камчатской зоны по высотам и периодам подходящих к берегу волн цунами. Использование двумерной модели позволяет при расчетах учесть поперечную неоднородность рельефа дна и береговой черты, что, как показано на примере Камчатского залива, может являться в некоторых случаях важным фактором, влияющим на параметры волн цунами вблизи берега. Результаты численного моделирования Ниигатского цунами сравнивались с данными наблюдений. Расчет распространения волны в непосредственной близости к урезу и при выходе волны на сухой берег проводился с использованием уравнений, записанных в форме законов сохранения массы и импульса. По результатам этих расчетов построена номограмма, позволяющая определять величину зоны заливания берега в зависимости от уклона дна и высоты волны на подходе к берегу.

Ил. 3. Библ. 5.

УДК 551.465.

О составляющих локальных изменений температуры и солености воды в океане. Проворотов П. П., Сорокин Е. В., Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 71, с. 101 (ЛГМИ).

Проанализированы и обобщены методики разделения локальных (измеряемых) изменений температуры и солености на две составляющие, обусловленные вертикальными и горизонтальными движениями. С использованием данных наблюдений 13-го Атлантического рейса НИС «Нерей» рассчитаны вертикальные и горизонтальные составляющие изменчивости температуры и солености различными способами. На основе результатов расчета качественно выявлена роль отдельных факторов, формирующих вертикальную термохалинную структуру вод в одном из районов океана.

Ил. 5. Библ. 4.

УДК 551.46. 07/08

Использование переменного шага квантования по времени при океанологических измерениях. Степанюк И. А., [Цветков В. И.], Дукальская М. В. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 71, с. 113 (ЛГМИ).

Рассматриваются методы дискретизации океанологических измерений с использованием переменного шага квантования по времени. Предлагается ряд алгоритмов выбора переменного шага, оцениваются возможности использования этих алгоритмов на примере наблюдений за уровнем режимом в Финском заливе.

Табл. 1. Ил. 2. Библ. 6.



---

УДК 551.46.07/08

**Оценка согласованности рассчитанных и натуральных океанологических характеристик.** Денисов С. И., Карпова И. П. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 71, с. 121 (ЛГМИ).

Приведены результаты использования некоторых статистических методов (критериев Стюдента и Фишера для оценки соответственно математических ожиданий и дисперсий, среднеквадратической ошибки, коэффициентов парной и ранговой корреляции) для оценки согласованности рассчитанных и измеренных величин температуры и солености воды, а также скорости течений. Предложен способ использования ранговой корреляции для оценки согласованности векторных величин. Даны рекомендации для использования количественных оценок качества океанологических моделей.

Библ. 5. Ил. 1. Табл. 4.

---

УДК 551.46.062.3

**К вопросу о влиянии гидрофизических параметров на спектр отраженного от водной поверхности излучения.** Завьялов В. Ф., Коровин В. П. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 71, с. 128 (ЛГМИ).

В работе приводятся результаты лабораторного эксперимента по выявлению зависимости между спектральной яркостью поля уходящего от водной поверхности излучения, цветом дна и прозрачностью воды. Приведены графики данных эксперимента, анализ которых позволяет сделать вывод о возможности проведения подобных исследований в лабораторных условиях и о применении полученных результатов в натуральных условиях.

Ил. 4. Библ. 6.

---

УДК 551.463.5

**Характер горизонтальных неоднородностей температуры в приповерхностном слое океана.** Потапов А. С., Тарасюк Ю. Ф. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 71, с. 135 (ЛГМИ).

Приводятся данные о горизонтальных неоднородностях поля температуры в приповерхностном слое океана, полученные в июле 1977 г. Измерения выполнялись непрерывно с помощью платинового датчика температуры типа ИС-264 А (чувствительность 0,05°C, постоянная времени 10 с); датчик буксировался на глубине 2—4 м со скоростью 10—12 узлов. Регистрация осуществлялась на ленте самописца ЭПП-09 в диапазоне 10°C со скоростью протяжки 400 мм/ч, что обеспечивало разрешающую способность отсчетов по температуре 0,025°C и по пространству примерно 40—50 м. Для обработки использовались результаты осреднения записей температуры на интервале 1 км. Для каждого отсчета отмечен характер флуктуаций по принятым условно четырем типам изменчивости температуры. Получены графики характерных масштабов неоднородностей на различных участках трассы и значения структурных функций для интервалов 2, 4, 8, 16 и 32 км.

Табл. 1 Ил. 2. Библ. 5.

---



---

УДК 551.465

Опыт регистрации параметров волн и некоторые особенности морского волнения в районе океанской станции «С». Ещенко Л. А., Киреев И. В., Свечников А. В., Сипович Б. В. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 71, с. 140 (ЛГМИ)

Описан модернизированный вариант судового волнографа ГМ-62, которым производились измерения волнения при высотах волн до 10 м; дается оценка погрешностей волнографа. Анализируются случаи аномального увеличения волнения, которые связываются с прохождением холодных атмосферных фронтов в районе измерений.

---

УДК 551.508.9 : 535.89

Некоторые аспекты использования лазерной техники на ИСЗ для зондирования атмосферы и подстилающей поверхности. Герман М. А., Воробьев А. К., Добротворский А. Н. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 71, с. 148 (ЛГМИ).

Перспективным направлением решения задач дистанционного зондирования атмосферы и подстилающей поверхности является использование лазеров на борту ИСЗ. Эффективность лазерного зондирования зависит от состояния облачности. Статья посвящена описанию математической модели вероятности успешного зондирования, учитывающей пространственно-временные и оптические характеристики облачности и энергетику лазерного передатчика. Приведены результаты расчетов на ЭВМ. Показано, что при увеличении энергетического запаса лазерной системы вероятность успешного зондирования возрастает незначительно; в этом случае вероятность быстро растет по мере движения ИСЗ над рассматриваемым районом, достигая величины 0,97 на расстоянии около 300 км от начала отсчета. Модель может быть использована и при решении других задач, связанных с использованием лазеров в космических системах.

Табл. 1. Ил. 3. Библ. 11.

---

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities. It emphasizes that this is crucial for ensuring transparency and accountability in the organization's operations.

2. The second part outlines the specific procedures for recording and reporting data. It details the steps involved in data collection, analysis, and the frequency of reporting to the relevant stakeholders.

3. The third part addresses the challenges associated with data management and provides strategies to overcome them. It highlights the need for robust security measures to protect sensitive information from unauthorized access.

4. The fourth part discusses the role of technology in enhancing data management processes. It explores various software solutions and tools that can streamline data collection, storage, and analysis.

5. The fifth part focuses on the importance of training and development for staff involved in data management. It stresses that continuous learning is essential to keep up with the latest trends and technologies in the field.

6. The sixth part provides a summary of the key findings and recommendations from the study. It reiterates the importance of a systematic approach to data management and offers practical advice for implementation.

7. The final part of the document includes a conclusion and a list of references. The conclusion summarizes the overall message of the report, while the references list the sources used in the research.