МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР
ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
HYDROMETEOROLOGIGAL INSTITUTE IN LEHINGRAD

Transactions

Труды
вып. 32

vol. 32

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПРОБЛЕМЕ ОКЕАН—АТМОСФЕРА

INVESTIGATIONS
ON THE OCEAN—ATMOSPHERE PROBLEM

Сборник 2
работ научно-исследовательского института взаимодействия океана и атмосферы

issve 2
of the papers of the air sea interaction institute

ЛЕНИНГРАД
1970

Сборник содержит результаты исследований взаимодействия океана и атмосферы, выполняемых в Ленинградском гидрометеорологическом институте. Статьи посвящены формированию процессов в реальных океанах и морях, изменению метеорологических и гидрологических условий и их прогнозу. Некоторые статьи имеют теоретическое и методическое содержание.

Сборник рассчитан на широкий круг океанологов, метеорологов и геофизиков, а также на преподавателей, аспирантов и студентов.

Научный редактор $\boxed{\text{В. В. Тимонов}}$

Ответственный редактор *О. А. Алекин*

2—9—6

Труды Ленинградского Гидрометеорологического института
Исследования по проблеме океан — атмосфера

СБОРНИК 2

Работ научно-исследовательского института взаимодействия океана и атмосферы

Редактор *Б. И. Леонова*

М-13 525. Сдано в набор 21/V-1968 г. Подписано к печати 2/VII-1970 г. Формат бум. 70 × 108¹/₁₆. Бумага тип. № 3. Печ. л. 16. Уч.-изд. л. 19. Тираж 500. Заказ 2329. Цена 1 р. 84 к. Тем. план 1968 г.

Типография профессионально-технического училища № 4. Ленинград, 12-я Красноармейская ул., 27.

СОДЕРЖАНИЕ

Часть первая. ФИЗИКА ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ

Теория, эксперименты, методы расчета

Формирование процессов в реальных океанах и морях

Изменение метеорологических и гидрологических условий, их прогноз

Методы натурных исследований, приборы

Часть вторая. ХИМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ

CONTENTS

Part first. PHYSICS OF THE OCEAN AND THE ATMOSPHERE

Theory, experiments, methods of calculation

Formation of real ocean and sea processes

Variation of meteorological and hydrological conditions and their forecast

Methods of natural investigations. Apparatus

Part second. CHEMICAL SEA-AIR INTERACTION

К ТЕОРИИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЧИСТО ДРЕЙФОВЫХ ТЕЧЕНИЙ В ОКЕАНЕ

А. С .Балуева, В. Н. Веретенников

В настоящее время имеется ряд работ, в которых получены решения нескольких нестационарных задач при различных частных видах поля тангенциального давления ветра. П. С. Линейкин [1] в задаче для бароклинного моря принимал, что поле ветра и все гидродинамические характеристики не зависят от одной горизонтальной координаты. П. А. Киткин [2] решил задачу о нестационарной циркуляции в круглом море под действием симметричного относительного центра моря поля ветра. П. Веландер [3] исследовал нестационарные ветровые течения в мелком море.

В отличие от этих работ, в которых накладывается существенное ограничение на поле ветра, А. С. Саркисян [4] рассчитал нестационарные ветровые течения в однородном океане при поле ветра, которое является произвольной функцией координат и времени. Е. Г. Никифоров [5] исследовал ветровые течения в сильно перееслоенном море, которые развиваются под воздействием ветра, меняющегося во времени любым заданным образом.

В данной работе рассмотрим следующую задачу: предположим, что над поверхностью однородного океана, находящегося в состоянии покоя, начиная с некоторого момента времени $t > 0$ действует произвольно меняющееся во времени и в пространстве касательное напряжение ветра; требуется получить картину возникновения чисто дрейфового течения и его приспособления к полю ветра.

Для определения положения частицы в океане введем прямоугольную декартову систему координат. Оси координат ориентируем следующим образом: ось x направлена на восток, y — на север, а ось z — вниз, перпендикулярно уровенной поверхности. Плоскость $x0y$ расположена на среднем уровне свободной поверхности океана.

В выбранной системе координат, неизменно связанной с вращающейся Землей, осредненные уравнения движения запишем в упрощенном виде для дрейфовых составляющих скорости течения:

$$\frac{\partial u_д}{\partial t} - \nu_z \frac{\partial^2 u_д}{\partial z^2} - \nu_x \left(\frac{\partial^2 u_д}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_д}{\partial y^2} \right) + f \cdot v_д = 0, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial v_д}{\partial t} - \nu_z \frac{\partial^2 v_д}{\partial z^2} \nu_x \left(\frac{\partial^2 v_д}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_д}{\partial y^2} \right) - f \cdot u_д = 0;$$

где $u_д$, $v_д$ — дрейфовые горизонтальные составляющие скорости течения; $f = 2\omega \sin\varphi$, ω — угловая скорость вращения Земли, φ — широта;

ν_z, ν_x — вертикальный и горизонтальный коэффициенты турбулентного обмена; $\nu_z = \mathrm{const}$, $\nu_x = \mathrm{const}$. Функции $u_д$ и $v_д$, непрерывные и дифференцируемые, являются функциями координат x, y, z и времени t.

Начальные и граничные условия задачи (1) следующие:

$$u_д(x, y, z, 0) = v_д(x, y, z, 0) = 0 \tag{2}$$

$$\nu_z \frac{\partial u_д}{9z}\bigg|_{z=0} = -T_x(x, y, t), \quad \nu_z \frac{\partial v_д}{\partial z}\bigg|_{z=0} = -T_y(x, y, t), \tag{3}$$

$$u_д(x, y, H, t) = v_д(x, y, H, t) = 0, \tag{4}$$

$$u_д|_{x=0,\,L} = u_д|_{y=0,\,M} = v_д|_{x=0,\,L} = v_д = |_{y=0,\,M} = 0, \tag{5}$$

где $T_x(x, y, t)$ и $T_y(x, y, t)$ — составляющие касательного напряжения ветра; H — глубина, которая считается постоянной; L и M — границы некоторой замкнутой области, внутри которой происходит перераспределение воды вследствие сгонно-нагонного эффекта.

Вводя комплексную функцию скорости течения

$$U(x, y, z, t) = u_д(x, y, z, t) + i v_д(x, y, z, t) \tag{6}$$

и касательного напряжения ветра

$$T(x, y, t) = T_x(x, y, t) + i T_y(x, y, t), \tag{7}$$

и положив

$$U(x, y, z, t) = V(x, y, z, t) \exp(ift), \tag{8}$$

получим однородное уравнение

$$\frac{\partial V}{\partial t} - \nu_z \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \nu_x \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}\right) = 0, \tag{1a}$$

с нулевым начальным условием

$$V(x, y, z, 0) = 0 \tag{2a}$$

и с неоднородными граничными условиями

$$\nu_z \frac{\partial V}{\partial z}\bigg|_{z=0} \exp(ift) = -T(x, y, t), \tag{3a}$$

$$V(x, y, H, t) = 0, \tag{4a}$$

$$V|_{x=0,\,L} = V|_{y=0,\,M} = 0. \tag{5a}$$

Неоднородные граничные условия сводятся к однородным заменой

$$V(x, y, z, t) = W(x, y, z, t) - \\ - \frac{T(x, y, t)}{\nu_z} z\left(1 - \frac{z}{H}\right) \exp\left[-\frac{z}{x\left(1 - \frac{x}{L}\right) y\left(1 - \frac{y}{m}\right)} - ift\right], \tag{9}$$

где

$$-\frac{T(x, y, t)}{\nu_z} z\left(1 - \frac{z}{H}\right) \exp\left[-\frac{z}{x\left(1 - \frac{x}{L}\right) y\left(1 - \frac{y}{M}\right)} - ift\right]$$

— дважды дифференцируемая функция, удовлетворяющая неоднородным граничным условиям.

Тогда вместо задачи (1a) — (5a) будем иметь

$$\frac{\partial W}{\partial t} - \nu_z \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} - \nu_x\left(\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2}\right) = \left\{\frac{1}{\nu_z}\frac{\partial T}{\partial t} z\left(1 - \frac{z}{H}\right) - i\omega \frac{T}{\nu_z} z\left(1 - \frac{z}{H}\right) - \right.$$

$$- \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\frac{\upsilon_x}{\upsilon_z} z\left(1 - \frac{z}{H}\right) - \frac{\partial T}{\partial x}\frac{2\nu_x}{\nu_z}\cdot z^2\left(1 - \frac{z}{H}\right)\frac{1 - \frac{2x}{L}}{x^2\left(1 - \frac{x}{L}\right)^2 y\left(1 - \frac{y}{M}\right)} +$$

$$+\frac{2}{L}T\frac{\nu_x}{\nu_z}z^2\left(1-\frac{z}{H}\right)\frac{1}{x^2\left(1-\frac{x}{L}\right)^2y\left(1-\frac{y}{M}\right)}+$$

$$+2T\frac{\nu_x}{\nu_z}z^2\left(1-\frac{z}{H}\right)\frac{\left(1-\frac{2x}{L}\right)^2}{x^3\left(1-\frac{x}{L}\right)^3y\left(1-\frac{y}{M}\right)}-$$

$$-T\frac{\nu_x}{\nu_z}z^3\left(1-\frac{z}{H}\right)\frac{\left(1-\frac{2x}{L}\right)^2}{x^4\left(1-\frac{x}{L}\right)^4y^2\left(1-\frac{y}{M}\right)^2}-\frac{\partial^2T}{\partial y^2}\frac{\nu_x}{\nu_z}z\left(1-\frac{z}{H}\right)-$$

$$-\frac{\partial T}{\partial y}\frac{2\nu_x}{\nu_z}z^2\left(1-\frac{z}{H}\right)\cdot\frac{1-\frac{2y}{M}}{x\left(1-\frac{x}{L}\right)y^2\left(1-\frac{y}{M}\right)^2}+$$

$$+\frac{2}{M}T\frac{\nu_x}{\nu_z}z^2\left(1-\frac{z}{H}\right)\frac{1}{x\left(1-\frac{x}{L}\right)y^2\left(1-\frac{y}{M}\right)^2}+$$

$$+2T\frac{\nu_x}{\nu_z}z^2\left(1-\frac{z}{H}\right)\cdot\frac{\left(1-\frac{2y}{M}\right)^2}{x\left(1-\frac{x}{L}\right)y^3\left(1-\frac{y}{M}\right)^3}-$$

$$-T\frac{\nu_x}{\nu_z}z^3\left(1-\frac{z}{H}\right)\frac{\left(1-\frac{2y}{M}\right)^2}{x^2\left(1-\frac{x}{L}\right)^2y^4\left(1-\frac{y}{M}\right)^4}+\frac{2T}{H}+$$

$$\left.+2T\left(1-\frac{2z}{H}\right)\frac{1}{x\left(1-\frac{x}{L}\right)y\left(1-\frac{y}{M}\right)}-Tz\left(1-\frac{z}{H}\right)\frac{1}{x^2\left(1-\frac{x}{L}\right)^2y^2\left(1-\frac{y}{M}\right)^2}\right\}\times$$

$$\times\exp\left[-\frac{z}{x\left(1-\frac{x}{L}\right)y\left(1-\frac{y}{M}\right)}-ift\right]; \tag{1в}$$

$$W|_{t=0}=\frac{T(x,y,0)}{\nu_z}z\left(1-\frac{z}{H}\right)\exp\left[-\frac{z}{x\left(1-\frac{x}{L}\right)y\left(1-\frac{y}{M}\right)}\right]; \tag{2в}$$

$$\left.\frac{\partial W}{\partial z}\right|_{z=0}=0, \tag{3в}$$

$$W|_{z=H}=W|_{x=L,0}=W|_{y=0,M}=0. \tag{4в}$$

Произведя замену,

$$W(x, y, z, t)=\chi(x, y, z, t)+Y(x, y, z, t), \tag{10}$$

получим две краевые задачи: 1) однородное уравнение с ненулевым начальным и однородными граничными условиями; 2) неоднородное уравнение с нулевым начальным и однородными граничными условиями.

Начнем с решения однородного уравнения при однородных граничных условиях.

Введем в рассмотрение функцию Грина

$$G(P, P^1, t)=\frac{8}{LMH}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{l=1}^{\infty}\sum_{m=1}^{\infty}\varphi(P)\psi(P^1)S(t), \tag{11}$$

где

$$\varphi(P)=\sin\frac{l\pi x}{L}\sin\frac{m\pi y}{M}\cos\frac{(2n-1)\pi}{2H}z, \tag{12}$$

$$\psi(P')=\sin\frac{l\pi\xi}{L}\sin\frac{m\pi\zeta}{M}\cdot\cos\frac{(2n-1)\pi}{2H}\eta, \tag{13}$$

$$S(t)=\exp\left[-\left(\nu_x\frac{\pi^2 l^2}{L^2}+\nu_x\frac{\pi^2 m^2}{M^2}+\nu_z\frac{(2n-1)^2\pi^2}{4H^2}\right)t\right], \tag{14}$$

P — точка пространства с координатами (x, y, z), а P' — (ξ, ζ, η). Функция Грина удовлетворяет следующим условиям:

1) $G(P, P', t)$ при фиксированном значении P' является непрерывной функцией от P и удовлетворяет заданным однородным краевым условиям, т. е.

$$\frac{\partial G}{z\partial}\bigg|_{z=0}=0 \quad \text{и} \quad G(P, P^1, t)\,|_{z=H;\ x=0,\ L;\ y=0,\ M}=0;$$

2) производные первого и второго порядка от G, по P непрерывны повсюду в рассматриваемой области, кроме точки $P=P'$;

3) G, как функция от P, повсюду в области, кроме точки $P=P'$, удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$\frac{\partial G}{\partial t}=\nu_z\frac{\partial^2 G}{\partial z^2}-\nu_x\left(\frac{\partial^2 G}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 G}{\partial y^2}\right)=0.$$

Так как

$$\frac{T(x, y, 0)}{\nu_z}z\left(1-\frac{z}{H}\right)\exp\left[-x\frac{z}{\left(1-\frac{x}{L}\right)y\left(1-\frac{y}{M}\right)}\right]$$

непрерывная функция от P, то функция

$$\chi(P, t)=\int_0^L\int_0^M\int_0^H G(P, P^1, t)\cdot\frac{T(\xi, \zeta, 0)}{\nu_z}\eta\times$$

$$\times\left(1-\frac{\eta}{H}\right)\exp\left[-\frac{\eta}{\xi\left(1-\frac{\zeta}{L}\right)\zeta\left(1-\frac{\zeta}{M}\right)}\right]dP^1 \tag{15}$$

является решением однородного уравнения с ненулевым начальным и однородными граничными условиями.

Перейдем к решению неоднородного уравнения с нулевыми начальными и однородными граничными условиями. Для этого введем функцию

$$G(P, P', t-\tau)=\begin{cases}\dfrac{8}{LMH}\sum\limits_{l=1}^{\infty}\sum\limits_{m=1}^{\infty}\sum\limits_{n=1}^{\infty}\varphi(P)\,\psi(P')\,S(t-\tau), & t>\tau,\\ 0, & t\leqslant\tau,\end{cases} \tag{16}$$

где

$$S(t-\tau)=\exp\left[-\left(\nu_x\frac{\pi^2 l^2}{L^2}+\nu_x\frac{\pi^2 m^2}{M^2}+\nu_t\frac{\pi^2(2n-1)^2}{4H^2}\right)(t-\tau)\right] \tag{17}$$

Решение неоднородного уравнения получим в следующей форме:

$$Y(P, t)=\int_0^t\int_0^L\int_0^M\int_0^H G(P, P', t-\tau)F(P', \tau)\,dP'\,d\tau, \tag{18}$$

где через $F(P', \tau)$ обозначена правая часть уравнения (1 в).

Решение неоднородной задачи (1в) при условиях (2в) — (4в) получим суммированием

$$W(P, t) = \int_0^L \int_0^M \int_0^H G(P, P', t) \frac{T(\xi, \zeta, 0)}{\nu_z} \cdot \eta \left(1 - \frac{\eta}{H}\right) \times$$

$$\times \exp\left[-\xi \frac{\eta}{\left(1 - \frac{\xi}{4}\right)\varsigma \left(1 - \frac{\varsigma}{M}\right)}\right] dp' + \int_0^t \int_0^4 \int_0^M \int_0^H G(p, p', t - \tau) F(p', \tau)\, dp'\, d\tau. \tag{19}$$

Беря интегралы по переменной η и обозначая их через Φ_i (ξ, ς), получим:

$$W(p,t) = \frac{8}{LMHz_t} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \varphi(P) S(t) \int_0^L \sin \frac{l\pi\xi}{L} \cdot \int_0^M \sin \frac{m\pi\varsigma}{M} \cdot T(\xi, \zeta, 0) \times$$

$$\times \Phi_1(\xi, \zeta)\, d\xi d\zeta + \frac{8}{LMH} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \varphi(P) \int_0^t S(t - \tau) \exp(-if\tau) \cdot \int_0^L \sin \frac{e\pi\xi}{L} \times$$

$$\times \int_0^M \sin \frac{m\pi\xi}{M} \cdot \left\{ \frac{1}{\upsilon_z} \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} \cdot \Phi_1(\xi, \zeta) - \frac{1}{\upsilon_z} if T - \frac{\upsilon_x}{\upsilon_z} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} \right) \Phi_1(\xi, \zeta) - \right.$$

$$- \frac{2\upsilon_x}{\upsilon_z} \frac{\partial T}{\partial \xi} \left(1 - \frac{2\xi}{L}\right) \Phi_2(\xi, \zeta) - \frac{2\upsilon_x}{\upsilon_z} \frac{\partial T}{\partial \xi} \left(1 - \frac{2\xi}{M}\right) \Phi_5(\xi, \zeta) +$$

$$+ \frac{2\upsilon_x}{\upsilon_z} T \left(1 - \frac{2\xi}{L}\right)^2 \Phi_2(\xi, \zeta) + \frac{2\upsilon_x}{\upsilon_z} T \left(1 - \frac{2\varsigma}{M}\right) \Phi_9(\xi, \zeta) - \frac{a_x}{\upsilon_z} T \left(1 - \frac{2\xi}{L}\right)^2 \times$$

$$\times \Phi_4(\xi, \zeta) - \frac{\nu_x}{\upsilon_z} T \left(1 - \frac{2\varsigma}{M}\right)^2 \Phi_7(\xi, \zeta) + \frac{2}{H} T\, \Phi_9(\xi, \zeta) + 2T\, \Phi_8(\xi, \zeta) -$$

$$- T\, \Phi_{10}(\xi, \zeta)\, d\xi\, d\zeta\, d\tau.$$

Выражения Φ_i (ξ, ζ) входят под знак повторного интеграла. Оценим слагаемые в каждом из выражений Φ_i (ξ, ζ) по теореме о среднем, считая, что функция T (ξ, ζ, τ) и ее производные до второго порядка включительно сохраняют знак на прямоугольнике (0, M, L, 0).

Учитывая, что

$$\theta(C_1, C_2) = \frac{4H^2}{4H^2 + (2u - 1^2\pi^2\, C_2^2 \left(1 - \frac{C_2}{L}\right)^2 C_2^2 \left(1 - \frac{C_1}{M}\right)^2} < 1,$$

где $0 < C_1 < M$, $0 < C_2 < L$, выражения Φ_i (ξ, ζ) упрощаются. Поскольку знак слагаемых, входящих в выражения Φ_i (ξ, ζ), чередуется, то погрешность не превышает первого из отброшенных слагаемых. Кроме того, можно пренебречь членами, содержащими Φ_4 (ξ, ζ) и Φ_7 (ξ, ζ), так как они соответственно меньше Φ_3 (ξ, ζ) и Φ_6 (ξ, ζ). В результате получим приближенное выражение для $W(P, t)$ в следующем виде:

$$W(P, t) = \frac{8}{LMH} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \varphi(P) S(t) \left[\int_L^0 \sin \frac{l\pi\xi}{L} \int_M^0 \sin \frac{m\pi\zeta}{M} T(\xi, \zeta, 0) \times \right.$$

$$\left. \times \Phi_1(\xi, \zeta)\, d\xi\, d\zeta + R_1 \right] + \frac{8}{LMH} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \varphi(P) \left[\int_0^t S(t - \tau) \exp(-if\tau) \times \right.$$

$$\times \int_0^L \sin \frac{l\pi\xi}{L} \int_0^M \sin \frac{m\pi\zeta}{M} \left\{ \frac{1}{\nu_z} \frac{\partial T}{\partial \tau} \Phi_1(\xi, \zeta) - \frac{1}{\nu_z} if T \Phi_1(\xi, \zeta) - \frac{\nu_x}{\nu_z} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} + \right. \right.$$

$$\left. + \frac{\partial^2 T}{\partial \zeta^2} \right) \Phi_1(\xi, \zeta) - \frac{2\nu_x}{\nu_z} \frac{\partial T}{\partial \xi} \left(1 - \frac{2\xi}{L}\right) \Phi_2(\xi, \zeta) - \frac{2\nu_x}{\nu_z} \frac{\partial T}{\partial \zeta} \left(1 - \frac{2\zeta}{M}\right) \Phi_5(\xi, \zeta) +$$

$$+\frac{2}{L}\cdot\frac{\upsilon_x}{\upsilon_z}T\,\Phi_2(\xi,\varsigma)+\frac{2}{M}\cdot\frac{\nu_x}{\upsilon_z}T\,\Phi(\xi,\varsigma)+2\frac{\upsilon_x}{\upsilon_z}T\left(1-\frac{2\xi}{L}\right)^2\Phi_3(\xi,\varsigma)+$$

$$+\frac{2\nu_z}{\nu_z}T\left(1-\frac{2\zeta}{M}\right)^2\Phi_6(\xi,\zeta)+T\Phi_{11}(\xi,\zeta)\Big\}d\xi\,d\zeta\,d\tau+R_2\Big], \qquad (20)$$

R_1 и R_2—погрешности, которые находятся по формулам:

$$R_1=\frac{A_1H^3\varphi_1(C_1,C_2)}{(2n-1)^4\pi^4\theta_1(C_1,C_2)}\cdot J_1+\frac{A_2H^3\varphi_1(C_1,C_2)}{(2n-1)^3\pi^3\theta_1(C_1,C_2)}\cdot J_1; \qquad (21)$$

$$R_2=\left[\frac{A_1H^3\varphi_1(C_1,C_2)}{(2n-1)^4\pi^4\theta_1(C_1,C_2)}+\frac{A_3H^2\varphi_1(C_1,C_2)}{\theta(C_1,C_2)}\right]\int\limits_0^t S(t-\tau)\exp(-if\tau)\,J_1d\tau+$$

$$+\left[\frac{A_1H^3\varphi_1(C_1,C_2)}{(2n-1)^3\pi^3\vartheta_1(C_1,C_2)}+\frac{A_1H^3\varphi_1(C_1,C_2)}{(2n-1)\pi\theta(C_1,C_2)}\right]\int\limits_0^t S(t-\tau)\exp(-if\tau)J_2d\tau \qquad (22)$$

A_i—числовые постоянные;

$$\Phi_1(C_1,C_2)=\sin\frac{l\pi C_2}{L}\sin\frac{m\pi C_1}{M}; \qquad \theta_1(C_1,C_2)=C_2\left(1-\frac{C_2}{L}\right)C_1\left(1-\frac{C_1}{M}\right);$$

$$J_1=\iint\limits_{0\,0}^{LM}T\,d\xi\,d\varsigma; \qquad J^2=\iint\limits_{0\,0}^{LM}T\exp\left[-\frac{H}{\xi\left(1-\frac{\xi}{L}\right)\varsigma\left(1-\frac{\varsigma}{M}\right)}\right]d\xi\,d\varsigma$$

В формуле (20) через $\Phi_{11}(\xi,\zeta)$ обозначено выражение:

$$\Phi_{11}(\xi,\zeta)=2\Phi_8+\frac{2}{H}\Phi_9-\Phi_{10}. \qquad (23)$$

Пусть

$$T(\xi,\zeta,\tau)=T_0(\tau)\,T_1(\xi,\zeta). \qquad (24)$$

Тогда (20) можно привести к более простому виду:

$$W(P,t)\approx\frac{8}{LMH\upsilon_z}\sum_{l=1}^{\infty}\sum_{m=1}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty}\varphi(P)\exp(-ift)\int\limits_0^L\sin\frac{l\pi\xi}{L}\int\limits_0^M\sin\frac{m\pi\varsigma}{M}T\Phi_1d\xi d\zeta+$$

$$+\frac{8}{LMH}\sum_{l=1}^{\infty}\sum_{m=1}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty}\varphi(P)\int\limits_0^t S(t-\tau)\cdot\exp(-if\tau)\int\limits_0^l\sin\frac{e\pi\xi}{L}\int\limits_0^M\sin\frac{m\pi\varsigma}{M}\left\{\left[\frac{\upsilon_x}{\upsilon_z}\frac{\pi^2l^2}{L^2}+\right.\right.$$

$$\left.+\frac{\upsilon_x}{\upsilon_z}\frac{\pi^2m^2}{M^2}+\frac{\pi^2(2n-1)^2}{4H^2}\right]T\Phi_1(\xi,\zeta)-\frac{\upsilon_x}{\upsilon_z}\left(\frac{\partial^2T}{\partial\xi^2}+\frac{\partial^2T}{\partial\varsigma^2}\right)\Phi_1(\xi,\zeta)-$$

$$-\frac{2\upsilon_x}{\upsilon_z}\frac{\partial T}{\partial\xi}\left(1-\frac{2\xi}{L}\right)\Phi_2(\xi,\zeta)-\frac{2\upsilon_x}{\upsilon_z}\frac{\partial T}{\partial\varsigma}\left(1-\frac{2\varsigma}{M}\right)\Phi_5(\xi,\zeta)+$$

$$+\frac{2}{L}\frac{\upsilon_x}{\upsilon_z}T\Phi_2(\xi,\zeta)+\frac{2\upsilon_x}{\upsilon_z}T\left(1-\frac{2\xi}{L}\right)^2\Phi_3+$$

$$\left.+\frac{2\upsilon_x}{\upsilon_z}T\left(1-\frac{2\varsigma}{M}\right)^2\Phi_6+T\Phi_{11}\right\}d\xi\,d\zeta\,d\tau. \qquad (25)$$

Окончательно, учитывая (9) и (8), имеем:

$$U(P,t)=u_д(P,t)+iv_д(P,t)=$$

$$=\frac{8}{LMH\upsilon_z}\sum_{l=1}^{\infty}\sum_{m=1}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty}\varphi(P)\int\limits_0^l\sin\frac{l\pi\xi}{L}\int\limits_0^M\sin\frac{m\pi\varsigma}{M}T\Phi_1d\xi d\zeta+$$

$$\frac{8}{LMH}\sum_{i=1}^{\infty}\sum_{m=1}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty}\varphi(P)\int_0^t \mathrm{S}(t-\tau)\exp\left[if(t-\tau)\right]\times\int_0^4 \sin\frac{e\pi\xi}{L}\times$$

$$\times\int_0^M \sin\frac{m\pi\varsigma}{M}\,\omega(\xi,\zeta,\tau)\,d\xi d\zeta d\tau-\frac{T}{\nu_z}z\left(1-\frac{z}{H}\right)\exp\left[-\frac{z}{x\left(1-\frac{x}{L}\right)y\left(1-\frac{y}{M}\right)}\right] \tag{26}$$

где $\Omega(\xi,\ \zeta,\ \tau)$ — выражение, заключенное в фигурных скобках формулы (25).

Если принять, что T не зависит от времени, то тогда в формуле (26) первый и третий члены в правой части выражают течение, которое в конце концов установится под действием постоянного ветра, а второй член описывает влияние инерции на процесс становления течения.

В данной работе приведена только теоретическая часть. Анализ окончательного результата и непосредственный расчет по полученным формулам составляющих скорости течения при некоторых частных видах поля ветра будут изложены в отдельной статье.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. С. Линейкин. К теории неустановившихся ветровых течений в глубоком море. ДАН СССР, № 1, 1956.
2. П. А. Киткин. О циркуляции, возбуждаемой ветром в море переменной плотности. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 1953.
3. P. Welander. Wind action on a shallow sea; some generalizations of Ekman's theory, Tellus, vol. 9, No 1, 1957.
4. А. С. Саркисян. О нестационарных ветровых течениях в однородном океане. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 8, 1957.
5. Е. Г. Никифоров. К теории нестационарных ветровых течений в условиях сильно переслоенного моря. Тр. ААНИИ, т. 120, вып. 1, 1961.
6. В. М. Бабич и др. Линейные уравнения математической физики. М., Изд. «Наука», 1961.
7. Р. Курант, Д. Гильберт. Методы математической физики, т. I, II. М, — Л., ГИТТЛ, 1953.