

УДК 551.465.41

ГЕОФИЗИКА

А. И. ФЕЛЬЗЕНБАУМ

ПРОСТЕЙШИЕ МОДЕЛИ ОКЕАНА В ПРОБЛЕМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ

(Представлено академиком Л. И. Седовым 7 I 1976)

В ⁽¹⁾ предложена гидродинамическая модель океана, основанная на разбиении его по вертикали на ряд слоев и параметризации температуры и солености в них. Во всех слоях, кроме абиссали, они определяются в решении как функции координат и времени, в абиссали считаются известными функциями только координат пространства. Рассмотрим теперь модель, в которой температура считается не зависящей от времени и заданной не только в абиссали, но и выше нее, вплоть до квазиоднородного слоя *. Таким образом (рис. 1),

$$\begin{aligned} \tau &= \tau^0 & \text{при} & \quad 0 \leq z \leq h-0, \\ \tau &= \Phi & \text{при} & \quad h+0 \leq z \leq H, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\tau^0(x, y, t)$ и $h(x, y, t)$ — искомые температура и толщина квазиизотермического слоя, $\Phi(x, y, z)$ — известная температура ниже его, $H(x, y)$ — глубина океана. На нижней границе квазиизотермического слоя температура терпит разрыв: моделируется слой скачка — сезонный термоклин **. Ниже располагается главный термоклин, а затем абиссаль. На рис. 1 в квазиизотермическом слое показана известная «фиктивная» температура $\tau = \tilde{\Phi}(x, y, z)$. В начальный момент времени толщина этого слоя и температура в нем заданы:

$$h = h^*, \quad \tau^0 = \tau^{0*} \quad \text{при} \quad t = 0. \quad (2)$$

При меньших значениях толщины квазиизотермического слоя температура в слое $h+0 \leq z \leq h^*$ определяется по фиктивному профилю. Таким образом, между величинами h и τ^h имеется связь

$$F(h, \tau^h) = 0, \quad (3)$$

позволяющая выразить одну из них через другую.

Будем исходить из уравнения температуропроводности

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} + \frac{\partial \tau u}{\partial x} + \frac{\partial \tau v}{\partial y} + \frac{\partial \tau w}{\partial z} = - \frac{\partial \Gamma}{\partial z} + \kappa \Delta \tau, \quad (4)$$

в котором u, v, w — составляющие скорости течения, Γ — кинематический поток тепла по вертикали, $\kappa = \text{const}$ — коэффициент горизонтальной турбулентной температуропроводности, Δ — плоский оператор Лапласа. Интегрируя (4) по вертикали в пределах квазиизотермического слоя ($0 \leq z \leq h-0$), слоя скачка ($h-0 \leq z \leq h+0$) и слоя, образуемого главным термо-

* Для простоты рассматривается случай, когда плотность определяется температурой. Относительно солености можно провести аналогичные рассуждения, считая ее не зависящей от времени ниже квазиоднородного слоя.

** В ⁽¹⁾ температура меняется по вертикали непрерывно. Модели с разрывом температуры при горизонтальной однородности рассмотрены в ^(2, 3).

клином и абиссалью ($h+0 \leq z \leq H$), получим

$$\frac{\partial h \tau^0}{\partial t} + \frac{\partial S_{zh} \tau^0}{\partial x} + \frac{\partial S_{yh} \tau^0}{\partial y} - \tau^0 \left(\frac{dh}{dt} - w^h \right) = \Gamma^0 - \Gamma^{h-0} + \kappa h \Delta \tau^0; \quad (5)$$

$$(\tau^0 - \tau^h) \left(\frac{dh}{dt} - w^h \right) + \kappa \left[\frac{\partial (\tau^0 - \tau^h)}{\partial x} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial (\tau^0 - \tau^h)}{\partial y} \frac{\partial h}{\partial y} \right] = \Gamma^{h-0} - \Gamma^{h+0}; \quad (6)$$

$$-\tau^0 \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \int_{h+0}^H \tau u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{h+0}^H \tau v dz + \tau^0 \left(\frac{dh}{dt} - w^h \right) = \Gamma^{h+0} + \kappa \int_{h+0}^H \Delta \tau dz. \quad (7)$$

Предполагается, что при переходе через поверхность $z=h$ скорость не терпит разрыва, а поток тепла сквозь дно океана $z=H$ отсутствует.

В (5) S_{zh} , S_{yh} — составляющие полного потока в квазиизотермическом слое. Заметим, что левая часть (5) может быть записана в виде

$$h \frac{\partial \tau^0}{\partial t} + S_{zh} \frac{\partial \tau^0}{\partial x} + S_{yh} \frac{\partial \tau^0}{\partial y}.$$

Имеет место также тождество

$$\frac{dh}{dt} - w^h = \frac{\partial h}{\partial t} - w^n,$$

в котором w^n — проекция скорости течения на нормаль к поверхности раздела. Наконец, второе слагаемое в левой части

$$(6) \text{ равно } \Gamma_n^{h+0} - \Gamma_n^{h-0}, \text{ где ин-}$$

декс n указывает на поток по нормали к поверхности раздела.

Суммируя интегральные уравнения теплопроводности (5)–(7), получим соответствующее уравнение для всего океана

$$h \frac{\partial \tau^0}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[S_{zh} \tau^0 + \int_h^H \tau u dz \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[S_{yh} \tau^0 + \int_h^H \tau v dz \right] = (\tau^0 - \tau^h) \left(\frac{dh}{dt} - w^h \right) + \kappa \left[\frac{\partial (\tau^0 - \tau^h)}{\partial x} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial (\tau^0 - \tau^h)}{\partial y} \frac{\partial h}{\partial y} \right] = \Gamma^0 + \kappa \left[h \Delta \tau + \int_h^H \Delta \tau dz \right]. \quad (8)$$

В левой части (8) первое слагаемое обусловлено нагреванием квазиизотермического слоя; следующие два характеризуют горизонтальную адвекцию тепла в этом слое и ниже его вплоть до дна; наконец, последние два связаны с разрывом температуры на нижней границе квазиизотермического слоя. В правой части (8) первое слагаемое — диффузионный поток тепла из атмосферы в океан, второе — поток тепла в результате горизонтальной диффузии. С помощью уравнения теплового баланса на поверхности океана поток Γ^0 выражается через температуру поверхности океана и атмосферные характеристики: температуру воздуха, облачность, влажность и солнечную радиацию (⁴⁻⁶). Если уравнения для океана и атмосферы решаются совместно, то Γ^0 — одна из определяемых функций (^{7, 8}).

Для решения задачи имеются уравнения (5)–(7) и уравнение теплового баланса на поверхности океана, остальными являются уравнения состояния, неразрывности, горизонтального движения и гидростатики. Как и всегда, задача динамики сводится к решению уравнения для интегральной функции тока (⁹, ¹⁰, ¹). В результате мы приходим к системе уравнений, не содержащих координату z . Для ее замыкания добавляем либо уравнение баланса энергии турбулентности в интегральной форме для квазиизотермического слоя (¹¹, ¹², ³) *, либо гипотезу о связи между величинами Γ^{h+0} и $(\partial\tau/\partial z)_{z=h+0}$ (формула (11) в (¹)), либо гипотезу, согласно которой

$$\Gamma^{h+0}=0 \quad \text{при} \quad \frac{dh}{dt} - w^h > 0$$

(вовлечение) и

$$\Gamma^{h-0}=0 \quad \text{при} \quad \frac{dh}{dt} - w^h \leq 0.$$

Автор выражает благодарность Ю. М. Куфтаркову за ряд ценных замечаний.

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

Поступило
30 XII 1975

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. И. Фельзенбаум, ДАН, т. 217, № 1, 79 (1974). ² С. А. Арсеньев, А. И. Фельзенбаум, ДАН, т. 225, № 1, 84 (1975). ³ В. К. Коснырев, Ю. М. Куфтарков, А. И. Фельзенбаум, ДАН, т. 225, № 2 (1976). ⁴ R. L. Naeu, J. Phys. Oceanogr., v. 1, № 4, 241 (1971). ⁵ О. И. Шереметевская, Графический способ расчета теплообмена на поверхности раздела вода – воздух, М., 1972. ⁶ В. К. Коснырев, А. И. Фельзенбаум, Океанология, № 5, 796 (1975). ⁷ С. Манабе, К. Брауен, Климат и циркуляция океана, М., Гидрометеиздат, 1972. ⁸ С. С. Зилигиневич, Физика атмосферы и океана, т. 5, № 11, 1143 (1969). ⁹ А. И. Фельзенбаум, ДАН, т. 183, № 3, 580 (1968). ¹⁰ А. И. Фельзенбаум, Н. Б. Шапиро, Морск. гидрофиз. посл., № 1, 39 (1969). ¹¹ E. V. Kraus, I. S. Turner, Tellus, v. 19, № 1, 98 (1967). ¹² Ю. Д. Реснянский, Физика атмосферы и океана, т. 11, № 7, 726 (1975).

* При вовлечении вместо этого уравнения можно использовать замыкание, указанное в (²).