Доклады Академии наук СССР
1974. Том 217, № 1

УДК 551.465.41

ГЕОФИЗИКА

А. И. ФЕЛЬЗЕНБАУМ

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ РАСЧЕТА ПОЛЕЙ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЯ, ТЕМПЕРАТУРЫ И СОЛЕНОСТИ В ОКЕАНЕ

(Представлено академиком Л. И. Седовым 3 VII 1973)

Предлагаемый метод расчета полей скорости течения, температуры и солености в океане в зависимости от атмосферных процессов у его поверхности основан на обобщении многопараметрических моделей температуры, солености и интегральных уравнений турбулентной температуропроводности, диффузии соли ([1], [2]) на случай многослойной структуры океана.

Выделим в океане стратосферу, в которой температура и соленость считаются известными из наблюдений функциями координат пространства, не зависящими от времени, и тропосферу, где они определяются. Тропосферу разделим на верхний квазиизотермический слой, сезонный и главный океанический термоклины (рис. 1) *. Толщина квазиизотермического слоя $H_к$ определяется в зависимости от горизонтальных координат x, y и времени t. Границы остальных слоев считаются неподвижными и заданными.

В главном термоклине используем трехпараметрическую модель температуры

$$\tau=f_1(\alpha_1,\ \alpha_2,\ \alpha_3,\ z), \tag{1}$$

где f — известная функция вертикальной координаты z и величин α, зависящих от времени t и горизонтальных координат x, y. Эти величины связаны соотношениями

$$f_1|_{z=H_т}=\tau^т,\quad \partial f_1/\partial z|_{z=H_т}=(\partial\tau/\partial z)^т,\quad f_1|_{z=H_с}=\tau^с. \tag{2}$$

Для верхнего термоклина введем четырехпараметрическую модель **

$$\tau=f_2(\alpha_4,\ \alpha_5,\ \alpha_6,\ \alpha_7,\ z), \tag{3}$$

принимая

$$\begin{gathered} f_2|_{z=H_с}=\tau^с,\quad \partial f_2/\partial z|_{z=H_с}=\partial f_1/\partial z|_{z=H_с};\\ f_2|_{z=H_к}=\tau^0,\quad \partial^2 f_2/\partial z^2|_{z=H_с}=\partial^2 f_1/\partial z^2|_{z=H_с}. \end{gathered} \tag{4}$$

Наконец, в квазиизотермическом слое температура $\tau=\tau^0$ не зависит от вертикальной координаты.

Условия «склейки» дают место связей между величинами α_1—α_7, так что фактически остается вычислить функции τ^0 и $\tau^с$. Для этого используются следующие интегральные уравнения турбулентной температуропроводности для квазиизотермического слоя, океана без этого слоя и океана без квазиизотермического слоя и сезонного термоклина:

$$H_к\frac{\partial\tau^0}{\partial t}+S_{xк}\frac{\partial\tau^0}{\partial x}+S_{yк}\frac{\partial\tau^0}{\partial y}=\Gamma_z{}^0-\Gamma_z{}^к-\int\limits_0^{H_к}\left(\frac{\partial\Gamma_x}{\partial x}+\frac{\partial\Gamma_y}{\partial y}\right)dz; \tag{5}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_{\tilde H}^{H}\tau\,dz+\frac{\partial}{\partial x}\int\limits_{\tilde H}^{H}\tau u\,dz+\frac{\partial}{\partial y}\int\limits_{\tilde H}^{H}\tau v\,dz=\tilde\Gamma_z-\int\limits_{\tilde H}^{H}\left(\frac{\partial\Gamma_x}{\partial x}+\frac{\partial\Gamma_y}{\partial y}\right)\partial z-\tilde\tau\left(\frac{d\tilde H}{dt}-\tilde w\right). \tag{6}$$

---

* Иногда целесообразно выделить четвертый промежуточный слой между сезонным и главным термоклинами.

** В некоторых случаях пятипараметрическую, принимая на нижней границе квазиизотермического слоя дополнительное условие $\partial^2\tau/\partial z^2=0$ ([3]).

В этих уравнениях, вытекающих из уравнения турбулентной температуропроводности

$$\partial\tau/\partial t+u\,\partial\tau/\partial x+v\,\partial\tau/\partial y+w\,\partial\tau/\partial z=-(\partial\Gamma_z/\partial z+\partial\Gamma_x/\partial x+\partial\Gamma_y/\partial y), \qquad (7)$$

u, v, w — составляющие скорости течения, $S_{x\text{к}}$, $S_{y\text{к}}$ — составляющие полного потока в квазиизотермическом слое. Потоком тепла сквозь дно океана Γ_z^H мы пренебрегаем по сравнению с потоком тепла $\widetilde{\Gamma}_z$ сквозь поверхность $z=\widetilde{H}$ $(\widetilde{H}=H_\text{к},\ H_\text{с})$.

Величина Γ_z^0 выражается через температуру квазиизотермического слоя и эффективную температуру воздуха с помощью уравнения теплового баланса на поверхности океана.

Распределение солености выше стратосферы описывается аналогично температуре: выделяется поверхностный квазиизохалинный слой и ниже его два (или более) слоя, разделенных неподвижной в пространстве поверхностью, совпадающей или не совпадающей с поверхностью $z=H_\text{с}$. Если нижняя граница квазиизохалинного слоя совпадает с поверхностью $z=H_\text{к}$, то этот слой является однородным по плотности. В противном случае однородный слой охватывает только ту толщу воды, в которой наблюдается одновременно изотермия и изохалинность.

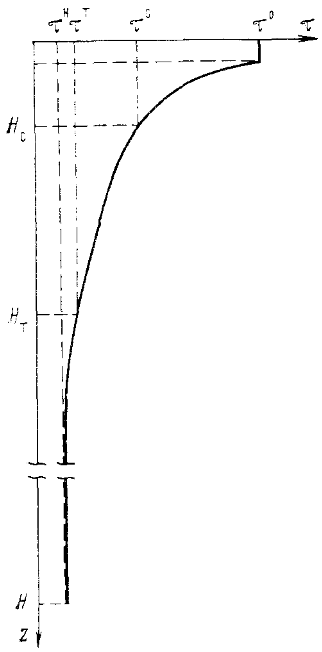

Рис. 1

При выводе интегральных уравнений диффузии соли поток соли сквозь дно океана полагается равным нулю, вертикальный же поток соли на поверхности океана связывается с соленостью и разностью осадков и испарения на поверхности океана ([4], [5]).

Для решения задачи мы имеем уравнения для температуры (5), (6) и аналогичные уравнения для солености, остальными являются уравнения состояния, неразрывности, горизонтального движения и гидростатики. Если в уравнениях горизонтального движения пренебречь нелинейными инерционными членами, а при интегрировании уравнения неразрывности по вертикали от поверхности океана до дна — вертикальной составляющей скорости течения на поверхности океана, то задача динамики сведется к решению уравнения для интегральной функции тока ([6]). Так как система интегральных уравнений, включающая это уравнение и уравнения для температуры и солености (после введения в нее моделей температуры и солености), не содержит вертикальную координату, мы получаем весьма значительное упрощение: все наиболее трудоемкие вычисления ведутся в рамках «плоской» задачи.

Практическому использованию метода предшествуют расчет среднего многолетнего состояния и среднего многолетнего годового хода.

Первая, стационарная, задача состоит в вычислении скорости течения по известным из наблюдений полям температуры и солености, которые приближенно, например, с помощью метода наименьших квадратов, описываются моделями. Затем, используя полученные результаты, из уравнения для температуры, осредненного по вертикали от поверхности океана до дна, рассчитывается величина

$$\int_0^H\left(\frac{\partial\Gamma_x}{\partial x}+\frac{\partial\Gamma_y}{\partial y}\right)dz=\Gamma_z^0-\frac{\partial}{\partial x}\int_0^H\tau u\,dz-\frac{\partial}{\partial y}\int_0^H\tau v\,dz. \qquad (8)$$

Далее, вообще говоря, можно вычислить коэффициент горизонтальной турбулентной температуропроводности $\gamma_{\tau l}$, определяя его формулами

$$\Gamma_x = -\gamma_{\tau l} \partial \tau / \partial x, \quad \Gamma_y = -\gamma_{\tau l} \partial \tau / \partial y \tag{9}$$

и считая не зависящим от вертикальной координаты. Так как точность определения величины Γ_z^0, берущейся из атласа теплового баланса на поверхности океана, невелика, то практически нецелесообразно учитывать зависимость коэффициента $\gamma_{\tau l}$ от горизонтальных координат. Поэтому предлагается во всех случаях использовать некоторое среднее, постоянное как в пространстве, так и по времени значение этого коэффициента. После того как оно выбрано, вычисляется величина

$$\tilde{\Gamma}_z = \frac{\partial}{\partial x} \int\limits_{\tilde{H}}^{H} \tau u \, dz + \frac{\partial}{\partial y} \int\limits_{\tilde{H}}^{H} \tau v \, dz - \tilde{\tau}\tilde{w} - \gamma_{\tau l} \int\limits_{\tilde{H}}^{H} \Delta \tau \, dz, \tag{10}$$

которая используется при расчете годового хода по средним многолетним данным *. Для этого вводится гипотеза

$$\text{при } z = \tilde{H} \quad \Gamma_z^{**} = q \Gamma_z^{*} \frac{\partial \tau / \partial z}{(\partial \tau / \partial z)^{*}}; \tag{11}$$

звездочкой отмечены значения, относящиеся к среднему многолетнему состоянию, двумя звездочками — к годовому ходу. В самом простом случае $q=1$, в более сложных можно учесть зависимость величины q от вертикальной устойчивости или числа Ричардсона.

Годовой ход по средним многолетним данным для каждого из 12 месяцев определяется в результате решения второй, нестационарной, задачи (выход на периодический режим). Здесь можно использовать средние многолетние значения температуры и солености, известные из наблюдений для отдельных месяцев и районов океана. Используются данные о толщине верхнего однородного слоя океана, которые считаются полностью известными для среднего многолетнего состояния. В заключение при решении задачи о годовом ходе по формуле, аналогичной (10), но с учетом слагаемого $\partial \tau / \partial t$, вычисляется величина $\tilde{\Gamma}_z^{**}$, которая затем используется при решении основной задачи, в которой мы полагаем

$$\text{при } z = \tilde{H} \quad \Gamma_z = q \Gamma_z^{**} \frac{\partial \tau / \partial z}{(\partial \tau / \partial z)^{**}}. \tag{12}$$

При определении толщины верхнего однородного слоя можно использовать эмпирические формулы, например, формулу Монтгомери—Россби ([3]). Увеличение толщины этого слоя в период охлаждения поверхности океана может быть вычислено из простых соображений о том, что вертикальный градиент плотности $\partial \rho / \partial z$ ниже однородного слоя консервативен по времени и может быть взят за предыдущий момент времени (рис. 2).

Тангенциальное напряжение ветра на поверхности океана вычисляется по ветру или атмосферному давлению ([7], [8]).

Коэффициент вертикального обмена количеством движения определяется либо косвенным методом ([7], [9]), либо с использованием некоторых соображений полуэмпирической теории турбулентности или уравнения баланса энергии турбулентности ([9], [10], [8]). Коэффициент горизонтального обмена количеством движения принимается постоянным и выбирается в результате численного эксперимента.

Если по отдельным районам отсутствуют данные, определяющие, например, отдельные составляющие внешнего теплового баланса поверхности океана, то их можно взять из среднего многолетнего годового хода; отсюда же выбираются начальные значения скорости течения, темпера-

* Аналогично обстоит дело с соленостью.

туры и солености во всем океане. Так как это состояние отличается от реального, то необходим некоторый, вообще говоря, достаточно большой промежуток времени, чтобы ошибка в начальных условиях сгладилась. Он устанавливается при сравнении результатов численных экспериментов с наблюдениями.

Так как используются модели температуры и солености, то граничные условия на берегу «смягчаются» и ставятся только для осредненных по вертикали потоков тепла и соли. Если в уравнениях движения не учитывается горизонтальный обмен количеством движения, то «смягчается» и граничное условие для скорости ([11]).

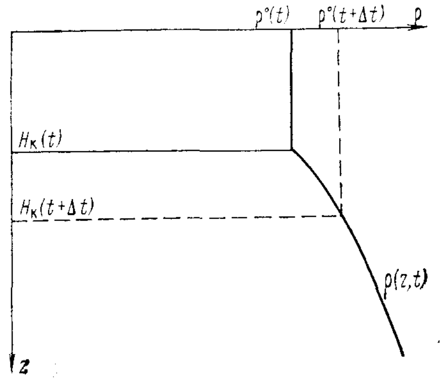

Рис. 2

Наиболее просто задача решается в случае, когда уравнение состояния принимается в форме Мамаева, а кривые вертикального распределения температуры и солености — параболы ([12]). Однако при использовании парабол часто приходится для лучшего описания массивов температуры и солености, полученных из наблюдений, вводить дополнительный слой (слои); введение же каждого нового слоя значительно увеличивает объем вычислений.

Все указанные уравнения, включая уравнение для интегральной функции тока, справедливы для океана, включающего экваториальную зону. Могут быть учтены и нелинейные ускорения ([13], [6]), однако как и при учете нелинейных ускорений в западном пограничном слое, задача в этом случае уже не будет сводиться к «плоской».

Институт океанологии им. П. П. Ширшова
Академии наук СССР
Москва

Поступило
8 V 1973

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] *А. И. Фельзенбаум*, Проблемы теории ветровых и термохалинных течений, Севастополь, 1968. [2] *А. И. Фельзенбаум*, ДАН, т. 183, № 3 (1968). [3] *С. А. Китайгородский*, Физика взаимодействия атмосферы и океана, Л., 1970. [4] *П. С. Линейкин*, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2 (1953). [5] *Д. Л. Лайхтман*, Проблемы теории ветровых и термохалинных течений, Севастополь, 1968. [6] *А. И. Фельзенбаум*, Динамика морских течений, Итоги науки, М., 1970. [7] *А. И. Фельзенбаум*, Теоретические основы и методы расчета установившихся морских течений, М., 1960. [8] *Б. А. Каган, Д. Л. Лайхтман и др.*, Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, т. 8, № 10 (1972). [9] *А. И. Фельзенбаум*, Течение Ломоносова, Киев, 1966. [10] *Ю. М. Куфтарков, А. И. Фельзенбаум*, Проблемы теории ветровых и термохалинных течений, Севастополь, 1968. [11] *А. С. Васильев, А. И. Фельзенбаум*, Морские гидрофиз. исслед., № 4 (1969); № 1 (1971). [12] *А. С. Васильев*, Проблемы теории ветровых и термохалинных течений, Севастополь, 1968. [13] *Э. Н. Михайлова, А. И. Фельзенбаум, Н. Б. Шапиро*, ДАН, т. 168, № 4 (1966).