Том LXXV | Труды Всесоюзного научно-исследовательского института морского рыбного хозяйства и океанографии (ВНИРО) | 1972

УДК 551.465.5.551.462

МЕТОД РАСЧЕТА МОРСКИХ ТЕЧЕНИЙ С УЧЕТОМ РЕЛЬЕФА ДНА

В. П. Нефедьев

Расчет и исследование морских течений имеет важное значение при изучении закономерностей распределения и перемещения промысловых скоплений рыб и других морских животных. Но, к сожалению, гидрологи, обслуживающие промысел, почти не имеют стандартных методов для оперативного расчета течений, за исключением разработанного еще в конце прошлого века динамического метода.

Как известно, этот метод предполагает равенство между горизонтальным градиентом давления (обусловленным различием в плотности) и отклоняющей силой вращения Земли. Никаких других сил метод не учитывает и поэтому его применение — при правильном к нему подходе — должно быть ограничено лишь открытыми акваториями морей и океанов, достаточно удаленными от берегов. Кроме того, в качестве необходимого граничного условия динамический метод требует наличия «нулевой» отсчетной поверхности, скорость на которой полагается равной нулю.

Однако, не имея другого метода, гидрологи часто применяют динамический метод на малых глубинах шельфа, где решающая роль принадлежит фрикционным членам уравнений Навье-Стокса, и где проблемой становится не глубина «нулевой» поверхности, а сама возможность существования последней. Недостатком динамического метода является также и то, что он не дает возможности вычислить придонное течение, сведения о котором очень важны для промысла.

В последние годы в мировой океанологической литературе появилось много работ, посвященных построению более совершенных и более реалистичных моделей динамики морских течений. Среди авторов таких работ можно назвать В. Б. Штокмана, П. С. Линейкина, А. И. Фельзенбаума, А. С. Саркисяна (СССР), K. Hidaka, K. Takano (Япония), H. Stommel, C. Rooth, G. Veronis, W. H. Munk (США) и других. Однако их работы, посвященные объяснению конкретных деталей общей циркуляции океана, рассчитаны на одноразовое решение задачи и не предлагают какого-либо стандартного метода, более совершенного, чем динамический. В то же время в работах многих авторов содержатся такие идеи, которые могли бы стать основой для создания стандартных методов.

Важное требование, предъявляемое к стандартному методу — быстрота обработки — может быть удовлетворено с помощью вычислительной техники. Другое, не менее важное требование — реалистичность модели — удовлетворить труднее, однако это может быть сделано поэтапно.

На первом этапе, возможно, было бы достаточно получить такую модель, которая не требовала бы наличия «нулевой» поверхности и учитывала бы вертикальное трение, т. е. давала бы нулевые скорости на самом дне. Автором была сделана попытка создать такую модель. Основой для нее послужила модель, предложенная А. С. Саркисяном (1966).

Уравнения движения берутся в виде:

$$\nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2\omega \sin \varphi v = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x}; \tag{1}$$

$$\nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - 2\omega \sin \varphi u = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y}. \tag{2}$$

Здесь

ν — кинематический коэффициент турбулентной вязкости,
u и v — компоненты скорости по осям x и y соответственно,
$2\omega \sin\varphi$ — параметр Кориолиса,
p — давление, определяемое из уравнения гидростатики.

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \rho g. \tag{3}$$

Оси x и y направлены соответственно на восток и на север, ось z — вертикально вниз.

Вертикальная координата z заменяется на безразмерную координату $\eta = \frac{z}{H}$. Затем с помощью тождественных преобразований находим новые производные давления по новым координатам $x_1 = x$ и $y_1 = y$. После этого уравнения движения приобретают вид:

$$\frac{1}{H^2} \nu \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + 2\omega \sin \varphi v = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\eta}{H} \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right); \tag{4}$$

$$\frac{1}{H^2} \nu \frac{\partial^2 v}{\partial \eta^2} - 2\omega \sin \varphi u = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\eta}{H} \frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right). \tag{5}$$

Умножив (5) на i и сложив с (4), получим:

$$\frac{\partial^2 M}{\partial \eta^2} - \frac{2\omega \sin \varphi H^2}{\nu} iM = \frac{H^2}{\nu} (F_1 + iF_2), \tag{6}$$

где $M = u + iv$, $F_1 = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\eta}{H} \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)$, $F_2 = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\eta}{H} \frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)$.

Общее решение уравнения (6) можно записать в виде:

$$M = \frac{H^2}{2(i+1)\alpha\nu} \left[\int_\eta^1 (F_1 + iF_2) e^{(i+1)\alpha(\eta-\xi)} d\xi + \int_0^\eta (F_1 + iF_2) e^{(i+1)\alpha(\xi-\eta)} d\xi \right] + C_1 e^{(i+1)\alpha(\eta-1)} + C_2 e^{-(i+1)\alpha\eta}, \tag{7}$$

где

$$\alpha = H \sqrt{\frac{\omega \sin \varphi}{\nu}}.$$

Постоянные C_1 и C_2 находим из следующих граничных условий:

$$\left. \frac{\partial M}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = - \frac{H(\tau_x + i\tau_y)}{\rho_0 \nu}, \quad M|_{\eta=1} = 0. \tag{8}$$

В результате имеем:

$$M=\frac{H\left(\tau_x+i\tau_y\right)}{(i+1)\,\alpha\rho_0\nu}e^{-(i+1)\,\alpha\eta}-\frac{H^2}{2\,(i+1)\,\alpha\nu\rho_0}\times$$

$$\times\left\{\left[\int\limits_{\eta}^{1}e^{(i+1)\,\alpha\,(\eta-\xi)}\left(\frac{\partial p}{\partial x}+i\frac{\partial p}{\partial y}\right)d\xi+\int\limits_{0}^{\eta}e^{(i+1)\,\alpha\,(\xi-\eta)}\left(\frac{\partial p}{\partial x}+i\frac{\partial p}{\partial y}\right)d\xi+\right.\right.$$

$$\left.+\int\limits_{0}^{1}e^{-(i+1)\,\alpha\,(\xi-\eta)}\left(\frac{\partial p}{\partial x}+i\frac{\partial p}{\partial y}\right)d\xi-\int\limits_{0}^{1}e^{(i+1)\,\alpha\,(\xi+\eta-2)}\left(\frac{\partial p}{\partial x}+i\frac{\partial p}{\partial y}\right)d\xi\right]-$$

$$-\frac{1}{\rho_0 H}\left(\frac{\partial H}{\partial x}+i\frac{\partial H}{\partial y}\right)\left[\int\limits_{\eta}^{1}e^{(i+1)\,\alpha\,(\eta-\xi)}\frac{\partial p}{\partial \eta}\xi d\xi+\right.$$

$$\left.\left.+\int\limits_{0}^{\eta}e^{(i+1)\alpha(\xi-\eta)}\frac{\partial p}{\partial \eta}\xi d\xi+\int\limits_{0}^{1}e^{-(i+1)\alpha(\xi-\eta)}\frac{\partial p}{\partial \eta}\xi d\xi-\int\limits_{0}^{1}e^{(i+1)\alpha(\xi+\eta-2)}\frac{\partial p}{\partial \eta}\xi d\xi\right]\right\}. \qquad (9)$$

Формула (9) выведена А. С. Саркисяном (1966) при пренебрежении членами порядка $e^{-\alpha}$ и меньше, поскольку α при удалении от экватора на 2—3° уже имеет порядок 10^2.

Далее А. С. Саркисян проводит оценку всех входящих в формулу (9) интегралов и отбрасывает последние четыре интеграла «вследствие их малости» по сравнению с первыми четырьмя. Однако можно показать, что такая оценка несправедлива.

Рассмотрим для примера интеграл

$$\int\limits_{\eta}^{1}e^{(i+1)\,\alpha\,(\eta-\xi)}\frac{\partial p}{\partial \eta}\xi d\xi,$$

который с учетом замены переменной в уравнении гидростатики можно переписать в виде:

$$gH\int\limits_{\eta}^{1}e^{(i+1)\alpha(\eta-\xi)}\rho(\xi)\,\xi d\xi. \qquad (10)$$

Функция влияния, стоящая под интегралом, имеет аргумент, обладающий множителем $\alpha\approx10^2$, поэтому с увеличением ξ она очень быстро затухает и уже при небольшой разнице между η и ξ $\rho(\xi)$ включается в интеграл с весом, очень близким к нулю. Следовательно, мы можем вынести $\rho(\xi)$ из-под интеграла, т. е. заменить $\rho(\xi)$ на $\rho(\eta)$. Таким образом, интеграл (10) приобретает вид:

$$gH\rho(\eta)\int\limits_{\eta}^{1}e^{(i+1)\alpha(\eta-\xi)}\xi d\xi. \qquad (11)$$

То же самое можно сделать и со всеми остальными интегралами второй четверки, входящими в формулу (9). Если затем произвести интегрирование по частям и пренебречь членами порядка $e^{-\alpha}$ и меньше, то получим:

$$M=\frac{H\left(\tau_x+i\tau_y\right)}{(i+1)\,\alpha\rho_0\nu}e^{-(i+1)\,\alpha\eta}-\frac{H^2}{2\,(i+1)\,\alpha\nu\rho_0}\left[\left(\frac{\partial p}{\partial x}+i\frac{\partial p}{\partial y}\right)\times\right.$$

$$\left.\times\frac{2-2e^{\alpha\,(i+1)\,(\eta-1)}}{\alpha\,(i+1)}-g\rho(\eta)\left(\frac{\partial H}{\partial x}+i\frac{\partial H}{\partial y}\right)\frac{2\eta-2e^{\alpha\,(i+1)\,(\eta-1)}}{\alpha\,(i+1)}\right]. \qquad (12)$$

Отделяя действительную часть от мнимой и учитывая, что

$$p = g\rho_0\zeta + gH\int_0^\eta \rho d\xi,$$

где ζ — уровень свободной поверхности, окончательно имеем:

$$u = \frac{He^{-\alpha\eta}}{2\alpha\rho_0\nu}\left[(\tau_x + \tau_y)\cos\alpha\eta + (\tau_y - \tau_x)\sin\alpha\eta\right] - \frac{g}{2\omega\sin\varphi}\times$$
$$\times\left\{\left(\rho_0\frac{\partial\zeta}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y}H\int_0^\eta\rho d\xi - \rho(\eta)\frac{\partial H}{\partial y}\eta\right) - e^{\alpha(\eta-1)}\left[\left(\rho_0\frac{\partial\zeta}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y}H\int_0^\eta\rho d\xi - \right.\right.\right.$$
$$\left.\left.\left. - \rho(\eta)\frac{\partial H}{\partial y}\eta\right)\cos\alpha(\eta-1) + \left(\rho_0\frac{\partial\zeta}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}H\int_0^\eta\rho d\xi - \rho(\eta)\frac{\partial H}{\partial x}\eta\right)\sin\alpha(\eta-1)\right]\right\}; \tag{13}$$

$$v = \frac{He^{-\alpha\eta}}{2\alpha\rho_0\nu}\left[(\tau_y - \tau_x)\cos\alpha\eta - (\tau_x + \tau_y)\sin\alpha\eta\right] + \frac{g}{2\omega\sin\varphi}\times$$
$$\times\left\{\left(\rho_0\frac{\partial\zeta}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}H\int_0^\eta\rho d\xi - \rho(\eta)\frac{\partial H}{\partial x}\eta\right) - e^{\alpha(\eta-1)}\left[\left(\rho_0\frac{\partial\zeta}{\partial x} + \right.\right.\right.$$
$$\left. + \frac{\partial}{\partial x}H\int_0^\eta\rho d\xi - \rho(\eta)\frac{\partial H}{\partial x}\eta\right)\cos\alpha(\eta-1) +$$
$$\left.\left. + \left(\rho_0\frac{\partial\zeta}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y}H\int_0^\eta\rho d\xi - \rho(\eta)\frac{\partial H}{\partial x}\eta\right)\sin\alpha(\eta-1)\right]\right\}. \tag{14}$$

В этих уравнениях отчетливо видна роль придонного трения: члены в квадратных скобках правой части обращают u и v в нуль при $\eta = 1$ и деформируют течения у самого дна. Однако в достаточном удалении от дна роль этих членов, имеющих множитель $e^{\alpha(\eta-1)}$, мала и для расчетов в толще воды можно пользоваться упрощенным вариантом формул (13) и (14):

$$u = \frac{He^{-\alpha\eta}}{2\alpha\rho_0\nu}\left[(\tau_x + \tau_y)\cos\alpha\eta + (\tau_y - \tau_x)\sin\alpha\eta\right] -$$
$$- \frac{g}{2\omega\sin\varphi}\left(\rho_0\frac{\partial\zeta}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y}H\int_0^\eta\rho d\xi - \rho(\eta)\frac{\partial H}{\partial y}\eta\right). \tag{15}$$

$$v = \frac{He^{-\alpha\eta}}{2\alpha\rho_0\nu}\left[(\tau_y - \tau_x)\cos\alpha\eta - (\tau_x + \tau_y)\sin\alpha\eta\right] +$$
$$+ \frac{g}{2\,\omega\sin\varphi}\left(\rho_0\frac{\partial\zeta}{\partial x} + \frac{\partial\zeta}{\partial x}H\int_0^\eta\rho d\xi - \rho(\eta)\frac{\partial H}{\partial x}\eta\right). \tag{16}$$

Формулы (15) и (16) отличаются от соответствующих формул работы А. С. Саркисяна (1966) присутствием в них членов, содержащих

$\frac{\partial H}{\partial x}$ и $\frac{\partial H}{\partial y}$. Роль этих членов состоит в том, что они компенсируют искажение, претерпеваемое горизонтальными производными давления при введении безразмерной вертикальной координаты.

Чтобы получить представление о порядке этих членов, положим $\rho=\text{const}$, имеем:

$$\frac{\partial}{\partial x} H \int_0^{\eta} \rho d\xi = \rho \frac{\partial H}{\partial x} \eta . \tag{17}$$

Равенство (17) сохраняется и при любой функциональной зависимости ρ от z, но при условии, что ρ не зависит от x и y. Физически это означает, что при горизонтальном расположении изопикн и горизонтальной свободной поверхности гравитационное течение отсутствует. Пренебрегая указанными членами, мы не получаем этого вполне очевидного результата.

Однако в формулах (15) и (16) имеются еще неизвестные $\frac{\partial \xi}{\partial x}$ и $\frac{\partial \xi}{\partial y}$, т. е. наклон свободной поверхности, влияние которого простирается до самого дна. Для определения этой величины обычно задают расход на жидкой границе рассматриваемой акватории. При оперативной работе в ограниченном районе такой способ не подходит, поэтому мы воспользуемся другим способом. Из (15) и (16) при $\eta=0$ имеем:

$$u_0 = \frac{H(\tau_x + \tau_y)}{2\alpha\rho_0\nu} - \frac{g}{2\omega \sin\varphi} \frac{\partial \zeta}{\partial y}, \qquad v_0 = \frac{H(\tau_y - \tau_x)}{2\alpha\rho_0\nu} + \frac{g}{2\omega\sin\varphi} \frac{\partial \zeta}{\partial x},$$

откуда

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = \left[v_0 - \frac{H(\tau_y - \tau_x)}{2\alpha\rho_0\nu} \right] \frac{2\omega \sin\varphi}{g}; \tag{18}$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial y} = \left[\frac{H(\tau_x + \tau_y)}{2a\rho_0\nu} - u_0 \right] \frac{2\omega\sin\varphi}{g}. \tag{19}$$

Таким образом, если нам известны ветер и поверхностное течение, мы можем определить по ним компоненты наклона свободной поверхности и, подставив найденные значения в формулы (15) и (16), вычислять компоненты горизонтальной скорости на любом горизонте. Если расчет производится до дна, то естественнее пользоваться формулами (13) и (14).

Расчет ведется по трем станциям, образующим в плане треугольник, т. е. все горизонтальные производные находим по формулам:

$$\frac{\partial S}{\partial x} = \frac{(y_2 - y_1)(S_3 - S_1) - (S_2 - S_1)(y_3 - y_1)}{185\,200\,[(y_2 - y_1)(x_3 - x_1)] - (x_2 - x_1)(y_3 - y_1)] \cos\varphi}; \tag{20}$$

$$\frac{\partial S}{\partial y} = \frac{(x_3 - x_1)(S_2 - S_1) - (S_3 - S_1)(x_2 - x_1)}{185\,200\,[(y_2 - y_1)(x_3 - x_1) - (x_2 - x_1)(y_3 - y_1)}; \tag{21}$$

здесь

x и y — координаты станции в радианах;

а φ — широта центра треугольника.

Входящую в формулы величину $\rho(\eta)$ находим следующим образом: определяем глубину в центре треугольника (по координатам центра и по горизонтальным производным глубины), затем при помощи интерполяционного полинома Лагранжа находим величину интеграла плотности в центре треугольника. Производная интерполяционного полинома по глубине в расчетной точке η и представляет собой $\rho(\eta)$, т. е. плотность на верхнем пределе интегрирования. Такая модель дает скорости, равные нулю, при независимости плотности от x и y.

Программа расчета течений по формулам (13) и (14) написана на языке АЛГЭМ (транслятор СТ-3 для ЭВМ «Минск-22»). Исходная информация набивается на перфоленту в следующем порядке А1 — количество станций, А2 — количество образуемых ими троек, А5 — количество горизонтов наблюдений, А6 — количество расчетных уровней, массивы *Д* для всех станций, т. е. глубина (*см*), широта и долгота (*мин*), компоненты скорости поверхностного течения и ветра (*см*), записанные подряд без пробелов. Затем следует массив ИНФ, представляющий собой список порядковых номеров станций, образующих тройки (например, 1, 2, 3, 3, 2, 5, 1, 6, 4 и т. д.), т. е. одна и та же станция может входить в несколько троек; далее следуют массив *З* — список горизонтов наблюдений (*см*), начиная с нуля, и массив *ЭТ* — список расчетных уровней в долях единицы (например, 0,001, 0,005, 0,009, ... 0,5, ... 0,999); после этого набивается принятый коэффициент вертикального турбулентного трения ν и последним идет массив *С* — температура и соленость на принятых горизонтах для каждой станции, записанные подряд, без пробелов, причем, если глубина станции оказывается меньше последнего из принятых горизонтов, то вместо недостающих температур и соленостей пробиваются нули, так, чтобы количество горизонтов на всех станциях было равно А5. Все указанные идентификаторы должны иметь начальную и конечную границы зоны.

Выдача производится в следующем порядке: u_0, v_0, w_x, w_y, $\frac{\partial\xi}{\partial x}$, $\frac{\partial\xi}{\partial y}$, H (в центре треугольника), затем — после пробела — глубина, соответствующая заданной ЭТ, и компоненты скорости на этой глубине.

Программа записана на МЛ, которая коммутируется как 00. При работе программы используются ИС и БСП транслятора, поэтому он тоже должен быть поставлен и скоммутирован как 02. Ключ 020 (5 — на более новых машинах) должен быть включен. Если будет включен ключ 001, на ТБПМ выдаются вычисленные программой плотности. Вызов МЛ с программой осуществляется командами:

```
00001  —4700  0000  4000
00002  —4500  4000  4000
00003  —3000  0001  0000
```

пуск с 00001 в «цикле», КС 455775427544. После этого пустить с адреса 07727 в «автомате». По окончании счета машина останавливается по команде, в СчАК 07771.

Далее приводится текст программы.

1) **НАЧАЛО ВЕЩЕСТВЕННЫЙ** АЛ, Н, ТАУХ, ТАУУ, АЛТАУ, ПРУ, ПРХ, ПРНХ, ПРНУ, И, В, ФИ, ДУБВ, ДУБВХ, ДУБВУ, ИО, ВО, ПРИНХ, ПРИНУ, С1, С2, Х1, Х2, Х3, У1, У2, У3, ДЭТ, РОЭТ, ВП, СУМ, ЗН, Е, Е1, С3, С4, С5, С6, С7, С8, С9, С10, НЭТ, Б2, Б1, ЗН1; **МАССИВ** Д1, Д2, Д3 [1:7], З1, Л, А [1:3]; **МАССИВ** РЭ [1:3];

2) **ЦЕЛЫЙ** А1, А2, А5, А6, А7, Р, Т, К, К1, Б, Г, Ж; КОД ('ВВОД 10—2', А1, А2, А5, А6); **НАЧАЛО МАССИВ** Д [1 : А1, 1 : 7], З [1 : А5], ЭТ 1 : А6, РО, ЗЭТА 1 : 3, 1:А5; **ЦЕЛЫЙ МАССИВ** ИНФ [1:А2, 1:3], Ц [1:3]; КОД ('ВВОД-10—2', Д, ИНФ, З, ЭТ);

3) КОД ('ВВОД-10—2', ЗН1);

4) А5 : =А5+А5; **НАЧАЛО МАССИВ** С [1 : А1, 1 : А5]; **ЦЕЛЫЙ** А3, А4;

5) КОД ('ВВОД-10—2', С); Е:=А5; Е:=Е/2.О; А5:=Е; **ДЛЯ** А3:=1 **ШАГ** 1 **ДО** А1 **ЦИКЛ ДЛЯ** А4:=1 **ШАГ** 1 **ДО** А5 **ЦИКЛ** С [А3, А4]:=8.14—0.0735×С [А3, А4]—0.00469 С [А3, А4]×С [А3, А4]+0.802 (С [А3, А4+А5]—35.0);

7) **ДЛЯ** Б:=1 **ШАГ** 1 **ДО** А2 **ЦИКЛ НАЧАЛО ДЛЯ** К1:=1 **ШАГ** 1 **ДО** 3 **ЦИКЛ НАЧАЛО** Ц [К1]:=ИНФ [Б, К1] **КОНЕЦ**;

8) **ДЛЯ** Ж:=1 **ШАГ** 1 **ДО** 7 **ЦИКЛ НАЧАЛО** Д1 [Ж]:=Д [Ц [1], Ж]; Д2 [Ж]:= =Д [Ц [2], Ж]; Д3 [Ж]:=Д [Ц [3], Ж] **КОНЕЦ**;

9) ФИ:=((Д1[2]+Д2[2]+Д3[2])×0.000291)/3.0;

10) Х1:=(Д1 [3]+Д2 [3] 1Д3 [3])/3.О; У1:=(Д1 [2]+Д2 [2]+Д3 [2])/3.0;

11) ХI:=ХI—Д1 [3]; У1:=У1—Д1 [2];

```
12) ЗН:=((Д2 [2]—Д1 [2])×(Д3 [3]—Д1 [3])—(Д2 [3])—Д1 [3])×(Д3 [2]—Д1 [2])
    185200.0;
13) Б1:=(Д2 [2]—Д1 [2])×(Д3 [1]—Д1 [1])—(Д2 [1]—Д1 [1])×(Д3 [2]—Д1 [2]))
    /(ЗН×COS (ФИ));
14) Б2:=((Д2 [1]—Д1 [1])×(Д3 [3]—Д1 [3])—(Д2 [3]—Д1 [3])×(Д3[1]—Д1[1]))
    /ЗН;
15) Н:=Д1 [1]+185 200.0×(Х1×Б1+У1×Б2);
16) Л [1]:=Д1 [1]; Л [2]:=Д2 [1]; Л [3]:=Д3[1];
23) АЛ:=Н×SQRT (ABS (0.000 073×SIN (ФИ)/ЗН1));
25) ДУБВХ:=Д1 [6]+Д2 [6]+Д3 [6])/3.0;
27) ДУБВУ:=(Д1 [7]+Д2 [7]+Д3 [7])/3.0;
29) ТАУХ:=0.0 000 032×ДУБВХ×ДУБВУ;
31) ТАУУ:=0.0 000 032×ДУБВУ×ДУБВУ;
33) ИО:=(Д1 [4]+Д2 [4]+Д3 [4])/3.0;
35) ВО:=(Д1 [5]+Д2 [5]+Д3 [5]/3.0;
37) С1:=Н/(2.0×АЛ×1.02×ЗН1); С2:=2.0×0.000 073×SIN (ФИ)/981.0;
39) ПРУ:=(С1×(ТАУХ+ТАУУ)—ИО)×С2;
41) ПРХ:=(ВО—С1×(ТАУХ—ТАУУ))×С2;
46) КОД ('ПЧ-2—10', ИО, ВО, ДУБВХ, ДУБВУ, ПРХ, ПРУ, Н); ДЛЯ Р:=1 ШАГ
    1 ДО 3 ЦИКЛ НАЧАЛО ДЛЯ Ж:=1 ШАГ 1 ДО А5 ЦИКЛ НАЧАЛО РО
    [Р, Ж]:=РР [Ц [Р], Ж]; КО 1 НА М12; КОД ('ПЧ-2—10', РО [Р, Ж]);
    КОНЕЦ КОНЕЦ; М12:
48) ДЛЯ Р:=1 ШАГ 1 ДО 3 ЦИКЛ НАЧАЛО ДЛЯ Ж:=1 ШАГ 1 ДО А5 ЦИКЛ
    ЗЭТА [Р, Ж] 5! 3 [Ж]/Л [Р] КОНЕЦ;
50) ДЛЯ К:=1 ШАГ 1 ДО А6 ЦИКЛ НАЧАЛО ДЛЯ Р:=1 ШАГ 1 ДО 3 ЦИКЛ
    НАЧАЛО СУМ:=0.0; ДЛЯ Т:=1 ШАГ 1 ДО А5 ЦИКЛ НАЧАЛО ЕСЛИ
    ЭТ [К]>ЗЭТА [Р, Т+1] ТО НА М1; РЭ [Р]:=РО [Р, Т]+(РО [Р, Т+1]—РО
    [Р, Т])×(ЭТ [К]—ЗЭТА [Р, Т])/(ЗЭТА [Р, Т+1]—ЗЭТА [Р, Т]);
52) СУМ:=СУМ+(РЭ [Р]+РО [Р, Т])×(ЭТ [К]—ЗЭТА [Р, Т])/2.0; НА; М2;
54) М1 : СУМ:=СУМ+(РО [Р, Т]+РО [Р, Т+1])×(ЗЭТА [Р, Т+1]—ЗЭТА [Р, Т])/2.0
    КОНЕЦ;
55) М2:А [Р]:=СУМ/1000.0+1.02 ЭТ [К] КОНЕЦ;
57) ПРИНХ:=((Д2 [2]—Д1 [2])×(А [3]—А [1])—(А [2]—А [1])×(Д3 [2]—Д1
    [2]))/(ЗН×COS (ФИ));
59) ПРИНУ:=((А [2]—А [1])×(Д3 [3]—Д1 [3])—(Д2 [3]—Д1 [3])×(А [3]—
    А [1]))/ЗН;
61) ДЛЯ Ж:=1 ШАГ 1 ДО 3 ЦИКЛ НАЧАЛО А [Ж]:=А [Ж]×Л [Ж]; Л [Ж]:=
    =Л [Ж]×ЭТ [К] КОНЕЦ; Н:=Н×ЭТ [К];
63) С3:=(Н×Н—(Л [2]+Л [3])×Н+Л [2]×Л [3])/((Л [1]—Л [2])×(Л [1]—Л [3]));
65) С4:=(Н×Н—(Л [1]+Л [3])×Н+Л [1]×Л [3])/((Л [2]—Л [1])×(Л [2]—Л [3]));
67) С5 : =(Н×Н—(Л [1]+Л [2])×Н+Л [1]×Л [2])/((Л [3]—Л [1])×(Л [3]—
    Л [2]));
69) РОЭТ:=С3×А[1]+С4×А [2]; +С5×А [3];
71) С3:=(2.0×Н—Л [2]—Л [3])/((Л [1]—Л [2])×(Л [1]—Л [3]));
73) С4:=(2.0×Н—Л [1]—Л [3])/((Л [2]—Л [1])×(Л [2]—Л [3]));
75) С5:=(2.0×Н—Л [1]—Л [2])/((Л [3]—Л [1])×(Л [3]—Л [2]));
77) ВП:=С3×А [1]+С4×А [2]+С5×А [3];
79) ДЛЯ Ж:=1 ШАГ 1 ДО 3 ЦИКЛ Л [Ж]/ЭТ [К]; Н : =Н/ЭТ [К]; РОЭТ:=РОЭТ/Н;
85) АЛТАУ:=АЛ×ЭТ[К]; ДЭТ:=1.0/(С2×1.02);
87) С3:=С1×EXP (—АЛТАУ; С4:=COS (АЛТАУ); С5:=SIN (АЛТАУ); С6:=
    =EXP (АЛТАУ—АЛ); С7:=COS (АЛТАУ—АЛ); С8:=SIN (АЛТАУ—АЛ);
89) ПРИНУ:=Н×ПРИНУ+Б2×РОЭТ; ПРИНХ:=Н×ПРИНХ+Б1×РОЭТ;
91) ПРНУ:=Б2×ВП×ЭТ [К]; ПРНХ:=Б1×ВП×ЭТ [К];
93) С9:=1.02×ПРУ+ПРИНУ—ПРНУ;
95) С10:=1.02×ПРХ+ПРИНХ—ПРНХ;
97) И:=С3×((ТАУХ+ТАУУ)×С4+(ТАУУ — ТАУХ)×С5) — ДЭТ×(С9 — С6×(С9
    С7+С10×С8));
99) В : =С3 × ((ТАУУ—ТАУХ)×С4—(ТАУХ+ТАУУ)×С5)+ДЭТ×)С10—С6×(С10×
    ×С7+С9×С8)); НЭТ:=Н×ЭТ[К];
100) А7:=262 145×262 143; КОД ('ПЧ-10', А7); КОД ('ПЧ-2—10', НЭТ, И, В)

КОНЕЦ КОНЕЦ КОНЕЦ КОНЕЦ КОНЕЦ
```

Приведем пример исходных данных (см. приводимые ниже данные с «Атлантиса») и результатов расчета по материалам этой экспедиции (Stommel, Rooth, 1969). Станции расположены на восточном краю Гольфстрима, на широте мыса Гаттерас. Скорости приведены на горизонтах, получившихся в результате перевода заданных η в размерные величины:

Горизонт 0	Составляющая по x 40 *см/сек*	Составляющая по y 40 *см/сек*	Горизонт 0	Составляющая по x 40 *см/сек*	Составляющая по y 40 *см/сек*
23,98	25,18	27,38	1918,66	38,51	4,60
47,97	23,26	31,16	2398,33	39,11	3,58
239,83	29,26	21,13	2878,00	39,85	2,42
479,67	32,81	14,95	3837,33	39,78	2,74
719,50	34,16	9,94	4556,83	38,29	5,66
959,33	38,69	4,50	4772,68	35,87	—1,12
1439,00	38,91	4,11	4791,87	9,73	—6,28

ИСХОДНАЯ ИНФОРМАЦИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА ТЕЧЕНИЙ. СТАНЦИЯ «АТЛАНТИСА» №№ 5309 (11/VI 1955), 5306 (11/VI 1955), 5364 (17/VI 1955)

A1=3, A2=1, A5=17, A6=17

Массив Д 450000 2108 —4960 40 40 500 700
489000 2093 —4916 40 40 500 700
500000 2060 —4957 40 40 500 700

Массив ИНФ 1 2 3 Массив 3 0 2500 5000 7500 10000 15000 20000 30000 50000 750 100000 150000 200000 300000 400000 500000 600000

Массив ЭТ 0,005 0,01 0,05 0,1 0,15 0,2 0,3 0,4 0,5 0,6 0,7 0,8 0,9 0,95 0,99 0,995 0,999 ЗН1=100

Массив С 23,93 23,50 22,00 21,15 20,50 19,18 18,53 18,17 17,40 12,43 7,75 4,20 3,75 2,95 2,23 2,10 2,05
36,24 36,43 36,51 36,64 36,63 36,61 36,56 36,52 36,40 35,75, 35,12, 34, 34,97 34,95 34,91 34,89 34,87
22,15 21,60 20,34 19,00 18,65 18,40 18,20 17,90 16,58 12,18 7,13 4,21 3,82 2,98 2,40 2,24 2,18
36,56 36,55 36,56 36,57 36,54 36,54 36,51 36,48 36,26 35,56 35,10 34,99 34,97 34,95 34,91 34,88 34,86
25,67 24,36 22,52 20,57, 19,86 18,97 18,59 18,19 17,56 14,03 8,33 4,61 3,78 3,06 2,67 2,31 2,12
36,23 36,42 36,64 36,65 36,64 36,59 36,56 36,52 36,42 35,81 35,46 35,02 34,98 34,95 34,92 34,90 34,88

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Линейкин П. С. Гидродинамические модели неоднородного океана. «Океанология», Т. 3. № 3, 1963.

Линейкин П. С. О решении краевой задачи теории океанических течений. «Метеорология и гидрология», № 12, 1970.

Саркисян А. С. Основы теории и расчет океанических течений. Л., Гидрометеоиздат, 1966.

Саркисян А. С., Пастухов А. Ф. Поле плотности как основной индикатор морских течений. Известия АН СССР. Т. 6, № 1, 1970.

Фельзенбаум А. И. Гидродинамическая нестационарная модель неоднородного океана. ДАН СССР. Т. 183, № 3, 1968.

Фельзенбаум А. И., Фомин Л. М., Штокман В. Б. Метод расчета глубинных течений по поверхностному течению и градиенту атмосферного давления. Труды ИОАН. Т. 25. М., 1957.

Штокман В. Б. Влияние рельефа дна и поперечной неравномерности ветра на горизонтальную циркуляцию в мелком море или водохранилище. «Метеорология и гидрология», № 8, 1958.

Hidaka K. Wind — driven currents and surface currents in an enclosed ocean and the lateral mixing. Tokyo Univ. Geophys. Notes, vol. 3, No 12, 1950.

Charney J. The Cuif Stream as an inertial boundary layer. Proc — Nat. Acad. Sci. USA, 41, No. 10, 1955.

Munk W. H. On the wind — driven ocean circulation. J. Meteorol., Vol. 7, No. 2, 1950.

Stommel H., Rooth C. On the interaction of the gravitational and dynamic forcing in simple circulation models. Deep-Sea Res. Vol. 15, N 2 1968.

Takano K. Note on the convective circulation. Oceanogr. Soc. of Japan, Vol. 2 N 3, 1955.

Veronis G. Wind — driven and thermal ocean circulation. Trans. Amer. Geophys. Union, Vol. 44, No. 2, 1963.

SUMMARY

A method is advanced for calculating sea currents from the pattern of density distribution. The method enables the calculation of current velocities down to the bottom of the study area, and of near — bottom currents, which is of considerable importance for fisheries.

A solution is presented of the linear equation system of motion. The bottom configuration is taken account of by substituting the vertical coordinate Z by the nondimensional coordinate $\eta=\frac{Z}{H}$. Formulas are deduced for calculating components of horizontal velocity. The inclination of the sea surface is estimated from the known velocity of the surface current and wind components. A program is given for calculation with the proposed formulas, recorded in the АЛГЕМ algorythmical language (translator CT—3 for the electronic computer Minsk—22).