ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР
ПО ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИИ И КОНТРОЛЮ
ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ

ТРУДЫ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
им. А.И.ВОЕЙКОВА

Выпуск 483

ФИЗИКА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Под редакцией
канд. физ.-мат. наук А.С.Дубова

ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1984

УДК 551.554

Приводятся результаты численного моделирования процессов турбулентного обмена в пограничном слое атмосферы и динамического взаимодействия воздушного потока с растительным покровом. Даются оценки изменений метеорологического режима под влиянием мелиоративных мероприятий, оценивается влияние залива Кара–Богаз–Гол на климат окружающей территории. Приводятся результаты экспедиционных исследований и рассчитанных характеристик взаимодействия океан–атмосфера в различных частях Мирового океана, а также оценивается влияние электрических зарядов брызг на характеристики их распределения в приводном слое атмосферы. Результаты методических исследований представлены оценками точности градиентных измерений, проводимых одним перемещаемым датчиком, и описанием аппаратуры для прямых измерений радиационных притоков тепла.

The results are given of numerical simulation of turbulent exchange processes in atmospheric boundary layer and dynamical interaction of air flow with canopy.

There are discussed estimations of changes in meteorological characteristics as consequence of the irrigation and the influence of Kara–Bogaz–Gol gulf on the climate of surrounding territories.

The result of field experiments and numerical culculations of the characteristics of the ocean–atmosphere interaction in the different parts of world ocean are also present.

The effect of electrical charges of sprays on the spray distribution in the near water surface layer is estimated.

The accuracy of the gradient measurements by means of only one moving sensor and equipment for radiation heat inflow measurement are discussed.

$Ф \frac{1903040000 - 062}{069\ (02) - 84} 42 - 84\ (I)$

Е.Д.Надежина

ИНТЕГРАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА ЭВОЛЮЦИИ ХАРАКТЕРИСТИК ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В УСЛОВИЯХ УСТОЙЧИВОЙ СТРАТИФИКАЦИИ

Опыт работы с широко распространенными многоуровенными моделями пограничного слоя атмосферы показал с какими трудностями сопряжено практическое использование этих моделей. В последние годы в зарубежной литературе значительное внимание уделяется разработке интегральных (bulk) моделей пограничного слоя - простых, удобных для включения в схемы гидродинамического прогноза, с достаточной (порядка 20 %) точностью описывающих основные черты режима пограничного слоя. Бо́льшая часть таких моделей описывает эволюцию хорошо перемешанного турбулентного пограничного слоя, формирующегося, главным образом летом, в дневное время над нагретой поверхностью [8, 13, 14].

Между тем для решения целого ряда практических задач (таких, например, как прогноз сдвигов скорости ветра вблизи поверхности, прогноз туманов и распространения загрязняющих примесей) значительный интерес представляет разработка модели пограничного слоя, формирующегося над охлаждающейся в ночное время поверхностью. В работах [15, 17] было показано, что интегральная модель планетарного пограничного слоя (ППС) может быть построена и для этого случая.

Хорошо известное явление усиления скорости ветра в нижних слоях атмосферы, ночью сопровождающееся образованием приземных инверсий, давно получило физическое объяснение [6]. Однако до сих пор продолжаются поиски удовлетворительного количественного описания процесса, которое могло бы быть использовано в оперативной практике прогнозирования. Решение этой задачи затрудняется недостаточной экспериментальной изученностью структуры пограничного слоя в ночное время.

Из результатов обработки данных аэрологического зондирования, приведенных Безкадором в работе [6], следует, что уровень максимальной скорости ветра ночью в струйном течении в нижних слоях атмосферы и верхняя граница приземной инверсии в подавляющем большинстве случаев совпадают. Наблюдения последних лет [1, 9] показывают, что это далеко не так. Бо́льшая часть современных исследователей склоняется к тому мнению, что максимум скорости ветра приходится на высоту, совпадающую с верхней границей динамического пограничного слоя. Это положение используется и при разработке моделей пограничного слоя атмосферы. За верхнюю границу пограничного слоя при этом принимается уровень обращения в ноль турбулентных потоков количества движения. Это означает, что рассматривается примыкающий к земной поверхности слой воздуха, в котором несмотря на демпфирующее влияние сил плавучести в инверсионных условиях все же существуют осредненные за некоторый промежуток времени турбулентные потоки количества движения. Приподнятые турбулизованные слои, в которых турбулентность может быть перемещающейся не рассматриваются. Выделим слой постоянства потоков высотой h_s, в котором турбулентные потоки количества движения $\overline{u'w'}$ и тепла $\overline{\theta'w'}$ параметризуются с помощью интегральных коэффициентов сопротивления C_D и теплообмена $C_D P_r^{-1}$ (P_r – турбулентное число Прандтля):

$$-\overline{u'w'_0} = u_*^2 = C_D^2 |\vec{u}_0|^2 (1), \quad \overline{\theta' w'_0} = P_r^{-1} C_D u_* (\theta_n - \theta_0). \tag{2}$$

Здесь u_* – динамическая скорость; θ_n – температура подстилающей поверхности; θ_0, $\vec{u}_0$ – температура и скорость на заданном в приземном слое уровне измерения. При желании способ параметризации этих турбулентных потоков может быть легко изменен. Эволюция осредненных по верхней части пограничного слоя (от уровня h_s до верхней границы слоя) составляющих скорости ветра (u_c, v_c) и потенциальной температуры (θ_c) описывается следующими (известными) уравнениями:

$$\frac{\partial u_c}{\partial t} = \frac{\Delta u}{h} \frac{\partial h}{\partial t} + f(v_c - v_g) - \frac{u_*^2}{h} \cos\alpha, \tag{3}$$

$$\frac{\partial v_c}{\partial t} = \frac{\Delta v}{h} \frac{\partial h}{\partial t} - f(u_c - u_g) - \frac{u_*^2}{h} \sin\alpha, \tag{4}$$

$$\frac{\partial \theta_c}{\partial t} = \frac{\Delta\theta}{h} \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\overline{w'\theta'_0}}{h}. \tag{5}$$

Здесь $\alpha = arctg(v_0/u_0)$; f – параметр Кориолиса; u_g, v_g – составляющие геострофического ветра; $\Delta u = u_в - u_c$; $\Delta v = v_в - v_c$; $\Delta\theta = \theta_в - \theta_c$; $\theta_в$, $u_в$, $v_в$ – температура и составляющие скорости ветра на верхней границе пограничного слоя.

При записи уравнений предполагалось, что профили температуры и скорости ветра линейны в ядре пограничного слоя. Такое распределение подтверждается экспериментальными данными [9].

Для описания эволюции величин $u_в$, $v_в$, $\theta_в$ воспользуемся уравнениями, предложенными в [17]:

$$\frac{\partial u_в}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial h}{\partial t}\Big|_{z=h} + f[v_в - v_g(h)] - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}\Big|_{z=h}, \tag{6}$$

$$\frac{\partial v_в}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial z} \cdot \frac{\partial h}{\partial t}\Big|_{z=h} - f[u_в - u_g(h)] - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z}\Big|_{z=h}, \tag{7}$$

$$\frac{\partial \theta_{в}}{\partial t} = \frac{\partial \theta}{\partial z} \frac{\partial h}{\partial t}\Big|_{z=h} - \frac{\partial \overline{\theta' w'}}{\partial z}\Big|_{z=h} \quad . \tag{8}$$

Аппроксимация градиентов температуры и скорости на уровне $z=h$ различается в зависимости от знака производной $\partial h/\partial t$.
При подъеме границы пограничного слоя значения $\frac{\partial u}{\partial z}$, $\frac{\partial v}{\partial z}$, $\frac{\partial \theta}{\partial z}$ склеиваются со значениями $\frac{\partial u^+}{\partial z}$, $\frac{\partial v^+}{\partial z}$, $\frac{\partial \theta^+}{\partial z}$, заданными в начальный момент в недеформированной части потока выше уровня h . При $\frac{\partial h}{\partial t} < 0$ предполагается, что градиенты указанных величин пропорциональны дефекту этих характеристик в ядре слоя.
Например, $\frac{\partial u^-}{\partial z} = A \frac{u_в - u_c}{h}$, $A = const$.
Градиенты потоков также параметризуются через дефект скорости и температуры в ядре слоя, при этом считается, что на границе $z=h$ коэффициент (k) обращается в ноль. Параметризация градиента $\partial k/\partial z$ выполняется на основе результатов, полученных путем экспериментов с многоуровенной моделью /7/. Приведем систему уравнений (I)-(8) к безразмерному виду с использованием масштабов времени, длины, скорости и температуры $T = 1/f$ $= 10^4$ с, $|\vec{u}_g| = G$, h_0 , $\Delta\theta_0 = \theta_{в0} - \theta_{nc}$, где h_0 и $\Delta\theta_0$ – высота верхней границы и перепад температур в слое толщиной h_0 в момент времени $t = t_0$. Тогда уравнения, описывающие эволюцию средних по слою характеристик и характеристик, определяемых на уровне $z=h$, запишутся в виде

$$\frac{\partial \tilde{u}_c}{\partial \tilde{t}} = \frac{\Delta \tilde{u}}{\tilde{h}} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} + (\tilde{v}_c - \tilde{v}_g) - \mu \frac{\tilde{u}_*^2 \cos\alpha}{\tilde{h}} \quad , \tag{9}$$

$$\frac{\partial \tilde{v}_c}{\partial \tilde{t}} = \frac{\Delta \tilde{v}}{\tilde{h}} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} - (\tilde{u}_c - \tilde{u}_g) - \mu \frac{\tilde{u}_*^2 \sin\alpha}{\tilde{h}} \quad , \tag{10}$$

$$\frac{\partial \tilde{\theta}_c}{\partial \tilde{t}} = \frac{\Delta \tilde{\theta}}{h} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} + \mu \frac{\widetilde{\overline{\theta' w_0'}}}{\tilde{h}} \quad , \tag{11}$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_в}{\partial \tilde{t}} = C_u \frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} + \left[\tilde{v}_в - \tilde{v}_g(h) \right] - \frac{C_m \tilde{u}_*}{1 + s\tilde{h}/\tilde{L}} \mu \frac{\Delta \tilde{u}}{\tilde{h}} \quad , \tag{12}$$

$$\frac{\partial \tilde{v}_в}{\partial \tilde{t}} = C_v \frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} - \left[u_в - u_g(h) \right] - \frac{C_m \tilde{u}_*}{1 + sh/\tilde{L}} \mu \frac{\Delta \tilde{v}}{\tilde{h}} \quad , \tag{13}$$

$$\frac{\partial \tilde{\theta}_в}{\partial \tilde{t}} = C_\theta \frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} - \frac{C_m}{1 + s\tilde{h}/\tilde{L}} P_r^{-1} \mu \tilde{u}_* \frac{\Delta \tilde{\theta}}{\tilde{h}} \quad . \tag{14}$$

Здесь $\mu = GT/h_0$, $\eta = \Delta\theta_0 h_0 / G^2$,

$$\tilde{L} = -\frac{T}{\kappa g}\,\frac{1}{\eta}\,\frac{\tilde{u}_*^3}{\widetilde{w'\theta'_0}}\ , \qquad \widetilde{w'\theta'_0} = C_D\,\mathrm{Pr}^{-1}\,\tilde{u}_*\left(\tilde{\theta}_n - \tilde{\theta}_0\right)\ ,$$

$$C_D = u_*/|\vec{u}_0|\ , \quad \mathrm{Pr} = k_\theta/k_m\ , \quad G = \sqrt{u_g^2 + v_g^2}\ ,$$

$$C_m = 0{,}45(1 - \mathrm{Ri})\ , \quad \mathrm{Ri} = \frac{g}{\theta}\,\eta\,\frac{\Delta\tilde{\theta}\cdot\tilde{h}}{|\Delta\tilde{u}|^2}\ , \quad |\Delta\vec{\tilde{u}}|^2 = \Delta u^2 + \Delta v^2,$$

$$G_u = \frac{\partial\tilde{u}^+}{\partial\tilde{z}}\ , \quad G_v = \frac{\partial\tilde{v}^+}{\partial\tilde{z}}\ , \quad G_\theta = \frac{\partial\tilde{\theta}^+}{\partial\tilde{z}} \quad \text{при} \quad \frac{\partial\tilde{h}}{\partial\tilde{t}} \geqslant 0\ ,$$

$$G_u = \frac{\Delta\tilde{u}}{\tilde{h}}\ , \quad G_v = \frac{\Delta\tilde{v}}{\tilde{h}}\ , \quad G_\theta = \frac{\Delta\tilde{\theta}}{\tilde{h}} \quad \text{при} \quad \frac{\partial\tilde{h}}{\partial\tilde{t}} < 0$$

Подробное обсуждение способа аппроксимации последних слагаемых в уравнениях (12), (13), (14) проводится в статье [17].

Для замыкания системы уравнений (9)–(14) необходимо определить каким-нибудь способом в каждый момент времени высоту пограничного слоя h. Эта задача представляет также и самостоятельный интерес; во многих работах в последнее время предлагаются различные варианты ее решения [10–12]. Определение h по данным натурных наблюдений затруднено из-за малой точности используемых данных и отсутствия достаточно обоснованной методики определения h. Несмотря на многочисленные проверки [5, 11, 16], еще не достигнуто окончательное согласие по поводу того, устанавливается ли квазистационарное состояние в процессе эволюции ночного пограничного слоя и подтверждается ли экспериментальными данными диагностическая формула $h = 0{,}4\,(GL/f)^{1/2}$, связывающая h с локальными характеристиками потока. Так, например в работе Ньюштадта и Теннекеса [11] на основе анализа данных наблюдений на метеорологической мачте в Кабоу (Нидерланды) показано, что указанная формула неудовлетворительно описывает результаты натурного эксперимента. В работе [5] при модернизованной обработке данных Вангара – эксперимента получен противоположный результат. Большинство исследователей, опираясь на данные расчетов по многоуровенным моделям [4, 7] все же склоняется к тому мнению, что процесс эволюции ночного пограничного слоя является существенно нестационарным, и для описания поведения верхней границы пограничного слоя должно быть использовано прогностическое уравнение.

При разработке интегральных моделей ППС необходимо представлять себе типичные черты структуры слоя. Экспериментальной основой современных представлений о структуре ППС являются работы [1, 9]. По данным разных авторов, по крайней мере, для некоторых типов приземных инверсий высота инверсии не совпадает с верхней границей динамического пограничного слоя h . Естественно, максимум скорости ветра и обращение в нуль турбулентных потоков количества движения наблюдаются на одной и той же высоте $(\overline{u'w'}(z)$ и $\overline{v'w'}(z)$ – гладкие функции высоты).

Следовательно, уровень максимума скорости может быть отождествлен с положением верхней границы пограничного слоя, определенной как граница турбулизованной области, примыкающей к поверхности земли. Количество соотношений, определяющих изменение толщины пограничного слоя в процессе ночной эволюции этого слоя стремительно растет. Авторы работы [10] провели обзор соответствующих исследований и показали, что все опубликованные сейчас прогностические уравнения для h можно свести к уравнению релаксации линейного типа. Различия состоят в способе определения временного масштаба релаксации и установившейся предельной толщины слоя h_c . Таким образом, эти уравнения могут быть записаны в виде:

$$\frac{dh}{dt} = \frac{1}{T_M}\left(h_c - h\right), \tag{15}$$

T_M – время релаксации, $h \to h_c$ при $t \to T_M$. Варианты определения h_c и T_M будут рассмотрены ниже при обсуждении результатов численных экспериментов. Уравнения вида (15) рассмотрены в работах [10-12], они получены разными способами. В частности, в работе Ньюштадта и Теннекеса, претендующей на лучшее физическое обоснование, такое уравнение получено из предположения о том, что толщина слоя должна определяться осредненными по слою притоком энергии турбулентности из-за сдвига ветра и ее потерями за счет действия сил плавучести. Следовательно, h должно зависеть от некоторого среднего числа Ri, определяемого таким образом:

$$\overline{Ri} = \frac{\int_0^h \frac{g}{\theta}\,\overline{\theta' w'}\,dz}{\int_0^h \frac{\tau}{\rho}\,\frac{\partial V}{\partial z}\,dz}. \tag{16}$$

Привлекая уравнение баланса энергии турбулентности и делая ряд предположений о характере распределения турбулентных потоков в ППС при устойчивой стратификации, можно перейти от выражения (16) к уравнению вида (15). Следует отметить, что несмотря на простоту, удобство использования и удовлетворительное согласование с результатами экспериментов, физическая основа уравнения (15) представляется недостаточно ясной.

Предложенное Земаном уравнение для определения h получено из проинтегрированного по слою уравнения энергии среднего движения. Уравнение Земана выглядит таким образом:

$$\frac{dh}{dt} = \frac{3}{2|\Delta\vec{u}|^2}\left(u_*\frac{C_\rho}{1+Sh/L}|\Delta\vec{u}|^2 - \frac{2}{3}u_*(\Delta u\cos\alpha + \right.$$
$$\left. + \Delta v \sin\alpha) + \frac{2}{3}h\,\Delta\vec{u}\,\frac{\partial\vec{u}_B}{\partial t}\right). \qquad (17)$$

Громоздкое выражение (17) не нашло большого числа приверженцев, но оно было использовано Земаном в модели ночного пограничного слоя; его применение дает хорошие результаты при сравнении с многоуровенной моделью Броста и Вингарда [7], и мы тоже использовали его в расчетах для сравнения результатов. Система уравнений (9)-(14), дополненная уравнением (16) (либо уравнением (17)), приведенным к безразмерному виду, решалась методом Рунге-Кутта при заданных в начальный момент значениях исследуемых характеристик пограничного слоя. Приведем некоторые результаты численных экспериментов.

1. Исследование процесса перестройки структуры ППС под влиянием охлаждения подстилающей поверхности - основная задача исследования. Естественно, прежде всего, проанализировать изменчивость характеристик пограничного слоя в зависимости от изменения температуры поверхности ($\tilde{T}_n$), являющейся внешним параметром задачи. На рис.1 кривыми (1-4) показаны различные варианты изменений $\tilde{T}_n$ во времени, кривыми (5-8) показано соответствующее этим изменениям температуры поверхности положение границы динамического пограничного слоя как функции времени. (t - время в часах от начала счета). Из сравнения рисунков следует, что положение границы h зависит, главным образом, от скорости изменения температуры поверхности, а не от абсолютных ее значений (кривые 1, 3 рис.1 сравнить с кривыми 5, 7). На том же рисунке кривыми (9, 10) показаны экспериментальные значения температуры поверхности в суточном ходе (t_1 - время суток) в период понижения температуры. Кривая (9) построена по результатам [2] и соответствует средним многолетним значениям функции $T_n(t)$ полученным по данным наблюдений в Воейково. Кривая (10) заимствована из [11] и соответствует одному случаю наблюдений в Кабоу. В наших экспериментах наклон кривых $T_n(t)$ соответствовал среднему положению между функциями, изображаемыми кривыми (9) и (10).

2. Как сказано выше при постановке задачи предполагалось, что ось струи в нижнем слое атмосферы (или уровень максимума скорости ветра) совпадает с верхней границей пограничного слоя h . Определение h и значений скорости на этом уровне является первостепенной задачей. Рассмотрим, как изменяются функция $h(t)$ и годограф вектора отклонений скорости от геострофических значений на уровне h в зависимости от того, какое уравнение для h выбрано в модели. Для решения задачи с использованием уравнения (15) следует определить время релаксации T_M и предельную толщину установившегося слоя

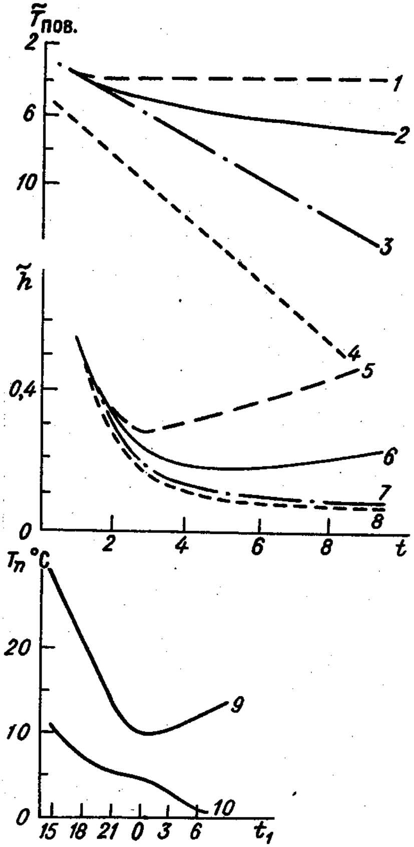


Рис.1.

h_c . Простейший вариант такого определения предполагает, что $T_м$ и h_c зависят только от внешних параметров, и, следовательно, предполагает постоянство $T_м$ и h_c в процессе решения задачи. При этом уравнение (15) имеет аналитическое решение /3, 10/. Однако, это решение неудовлетворительно описывает реальную функцию $h(t)$ и в работах /10–12/ предполагается на основе теории подобия или получается с помощью тех или иных оценок целый ряд соотношений, определяющих $T_м$ и h_c . Мы исследовали поведение решения для следующих вариантов задания $T_м$ и h_c :

1) $T_м = 3{,}3 \cdot 10^2 (h/G)$; $h_c = 0{,}5 \dfrac{G^2}{\frac{g}{\theta}(\theta_в - \theta_0)}$;

2) $T_м = 3{,}3 \cdot 10^2 (h/G)$; $h_c = 0{,}35\, u_* / f$;

3) $T_м = 3{,}3 \cdot 10^2 (h/|\vec{u}_в|)$; $h_c = 0{,}4\, u_* / f$;

4) $T_м = \gamma_1 h / u_*$; $h_c = 0{,}4\, u_* / f$;

5) $T_м = \gamma_1 h / u_*$; $h_c = \lambda |\vec{u}_в|^2 / \left(\frac{g}{\theta} (\theta_n - \theta_0) \right)$; $\gamma = const$.

На рис.2 показаны зависимости $h(t)$ (кривые 1–3) и соответствующие годографы отклонений скорости от геострофических значений на уровне h (кривые 5–7) для 1, 4, 5 вариантов задания $T_м$ и h_c при прочих одинаковых внешних параметрах задачи. На том же рисунке приведена зависимость $h(t)$ (кривая 4) и годограф вектора $|\overrightarrow{\Delta u}|_h$ (кривая 8), рассчитанные с использованием соотношения (17). Варианты (2–3) дают результат, близкий к (4). Из анализа расчетов следует, что годограф вектора скорости ветра существенно изменяется в зависимости от характера временной изменчивости толщины слоя (h). Наилучшим образом с моделью Земана согласуется вариант (5) релаксационного уравнения (15). Абсолютная величина отклонений вектора скорости от геострофического значения однозначно связана с минимальным значением h в ходе процесса. Начальный участок кривой $h(t)$ (при $t < 4$ часов от начала охлаждения поверхности) незначительно сказывается на расчетных характеристиках пограничного слоя.

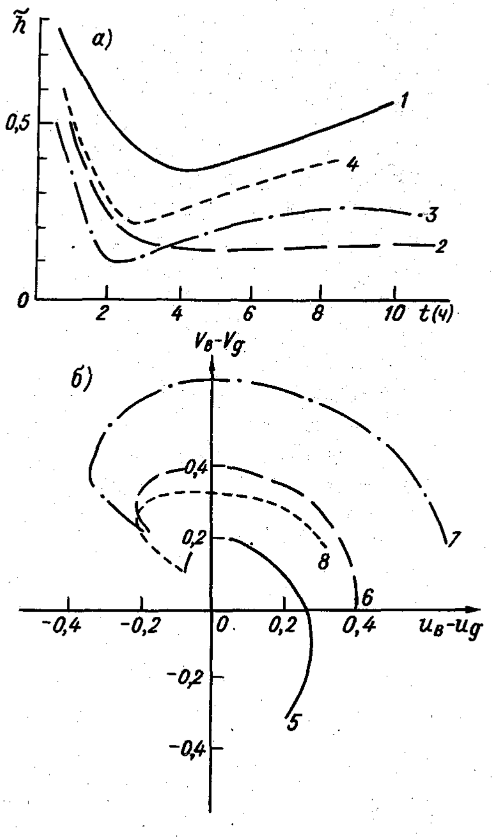


Рис.2.

3. Для анализа эффективности модели необходимо выяснить влияние начальных условий на временную изменчивость оцениваемых характеристик пограничного слоя.

В силу нелинейности задачи влияние начальных условий по-разному проявляется в зависимости от способа определения $h(t)$. Влияние начальных условий оказывается наибольшим при использовании формулы (17) рис.4 представляет собой иллюстрацию того, как изменяется расчетный годограф вектора $|\overrightarrow{\Delta u}|_h$ (кривые 3–4) в зависимости от

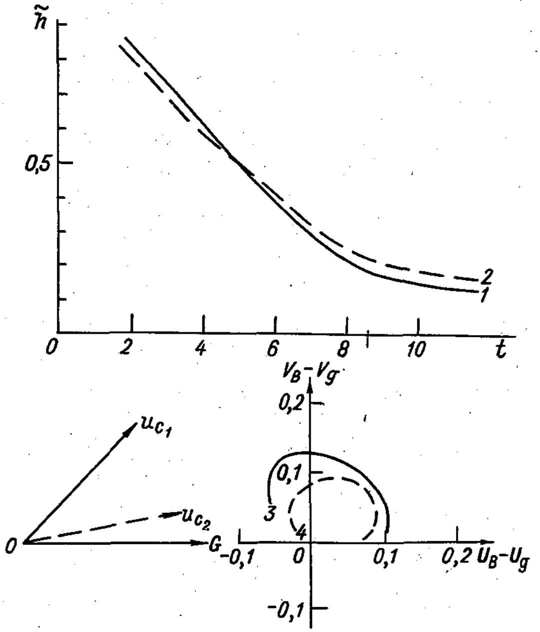


Рис.3.

среднего ветра в ядре слоя в начальный момент (на рис.3 показан векторами $\vec{U}_{c1}$ и $\vec{U}_{c2}$). На том же рисунке изображены расчетные функции $h(t)$, соответствующие скоростям $\vec{U}_{c1}$ и $\vec{U}_{c2}$ (кривые 1 и 2).

4. Эксперименты показали [9], что на структуру ночного пограничного слоя существенное влияние оказывает распределение влажности. Основной эффект этого влияния связан, по-видимому, с перераспределением потоков радиации. Однако, определенную роль может играть и стратификация влажности. Простейший способ учета стратификации влажности в модели состоит в следующем:

1) к системе уравнений (9-14) добавляются уравнения, описывающие изменение во времени средней в ядре ППС удельной влажности q_c и удельной влажности на верхней границе слоя $q_в$. В отсутствии фазовых переходов воды эти уравнения будут выглядеть так же, как уравнения (11) и (14)

$$\frac{\partial \tilde{q}_c}{\partial \tilde{t}} = \frac{\Delta \tilde{q}}{\tilde{h}} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} + \mu_1 \frac{\widetilde{q' w'_0}}{\tilde{h}} , \qquad (18)$$

$$\frac{\partial \tilde{q}_в}{\partial \tilde{t}} = G_{q1} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} - \frac{C'_m}{1 + s\hat{h}/\tilde{L}} \cdot P_r^{-1} \mu_1 u_* \frac{\Delta \tilde{q}}{\tilde{h}} ; \qquad (19)$$

2) критерии устойчивости L и Ri модифицируются с учетом стратификации влажности

$$Ri^* = Ri\,(1 + I) ,$$

$$L^* = L^*\,(1 + I) ,$$

где $$I = \frac{0{,}61\, C_p \bar{\theta}}{\mathcal{L} \cdot B_0},$$

$$B_0 = \frac{C_p\, \overline{w'\theta'_0}}{\mathcal{L}\, \overline{w'q'_0}}.$$

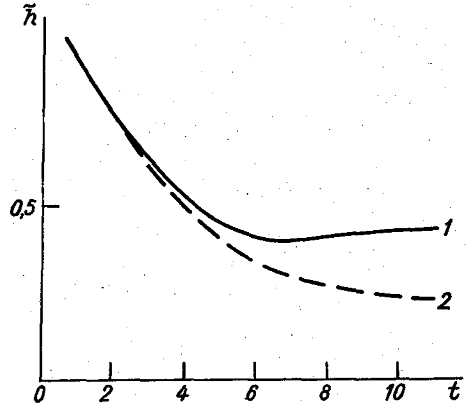


Рис.4.

Введя соответствующие изменения в модель и выполнив, аналогичную (2) параметризацию потока $\overline{q'w'_0}$ получаем возможность оценить влияние профиля влажности на расчетные результаты. На рис.4 приведен пример такого расчета для случая линейного убывания удельной влажности с высотой (при инверсии влажности влияние профиля q на расчеты значительно меньше). Как видно из рисунка, неучет стратификации влажности может давать ошибку до 30 % в оценках $h(t)$ и $\Delta\vec{u}$.

Таким образом, из анализа результатов численных экспериментов следует, что использование в интегральной модели ППС уравнения релаксации для описания изменений $h(t)$ (15) является более предпочтительным, чем использование уравнения (17). Все исследованные варианты модели позволяют рассчитать отклонения скорости ветра от геострофических значений на уровне $h(t)$ возникающие в процессе эволюции слоя, и оценить скорость и температуру в ядре слоя. Необходима дополнительная оценка влияния параметризации приземного подслоя на работу модели. Следующим этапом исследований должна быть проверка модели на материалах натурных экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бызова Н.Л., Вяльцева Э.Е., Мамаенко Г.Е. Типизация ночных приземных инверсий и характеристики выхолаживания пограничного слоя атмосферы. - Труды ИЭМ, 1977, вып.16 (69), с.7-22.
2. Орленко Л.Р., Шклярэвич О.Б. Особенности строения нестационарного горизонтально однородного пограничного слоя атмосферы. - Труды ГГО, 1975, вып.362, с.96-106.

3. Хакимов И.Р. О профиле ветра и толщине нейтрально стратифицированного пограничного слоя атмосферы. - Изв.АН СССР. Физика атмосферы и океана, т.12, № 10, с.1020-1023.

4. André J.C., De Moor G., Lacarrere P., Therry G., du Vachat R. Modelling the 24-hour evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer. J.Atm. Sci., 1978, 35, N 10, p. 1861-1883.

5. Arya S.P.S. Parameterizing the height of the stable atmospheric boundary layer. J.Appl. Meteor., 1981, v. 20, N 10, p. 1192-1202.

6. Blackadar A.K. Boundary-layer wind maxima and their significance for the growth of noctural inversions. Bul. Amer. Meteor.Soc., 1957, v. 38, N 5, p. 283-290.

7. Brost R.A., Wyngaard J.C. A model study of the stably stratified boundary layer. Journ.Atm.Soi., 1978, v. 35, p. 1427-1440.

8. Kraus H., Schaller E. Steady-state characteristics of inversions copping a well-mixed planetary boundary layer. Bound. Lay. Meteor., 1978, v. 14, p. 83-104.

9. Mahrt L., Heald R.C., Lenschow D.H., Stankov B.B. An observational study of the structure of the nocturnal boundary layer. Bound. Lay. Meteor., 1979, v. 17, p. 247-264.

10. Mahrt L. Modelling the depth of the stable boundary layer. Bound. Lay. Meteor., 1981, v. 21, N 1, 3-19.

11. Nieuwstadt F.T.M., Tennekes H. A rate equation for the nocturnal boundary layer height. J.Atm.Sci., 1981, v. 38, N 7, p. 1418-1428.

12. Smeda M.S. Incorporation of planetary boundary layer processes into numerical forecasting models. Bound. Lay. Meteor., 1979, v. 16, p. 115-129.

13. Stull R.R. Mixed-layer depth model based on turbulent energetics. J.Atm.Sci., 1976, v. 33, N 7, p.1268-1278.

14. Tennekes H., Driedanks A.G.M. Basic entrainment equation for the atmospheric boundary layer. Bound. Lay. Meteor., 1981, v. 20, N 4, p. 515-531.

15. Thorpe A.J., Guymer T.H. The nocturnal jet. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 1977, v. 103, 438, p. 633-653.

16. Yu T. Determining height of the nocturnal boundary layer. J. Appl. Meteor. 1978, v. 17, p. 28-33.

17. Zeman O. Parametrization of the dynamics of stable boundary layers and nocturnal jets. J.Atm. Sci., 1979, v. 36, N 5, p. 792-804.

Л.А.Иванова

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОДЕЛИ ГОРИЗОНТАЛЬНО-НЕОДНОРОДНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ДЛЯ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ГОЛОЛЕДНЫХ ОТЛОЖЕНИЙ

В последние годы в связи с растущими энергетическими потребностями народного хозяйства возросла необходимость строительства электростанций разных типов в различных районах страны. Следствием этого является создание многочисленных прудов-охладителей. В окрестности этих водоемов усиливается потенциальная возможность тумано- и гололедообразования.

В настоящее время не существует теоретических разработок, которые позволили бы оценить вероятность возникновения таких образований и определить их характеристики по данным о степени нагретости водоема и по метеорологическим параметрам в тот или иной период. (Между тем, данные о параметрах гололеда нужны не только вблизи земли, но и на высотах.)

Для решения этой задачи естественно попытаться использовать модель планетарного пограничного слоя, позволяющую рассчитывать поля температуры и влажности в окрестности водоема.

Будем считать, что гололед образуется при наличии жидкой капельной фазы. Поэтому обратимся к задачам, связанным с моделированием туманов и облаков /2, 3, 6, 8/.

Рассмотрим адвективные туманы, которые образуются при натекании теплого воздуха на более холодную подстилающую поверхность. При определенном сочетании полей температуры и влажности в процессе трансформации воздушной массы может образоваться туман и произойти отложение гололеда.

Была рассмотрена следующая схема явления. Набегающий поток воздуха с заданными характеристиками проходит через границу раздела суша-вода, в связи с чем происходит перестройка профилей метеоэлементов. Затем воздушная масса, продолжая двигаться дальше, проходит через границу раздела вода-суша, причем краевые условия на поверхности подветренного берега такие же, как и на наветренном берегу. Таким образом, появляется возможность проследить, как изменяются характеристики тумана и возможного гололеда, если на пути воздушной массы появляется подогретый водоем.

Воспользуемся двумерной квазистационарной моделью горизонтально-неоднородного планетарного пограничного слоя, обобщенной в /6, 8/ на случай учета фазовых переходов влаги. Система уравнений, приближенно описывающих указанный выше процесс, в безразмерном виде выглядит таким образом:

$$u_n \frac{\partial u_n}{\partial x_n} + w_n \frac{\partial u_n}{\partial z_n} = \frac{\partial}{\partial z_n} k_n \frac{\partial u_n}{\partial z_n} + \mu v_n - \xi \frac{\partial \Pi_n}{\partial x_n} \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \Pi_n}{\partial z_n} = \sigma \left(\theta_n + \frac{\theta_h}{\Delta \theta} \right) , \qquad (2)$$

$$u_n \frac{\partial v_n}{\partial x_n} + w_n \frac{\partial v_n}{\partial z_n} = \frac{\partial}{\partial z_n} k_n \frac{\partial v_n}{\partial z_n} - \mu (u_n - 1) , \qquad (3)$$

$$\frac{\partial u_n}{\partial x_n} + \frac{\partial w_n}{\partial z_n} = 0 , \qquad (4)$$

$$u_n \frac{\partial \Pi_n}{\partial x_n} + w_n \frac{\partial \Pi_n}{\partial z_n} = \frac{\partial}{\partial z_n} k_n \frac{\partial \Pi_n}{\partial z_n} , \qquad (5)$$

$$u_n \frac{\partial S_n}{\partial x_n} + w_n \frac{\partial S_n}{\partial z_n} = \frac{\partial}{\partial z_n} k_n \frac{\partial S_n}{\partial z_n} , \qquad (6)$$

$$u_n \frac{\partial b_n}{\partial x_n} + w_n \frac{\partial b_n}{\partial z_n} - k_n \left[\left(\frac{\partial u_n}{\partial z_n} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_n}{\partial z_n} \right)^2 - \tilde{\beta} \frac{\partial \theta_n}{\partial z_n} - \right.$$

$$\left. - \eta - \tilde{\beta}_1 \frac{\partial q_n}{\partial z_n} \right] = - \frac{c\, b_n^2}{k_n} + \alpha_b \frac{\partial}{\partial z_n} k_n \frac{\partial b_n}{\partial z_n} , \qquad (7)$$

$$k_n = \ell_n \sqrt{b_n} , \qquad (8)$$

$$\ell_n = - \varkappa c^{1/4} \frac{b_n / k_n}{(1 + a z_n) \frac{\partial}{\partial z_n} (b_n / k_n)} ; \qquad (9)$$

при $z_n = z_{on}$

$$\left. \begin{aligned} & u_n = v_n = w_n = 0 , \quad \frac{\partial b_n}{\partial z_n} = 0 , \quad \ell_n = \varkappa z_{on} , \\ & \Pi_n = \frac{\Pi_o - \Pi_h}{\Pi_o' - \Pi_h} = const ; \quad S_n = \frac{S_o}{q_h} = const ; \end{aligned} \right\} \qquad (10)$$

при $z = 1$

$$u_n = 1 , \; v_n = 0 , \; b_n = 0 , \; \Pi_n = 0 , \; S_n = S_{nh} = const . \qquad (11)$$

Здесь $$\Pi = \theta + \frac{L}{C_p} q \quad , \qquad S = q + \delta,$$

q – массовая доля влаги; δ – водность тумана; α_θ, α_q, α_b – отношения коэффициентов турбулентного обмена для тепла, влаги и энергии турбулентности к коэффициенту обмена для количества движения; $\Gamma = \gamma_a - \gamma_b$; γ_a, γ_b – сухо- и влажноадиабатический градиенты. (Остальные обозначения общеприняты.)

Безразмерные переменные определены следующим образом:

$$z_n = \frac{z}{h}, \quad x_n = \frac{x}{h}, \quad u_n = \frac{u}{G}, \quad v_n = \frac{v}{G},$$

$$w_n = \frac{w}{G}, \quad q_n = \frac{q}{q_h}, \quad \theta_n = \frac{\theta - \theta_h}{\theta_0 - \theta_h}, \tag{12}$$

$$b_n = \frac{b}{G^2}, \quad k_n = \frac{k}{Gh}, \quad \ell_n = \frac{\ell}{h}, \quad \pi_n = \frac{\pi}{G^2},$$

где h – высота пограничного слоя (величина постоянная в данной модели), G – геострофический ветер, ℓ – масштаб турбулентности, $\theta_0 = \theta|_{z=z_0}$, $\theta_h = \theta|_{z=h}$. Безразмерные параметры определяются по формулам

$$\mu = \frac{fh}{G}, \quad \xi = \frac{p}{\rho R \theta_0}, \quad \tilde{\beta} = \frac{\alpha_\theta g h(\theta_0 - \theta_h)}{\bar{\theta} G^2}$$

$$\beta_1 = \alpha_\theta g \cdot 0{,}61 \cdot h q_h, \qquad \eta = \begin{cases} 0 & \text{вне облака} \\ \dfrac{0{,}61 g \alpha_\theta C_p \Gamma h}{L G^2} & \text{в облаке,} \end{cases} \tag{13}$$

$$\sigma = \frac{g \Delta\theta h}{\bar{\theta} G^2}, \qquad \text{где } \Delta\theta = \theta_0 - \theta_h.$$

В отличие от /6, 8/ в уравнениях движения учтено изменение давления, вызванное изменением температуры поверхности. Вместо давления введена величина π, определяемая следующим образом:

$$\pi = \frac{C_p \bar{\theta}}{A} \left(\frac{p}{1000} \right)^{\frac{AR}{C_p}} = \frac{C_p \bar{\theta}\, T}{A \theta}, \tag{14}$$

где C_p – теплоемкость воздуха при постоянном давлении;
A – термический эквивалент работы;
R – газовая постоянная воздуха;
T – абсолютная температура воздуха (в °С);
$\bar{\theta} = const$ – среднее значение потенциальной температуры;
θ – потенциальная температура.

Учет слагаемого (14) в уравнениях движения при умеренных горизонтальных перепадах π незначительно влияет на профили скорости.

Для оценки величины гололедных отложений, оседающих в 1 с на цилиндре длиной ℓ, нами использовалось соотношение, предложенное

Мазиным /9/

$$W = 2 r E(\rho) U \ell \delta \, , \qquad (15)$$

где r – радиус провода; $E(\rho)$ – коэффициент захвата; U – скорость ветра на уровне отложений гололеда.

Система уравнений (1)–(9) с граничными условиями (10)–(11) решалась численно методом, описанным в /4/. Граница тумана находилась по профилям Π и S. В области тумана $q_m(T)$ задавалась формулой Магнуса. После нахождения границы тумана или облачности по вычисленным профилям Π и S восстанавливались профили $\theta(z)$, $q(z)$ и $\delta(z)$ на каждом шаге по x. При решении данной задачи в первом приближении для проведения предварительных оценок считалось возможным пренебречь радиационным притоком тепла. Приведем результаты расчета для ситуаций, характерных для зимних условий при наличии открытой поверхности подогретой воды. Во всех трех рассмотренных случаях над водоемом при температуре поверхности воды выше температуры поверхности суши образовывался туман.

1. Влажность на поверхности суши и во всем пограничном слое велика, так что даже на наветренном берегу при квазистационарных условиях вблизи поверхности образовался туман. Над водной поверхностью туман усилился.

($\Delta\theta = -10$, $\Delta q = 2$, $\widetilde{\Pi} = -1{,}1$, где $\widetilde{\Pi} = \Pi^0_{n\,воды} / \Pi^0_{n\,суши}$)

2. Влажность на поверхности суши меньше, чем в первом случае; на наветренном берегу туман не образуется. Дальнейшее продвижение воздушной массы над подогретым водоемом приводит к образованию тумана над водой и деформации его характеристик при перемещении воздушного потока. На подветренном берегу также наблюдается туман.

($\Delta\theta = -10$, $\Delta q = 1{,}8$, $\widetilde{\Pi} = 1{,}2$)

3. Приподнятый туман на наветренном берегу. Над водоемом туман опускается до поверхности. На подветренном берегу туман распространяется от поверхности земли. При дальнейшем удалении потока от границы раздела поверхностей на подветренном берегу туман начинает разрушаться не только сверху, но и снизу. ($\Delta\theta = -13$, $\Delta q = 2$, $\widetilde{\Pi} = -1{,}3$.) Рассмотрен рис.1, иллюстрирующий для этих случаев положение верхних (кривые I) и нижних (кривая II) границ тумана на подветренном берегу водоема в зависимости от горизонтального удаления от границы раздела поверхностей воды и суши. Случаи 1 и 2 отличаются вертикальным перепадом влажности в набегающем потоке на наветренном берегу. Как видно из рис.1, изменение вертикального перепада влажности всего на 10 % существенно меняет положение границы тумана (кривые 1 и 2 на рис.1а). Случаи 2 и 3, помимо изменения вертикального перепада влажности, отличаются также и вертикальным

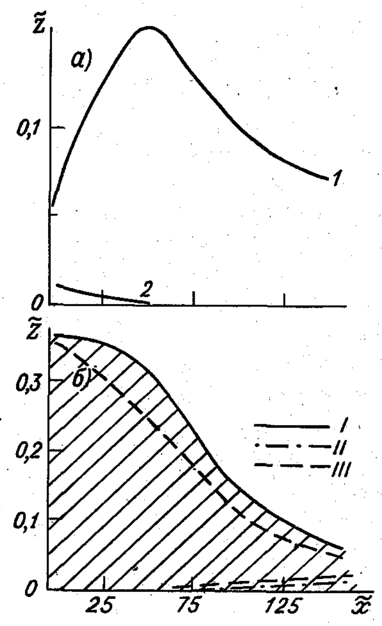


Рис.1.

перепадом потенциальных температур. Как видно из рис.1 б (кривые I,II), третьем случае разрушение тумана при переходе воздушной массы на подветренную поверхность суши происходит не только сверху, но и снизу и он по мере продвижения воздушной массы по потоку переходит в приподнятый туман, нижняя граница которого приподнимается, а верхняя опускается. Естественно, что характеристики тумана и, в частности, положение его границ, зависят от размеров водоема. На рис.1б показан пример оценки влияния размеров водоема на положение границы на подветренном берегу. Уменьшение линейных размеров водоема в четыре раза приводит к существенному изменению положения границ тумана (кривые III).

Значительное влияние на положение границы оказывает также и степень нагретости водоема. Рис.2 иллюстрирует это влияние (1 – $\tilde{\Pi}$ = =0,2; 2 – $\tilde{\Pi}$ = -0,3; 3 – $\tilde{\Pi}$ = -0,8; 4 – $\tilde{\Pi}$ = -1,1; 5 – $\tilde{\Pi}$ = 1,4; 6 – $\tilde{\Pi}$ = 1). Чем выше температура водоема, тем выше верхняя граница тумана. Так, например, изменение температуры водоема на 6 °С (от 4 до 10 °С) приводит к увеличению максимальной мощности тумана в три раза (кривые 2 и 4).

На этом же рисунке показано, как изменится структура турбулентного пограничного слоя при наличии тумана, если квазистационарный режим над однородной поверхностью сменится условиями горизонтальной неоднородности. Если бы не было подогреваемого водоема, то для случая 1 мы имели бы туман с фиксированными характеристиками (на рис.2 квазистационарная граница тумана показана кривой 6). Наличие же подогреваемого водоема существенно меняет распределение температуры и влажности на подветренном берегу водоема и соответственно параметры адвективного тумана. При дальнейшем удалении от границы раздела поверхностей влияние подогреваемого водоема уменьшается.

Как указывалось выше, наличие жидкой капельной фазы приводит к образованию гололедных отложений. Проследить за трансформацией поля гололедных отложений по мере поступления воздушной массы на бо-

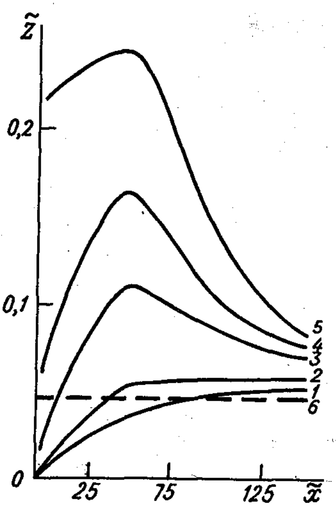


Рис.2.

лее холодную подстилающую поверхность позволяет рис.3 (усл.обозн.см.рис.2). На этом рисунке показано отношение величины максимальных отложений гололеда на подветренном берегу на разных расстояниях от уреза воды при наличии подогреваемого водоема (W_{max}) к величине максимальных отложений гололеда, образующихся в квазистационарных условиях при отсутствии водоема (W^{0}_{max}). Видно, что наличие водоема увеличивает эти отложения тем больше, чем выше температура водоема. При удалении от границы раздела W_{max}/W^{0}_{max} стремится к значению, которое было бы при отсутствии водоема. Однако при определенном соотношении внешних параметров (главным образом вертикального перепада влажности и степени нагретости водоема) наличие водоема, согласно расчетам, может уменьшать вблизи береговой линии максимум отложений гололеда (кривые 1 и 2 рис.3). Этот последний результат не тривиален и нуждается в дальнейшей проверке. Распределение массы гололедных отложений по высоте на подветренном берегу водоема (рис.4) существенно зависит от температуры поверхности воды: повышение температуры водоема приводит к увеличению гололедных отложений на данной высоте и повышению уровня максимального гололедного отложения (усл. обозн.см.рис.2).

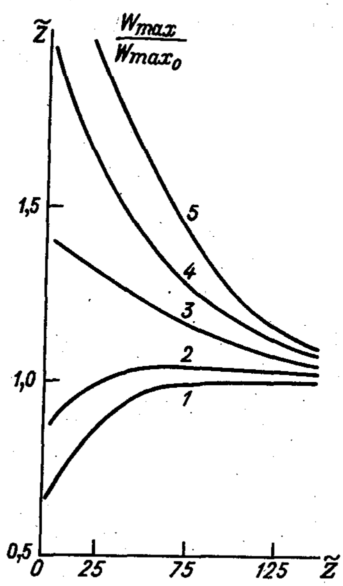


Рис.3.

Численные эксперименты показали, что модель может быть применена

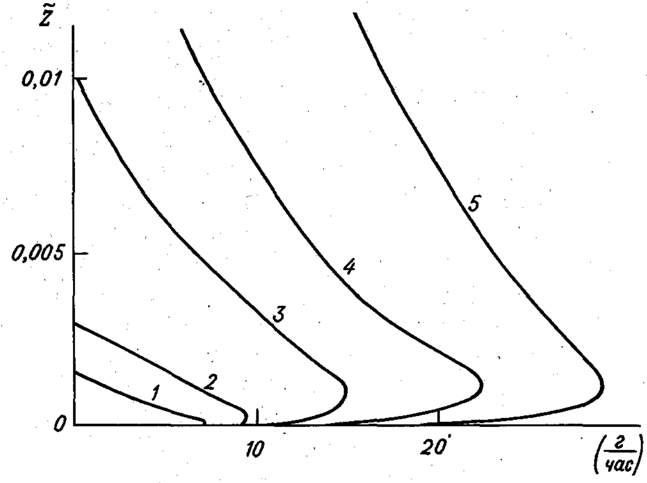


Рис.4.

для оценки параметров гололеда. Все приведенные примеры – это лишь предварительные результаты. Дальнейшие уточнения модели должны проводиться как по линии детализации физических основ формулы, применяемой для расчета гололедных отложений, так и по уточнению описания структуры планетарного пограничного слоя с учетом фазовых переходов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бойков В.П. К оценке косвенного метода расчета гололедных нагрузок на высоте сооружения. - Труды ГГО, 1978, вып.408, с.19-25.
2. Буйков М.В., Хворостьянов В.И. Формирование и эволюция радиационного тумана и слоистой облачности в пограничном слое атмосферы. - Изв.АН СССР ФАО, 1977, т.13, № 4, с.356-370.
3. Буйков М.Б., Хворостьянов В.И. Численное моделирование суточной эволюции пограничного слоя атмосферы при облаках и туманах. - Метеорология и гидрология, 1981, № 4, с.35-45.
4. Вагер Б.Г., Надежина Е.Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. - Л.: Гидрометеоиздат, 1979. - 136 с.
5. Дегтярев А.Д. К вопросу о расчете гололедных нагрузок в нижнем 500 метровом слое атмосферы. - Труды ЦВГМО, 1980, вып.15, с.57-62.
6. Егоров Б.Н., Надежина Е.Д. Использование численной модели горизонтально-неоднородного пограничного слоя для расчета характеристик туманов испарения. - Труды ГГО, 1982, вып.468, с.49-56.
7. Захарова И.М. Численное моделирование процесса образования и развития радиационного тумана. - Труды ИЭМ, 1975, вып.9(52), с.124-136.
8. Матвеев Л.Т. Динамика облаков. - Л.: Гидрометеоиздат, 1981. - 311 с.
9. Хргиан А.Х. Физика атмосферы. - М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1958.

В.В.Симонов

МОДЕЛЬ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА ПРИ НАЛИЧИИ ПРОНИЦАЕМЫХ ПРЕПЯТСТВИЙ

Для приповерхностного слоя атмосферы достаточно характерным является наличие случайно распределенных препятствий различного рода, к которым можно отнести капли дождя, брызги над взволнованной водной поверхностью, растительность самых разных видов и т.д. Основной особенностью этих препятствий, обобщенно называемых в дальнейшем решеткой, является проницаемость их для воздушного потока. Аналогичная ситуация имеет место при течении воды в водорослях, в водозаборниках и т.д.

При наличии решетки применимость уравнений Навье-Стокса ограничивается случайно распределенными, с произвольной конфигурацией области свободного пространства. Решение задачи о структуре потока при индивидуальном его описании около каждого из препятствий с учетом взаимодействия локальных пограничных слоев и последующим осреднением по пространству представляется нереальным. Одним из способов расчета средних характеристик в этом случае является моделирование поверхностных сил, возникающих на хаотически расположенных элементах проницаемой решетки, некоторой непрерывно распределенной по обьему силой торможения [4, 12]. Таким образом, в балансе действующих сил одна из них по определению является осредненной, что исключает возможность использования уравнений для мгновенных величин в качестве исходных.

Осредненная сила торможения равна взятой с обратным знаком силе воздействия жидкости на решетку. Эта сила в свою очередь является суммой сопротивления трения и сопротивления давления. Поскольку сила трения в уравнениях движения для свободных областей определяется касательными напряжениями, кажется возможным и дополнительную силу трения, возникающую при наличии решетки, учитывать с помощью некоторой поправочной функции φ_τ в этих напряжениях. А импульс, передаваемый решетке силами давления, моделировать введением в уравнение движения дополнительного слагаемого φ_p .

Функция φ_τ зависит от целого ряда факторов, из которых мы выбрали аэродинамическую густоту решетки $\tau_\tau = C_\tau S_\tau$ и расстояние z от экрана, которым в нашем случае является подстилающая поверхность. Индекс τ указывает, что данная величина так или иначе связана с касательными напряжениями, возникающими в турбулентном потоке со сдвигом. Параметр S_τ характеризует площадь боковых поверхностей элементов решетки в единице объема, C_τ - коэффициент сопротивления трения. Чтобы при отсутствии решетки исходная система принимала обычный вид, для φ_τ привлекается простейшее представление:

$$\varphi_\tau = 1 + A_\tau \tau_\tau z_\tau , \qquad (1)$$

где A_τ – коэффициент пропорциональности.

Слагаемое φ_p полагается пропорциональным площади лобового сечения элементов решетки в единице объема S_p, коэффициенту сопротивления давления C_p и, как обычно, квадрату относительной скорости $V_{от}=V-V_\tau$, где V и V_τ – векторы средней скорости потока и решетки /10, 11, 12/. При $V_{от}>0$ решетка оказывает тормозящее действие, $\varphi_p<0$, так что

$$\varphi_p = -\rho \tau_p |V_{от}| V_{от} .$$

Но на данном этапе работы модификация уравнений движения ограничивается введением только дополнительного члена $\mathcal{F}$, который учитывает уже полную силу сопротивления

$$\mathcal{F} = -\rho \tau |V_{от}| V_{от} , \qquad \tau = C_D S .$$

Все различия в аэродинамических характеристиках решетки, в ее конфигурации и ориентации относительно направления ветра сводятся к различию в коэффициентах сопротивления C_D, определяемых экспериментальным путем. Густота решетки учитывается множителем S, характеризующим общую площадь элементов решетки в единице объема.

Попытка раздельного учета сопротивления трения и давления предпринимается ниже при рассмотрении уравнения баланса турбулентной энергии (УБТЭ).

Рассматривается ситуация, когда поток в направлении перпендикулярном движению является однородным, а силой Кориолиса можно пренебречь.

С учетом вышесказанного, уравнения для продольной (u) и вертикальной (w) компонент скорости потока в стационарном случае имеют вид

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + w\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau}{\partial z} - \frac{2}{3}\sigma_x\frac{\partial b}{\partial x} + \frac{1}{\rho}\mathcal{F}_x , \qquad (2)$$

$$u\frac{\partial w}{\partial x} + w\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} - g + \frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau}{\partial x} - \frac{2}{3}\sigma_z\frac{\partial b}{\partial z} + \frac{1}{\rho}\mathcal{F}_z , \qquad (3)$$

$$\tau = \alpha_{xz} k \rho \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right), \qquad k = C_\varepsilon^{1/4} \ell \sqrt{b} , \qquad (4)$$

$$\mathcal{F}_x = -\rho \tau |V_{от}| u_{от} , \qquad \mathcal{F}_z = -\rho \tau |V_{от}| w_{от} ,$$

где p – давление; ℓ, k и b – масштаб, коэффициент и энергия турбулентности соответственно; g – ускорение силы тяжести; σ_x, σ_z и α_{xz} – коэффициенты пропорциональности [7].

В дальнейшем, что существенно отличает данную работу от других аналогичных ей, уравнения (2)-(3) сводятся к одному уравнению четвертого порядка для функции тока [7]. Дополнительная информация о некоторых причинах такого перехода имеется в [8, 9].

Во многих работах для замыкания исходной системы привлекается УБТЭ [1-6], которое из-за отсутствия уравнений для мгновенных значений составляющих скорости нельзя получить стандартной процедурой. Чтобы учесть влияние препятствий непосредственно в УБТЭ, приходится привлекать дополнительные гипотезы. Обычно принимается [4], что наличие решетки приводит к увеличению скорости перехода энергии среднего ΔE в энергию пульсационного движения Δb, причем

$$\Delta E = -\Delta b. \tag{5}$$

Однако если предположить, что введение дополнительного слагаемого, аналогично $\mathcal{F}$, возможно и в неосредненных уравнениях движения, то, следуя обычной методике [6], в УБТЭ получим слагаемое, которое приводит к увеличению уже не генерации турбулентной энергии, а скорости ее диссипации [5]. Как отмечалось выше, правомерность такого подхода вызывает определенные сомнения. В то же время заслуживает внимания вывод, что наличие решетки приводит к уменьшению энергии и среднего, и пульсационного движений.

Учитывая форму записи дополнительной силы сопротивления в уравнениях движения, выражение для ΔE имеет вид

$$\Delta E = -\tau \left| V_{от} \right| V_{от} V. \tag{6}$$

Тогда, согласно гипотезе (5), аналогичное, но с противоположным знаком слагаемое для дополнительной генерации турбулентной энергии войдет в УБТЭ.

Даже для жестких неподвижных препятствий отсутствует, по-видимому, однозначная связь между величинами ΔE и Δb, не говоря уже о ситуациях, когда решетка под действием каких-то внешних сил может двигаться в произвольном направлении и с любой скоростью, в том числе и превышающей скорость потока. В этом случае знаки ΔE и Δb не всегда будут противоположными, как следует из (5).

В области рассматриваемых масштабов движения процесс перехода энергии является однонаправленным – от среднего движения к пульсационному. При совпадающем направлении движения потока и решетки и $|V_\tau| > |V|$, использование гипотезы (5) приводит к переходу турбулентной энергии в энергию среднего движения, хотя в этом случае следует ожидать положительных знаков и у ΔE, и у Δb. Если еще допустить возможность существования нестационарных процессов, когда при $V_{от} \neq 0$ можно в первом приближении считать $V = 0$, то для Δb вместо (6) будем иметь

$$\Delta b = \tau |V_{от}|^3 . \qquad (7)$$

Таким образом, в случае движущейся решетки гипотеза (5) не всегда оказывается приемлемой. Кроме того, в отличие от уравнений движения попробуем общее влияние решетки разделить на механизмы, связанные с изменением сопротивления трения и давления. Для этого рассмотрим возможные физические процессы, которые могут влиять на перестройку энергетических соотношений в турбулентном потоке при натекании его на решетку.

На каждом отдельном препятствии за счет прилипания возникает свой пограничный слой, в котором градиенты средней скорости значительно превышают значения, характерные для "чистых" областей. Это приводит к увеличению обычной трансформации T_{τ_τ} энергии среднего движения в турбулентную энергию. Но одновременно возрастает и скорость диссипации ε турбулентной энергии в тепло. По-видимому, данный механизм можно учесть введением в выражения для T_{τ_τ} и ε некоторых функций f_τ и f_ε :

$$T_{\tau_\tau} = f_\tau \frac{\tau^2}{\alpha_{xz}\, g^2 k} - \sigma b \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \varepsilon = f_\varepsilon c_\varepsilon \frac{b^2}{k}, \quad \sigma = \frac{2}{3}(\sigma_x - \sigma_z). \qquad (8)$$

Функции f_τ и f_ε по аналогии с (I) представляются в виде:

$$f_\tau = 1 + B_\tau \tau_\tau z \quad , \qquad f_\varepsilon = 1 + B_\varepsilon \tau_\tau z ,$$

Как уже отмечалось, при любых взаимных перемещениях воздуха и решетки и независимо от причины движения последней происходит дополнительное вихреобразование, а значит, и увеличение скорости диссипации турбулентной энергии. При совпадающем направлении движения и $|V_\tau| > |V|$ на этот процесс расходуется какая-то часть энергии движущейся решетки, которая могла бы перейти в энергию среднего движения. При тормозящем действии решетки на вихреобразование расходуется непосредственно энергия среднего движения. Поэтому кажется разумным считать, что функции f_τ и f_ε больше единицы. Однако слишком много факторов влияет на изменение скорости генерации и диссипации турбулентной энергии, чтобы заранее можно было сделать определенные выводы о соотношении и значениях этих коэффициентов.

Примем, что существует механизм, непосредственно не связанный с генерацией турбулентной энергии за счет обычного взаимодействия напряжений Рейнольдса с градиентом средней скорости, но который обеспечивает переход части энергии среднего движения в энергию турбулентности. В отличие от предыдущего, этот дополнительный источник турбулентной энергии, имеющий место в следе за препятствиями, будем называть прямой турбулизацией потока. В частности, сюда относится механизм образования вихревых дорожек Кармана.

Большинство естественных решеток не являются абсолютно жесткими и неподвижными. Поэтому следует учитывать возможные изменения ΔE и Δb, связанные с разгоном или торможением капель дождя и брызг, с преодолением сил упругости при деформации растительности, о чем упоминается, например, в /5/ и т.д. Именно турбулентный характер ветра вызывает колебания различных элементов решетки в различных направлениях и с различными амплитудами и частотой. Эти колебания как поглощают, так и генерируют турбулентную энергию, хотя и на разных масштабах.

Обычно полагается, что одним из основных последствий воздействия решетки на структуру потока является дробление вихрей, приводящее к увеличению турбулентной энергии /4/. Так же как и упоминавшиеся выше, этот механизм в еще большей степени чем турбулизация может усиливать диссипацию. Многое зависит от спектра турбулентности в набегающем потоке и типа решетки. Пусть ℓ_m – размер вихрей максимума в спектре турбулентности, δ – характерный размер ячейки решетки. При $\delta \gg \ell_m$ решетка не будет сколько-нибудь заметно влиять на спектр турбулентности. Если $\delta \ll \ell_m$, то интенсивное дробление вихрей вряд ли будет способствовать усилению турбулентной энергии. Скорее наоборот, основным процессом будет увеличение диссипации. И только при $\delta \sim \ell_m$ за счет дробления вихрей будет, по-видимому, наблюдаться положительное Δb.

В работе принимается, что рассмотренные три механизма дополнительной турбулизации и диссипации связаны в основном с изменением сопротивления давления. В УБТЭ они объединены в одно слагаемое, которое моделируется на основе формулы (6):

$$T_{\tau_p} = B_p \tau_p |V_{от}|^3. \tag{9}$$

Единственной известной нам работой, учитывающей наличие движущихся препятствий, является монография /1/. В этой монографии рассматривается, правда, не прохождение потока сквозь решетку, а обтекание им движущихся волнообразных и непроницаемых препятствий, тем не менее в УБТЭ появляется слагаемое, пропорциональное абсолютной величине куба относительной скорости движения этих препятствий.

Соотношение процессов турбулизации и диссипации определяется не только параметрами ячеек и спектральными характеристиками потока, но и толщиной и шероховатостью элементов решетки, стратификацией потока, близостью твердых границ и другими факторами. Вполне реальной представляется ситуация, когда увеличение диссипации будет превалировать над дополнительной турбулизацией, так что $B_\rho < 0$.

В случае влияния скорости потока на степень деформации решетки, что присуще растительности, коэффициенты B_τ, B_ε, B_ρ будут функциями этой скорости, поскольку зависимость только аэродинамической густоты τ от V_{0T} сможет в достаточной степени скорректировать лишь результаты расчета по уравнениям движения. В принципе, дело обстоит еще сложнее. Связано это с тем, что даже при постоянной геометрии решетки будут меняться по высоте спектральные характеристики потока, и следовательно, соотношение процессов дополнительной генерации и диссипации турбулентной энергии. Чтобы как-то учесть это обстоятельство, следует принять коэффициенты B_τ, B_ε, B_ρ изменяющимися по высоте. В работе параметр B_ρ полагается постоянным, а B_τ и B_ε пропорциональными ($\tau_\tau z$)$^{-1}$. Таким образом f_τ и f_ε оказываются независящими от высоты.

Разделение источников дополнительного притока турбулентной энергии и ее диссипации на механизм, связанный с увеличением среднеобъемного градиента средней скорости, и на механизм прямой турбулизации с учетом деформации решетки не является принципиально необходимым. Можно ограничиться подбором функций f_τ и f_ε при $T_{\tau\rho} \equiv 0$, либо, наоборот, модифицировать УБГЭ введением, как это обычно делается, только слагаемого типа (9) при $f_\tau = f_\varepsilon \equiv 1$. Предлагаемый подход объясняется главным образом желанием как-то разделить силу воздействия жидкости на решетку на сопротивление трения (функции f_τ и f_ε) и сопротивление давления (слагаемое $T_{\tau\rho}$). Кроме того, одновременное их использование делает схему более гибкой. Можно предположить, что эффективность этих механизмов будет разной в различных областях потока. Если один из них пропорционален относительной скорости, то второй во многом определяется ее градиентом.

Таким образом, УБГЭ записывается в виде:

$$u\frac{\partial b}{\partial x} + w\frac{\partial b}{\partial z} = \alpha_b\left(\beta_x \frac{\partial}{\partial x} k \frac{\partial b}{\partial x} + \beta_z \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b}{\partial z}\right) + T_{\tau\tau} - \varepsilon + T_{\tau\rho}, \quad (10)$$

где α_b – отношение коэффициентов турбулентности для турбулентной энергии k_b и получаемого по формуле (4); β_x и β_z – параметры, характеризующие различие коэффициента k_b в горизонтальном и вертикальном направлениях [7]; $T_{\tau\tau}$, ε и $T_{\tau\rho}$ рассчитываются по формулам (8) и (9).

Для масштаба турбулентности ℓ в растительном покрове используются различные соотношения. Многие из них получены в предположении, что ℓ определяется как механизмом, характерным для "чистых" областей (ℓ_1), так и параметрами решетки (ℓ_τ), т.е.

$$\ell^{-1} = \ell_1^{-1} + \ell_\tau^{-1}. \quad (11)$$

Оценки ℓ_τ осуществляются на основе различных предположений. Например, в [4] принимается, что ℓ_τ определяется аэродинамической густотой τ и высотой препятствий h_τ. В этом случае одним из двух возможных выражений для ℓ_τ, вытекающих из анализа размерностей, является

$$\ell_\tau = h_\tau f\left(\tau h_\tau\right). \tag{12}$$

Если зависимость f от аргумента представить степенной функцией

$$\ell_\tau = h_\tau \left(\tau h_\tau\right)^\gamma \tag{13}$$

и принять, что в предельном случае при $h_\tau \to \infty$ величина масштаба турбулентности не должна зависеть от высоты препятствий, то из (13) следует

$$\ell_\tau = \left(\alpha \tau\right)^{-1}, \tag{14}$$

где α – коэффициент пропорциональности.

В [4] для ℓ_τ предлагается выражение

$$\ell_\tau = \frac{1}{\beta_1}\sqrt{h_\tau/\tau}, \tag{15}$$

где β_1, так же как и α, коэффициент пропорциональности.

Видно, что формулы (14) и (15) существенно различаются между собой. В частности, из (15) следует, что с увеличением высоты препятствий масштаб турбулентности стремится к значениям ℓ_1, характерным для "чистых" областей. На наш взгляд, не h_τ, а типичный размер ячеек δ является, в первую очередь, ответственным за величину ℓ_τ. В этом случае показатель степени в (13), исходя из физических соображений, должен иметь значения в диапазоне: $-1 < \gamma < 0$. Принимая, например, $\gamma = -0{,}5$, получаем

$$\ell_\tau = \frac{1}{\alpha_2}\sqrt{\delta/\tau}. \tag{16}$$

Если предположить, что в естественных условиях существует корреляция между τ и δ, то можно ограничиться формулой (14). В этом случае из (11) следует:

$$\ell = \ell_1\left(1 + \alpha \tau \ell_1\right)^{-1}. \tag{17}$$

Однако в случае $\tau = const$, из условия $\alpha = \beta_1\left(\tau h_\tau\right)^{-1/2}$ легко найти то значение α, при котором формулы (14) и (15) дают одинаковые масштабы турбулентности. В приводимых ниже примерах принято $\alpha = 6$.

В данной работе начало координат располагается на уровне, где составляющие средней, но не пульсационной, скорости потока обращаются в нуль. При $z = 0$ задается некоторый начальный масштаб турбулентности ℓ_0, который служит основной характеристикой подстилающей поверхности.

Для расчета масштаба турбулентности при отсутствии решетки имеется широкий выбор уравнений и формул /3, 4/, в том числе и простая линейная зависимость. При расчете ℓ_1 в "чистых" областях выше решетки, за начальное его значение при $z=h_z$ принимается величина, полученная по формуле (17). На верхней границе области интегрирования $z=h$ во всех примерах задавалась постоянная, независящая от свойств подстилающей поверхности величина равна $\varkappa h$.

Оценку приемлемости предлагаемой модели естественно начинать с решения горизонтально однородной задачи. При $z = 0$ задаются условие прилипания и соотношение между турбулентной энергией и ее градиентом /7, 9/, при $z=h$ – динамическая скорость u_*^1 и пропорциональная ей турбулентная энергия.

Рассматривается приповерхностный слой толщиной h = 20 м и два типа решетки. В варианте, который для удобства изложения именуется полем, высота решетки h_z = 0,246 м, τ = 0,5 м$^{-1}$. В варианте, называемом в дальнейшем лесом, эти величины равны 4,2 м и 0,1 м$^{-1}$, соответственно. Расчеты проводились на неравномерной по вертикали сетке, содержащей 26 узлов /8/. Все примеры получены для изотропной турбулентности (σ = 0) и одинаковом для всех субстанций скалярном коэффициенте турбулентности ($\alpha_{xz}=\alpha_\ell=\beta_x=\beta_z=1$) при u_*^1=0,29 м/с, $\varkappa$ = 0,4; C_ε = 0,03; γ_ℓ = 0,02.

На всех рисунках, приводимых ниже, в зависимости от логарифма вертикальной координаты, нормированной на высоту области интегрирования h, представлены безразмерные профили скорости ветра и касательного напряжения, нормированные на их значения при $z = h$. Волнистыми линиями показана верхняя граница растительного покрова.

Имеющаяся в /4/ информация не позволяет оценить значения начального масштаба турбулентности ℓ_0, который в данной работе связан с шероховатостью подстилающей поверхности z_0 обычным соотношением $\ell_0=\varkappa z_0$, нет никаких количественных оценок влияния этих параметров на рассчитанные значения искомых характеристик. Поэтому были выполнены расчеты для нескольких значений ℓ_0, которые приведены на рис.1. В этих расчетах

$$B_p=f_\tau=f_\varepsilon=1.$$

На рис.1 представлены профили скорости ветра $u\,(a)$ и касательного напряжения $\tau(\delta)$ для условий леса (сплошные кривые), поля (пунктир) и при $\tau\equiv 0$ (штрих-пунктир). Кривые под номером 1 получены при z_0 = 0,2 см, кривые 2 – при z_0 = 20 см.

Заметнее всего ℓ_0 влияет на профили u и τ при отсутствии дополнительной силы сопротивления. При наличии решетки различия в аэродинамических свойствах непосредственно подстилающей поверхности по мере увеличения высоты все в большей степени затушевываются. Поэтому можно думать, что при решении модельных задач о строении турбулентного потока вблизи верхней границы слоя растительности и выше можно ограничиться умеренными требованиями к точности выбора ℓ_0 или z_0. Однако внутри слоя растительности и, особенно, вблизи нижней границы, различия достаточно велики. Например, в лесу непосредственно при $z = 0$ рассчитанные значения τ получились равными 0,218 и 0,717 при $z_0 = 0,2$ и 20,0 см, соответственно, т.е. различие почти 110 % относительно их среднего значения. Аналогичное различие на поле достигает 140 %. Тем не менее можно отметить, что в рассмотренных случаях при изменении шероховатости на два порядка принципиальных различий в распределениях скорости и потока импульса не происходит.

Сравнивая результаты расчета скорости ветра при отсутствии решетки (рис.1а), видно, что на малых высотах кривую 2, в отличие от кривой 1, трудно признать логарифмическим распределением. При этом потоки импульса на этих высотах (рис.1б) в обоих случаях практически не меняются с высотой. Отсутствие жесткой связи между полями скорости и касательного напряжения не является присущим только данной работе /8, 9/.

Обычно касательное напряжение внутри растительного покрова уменьшается по мере приближения к подстилающей поверхности /4/. Форма профилей может быть различной, но, в общем, напоминающей поведение пунктирных кривых на рис.1б. Внутри леса распределение τ получилось иным, имеющим значительно приподнятый над уровнем $z = 0$ минимум. Таким образом, в зависимости от сочетания параметров h_τ, τ и z_0 характер изменения τ внутри зоны препятствий может оказаться весьма различным.

С качественной стороны общим для профилей τ является их изменение вблизи верхней границы растительности и в какой-то степени выше нее. В то же время относительные и абсолютные величины максимумов при $z > h_\tau$ над полем и лесом существенно различаются между собой. Подобные различия дают, например, результаты измерений, приводимые в /4/ и /11/.

Первый рисунок получен при значениях B_ρ, f_τ и f_ε равных единице, т.е. по модели, которая в том, что касается учета дополнительной силы сопротивления, является аналогичной использовавшейся в /4/. Влияние этих коэффициентов на рассчитанные профили, например, u и τ показано на рис.2 (поле) и рис.3 (лес), на которых представленные результаты получены при $\ell_0 = 0,8$ см или $z_0 = 2$ см.

На этих рисунках сплошные кривые получены при $f_\tau = f_\varepsilon = 1$ и $B_\rho = 1$ (кривые 1), кривые 2 соответствуют случаю $B_\rho = -1$ (поле) и $B_\rho = -0,08$ (лес). Пунктирные кривые получены при $B_\rho = 0$ и $f_\tau = 10$,

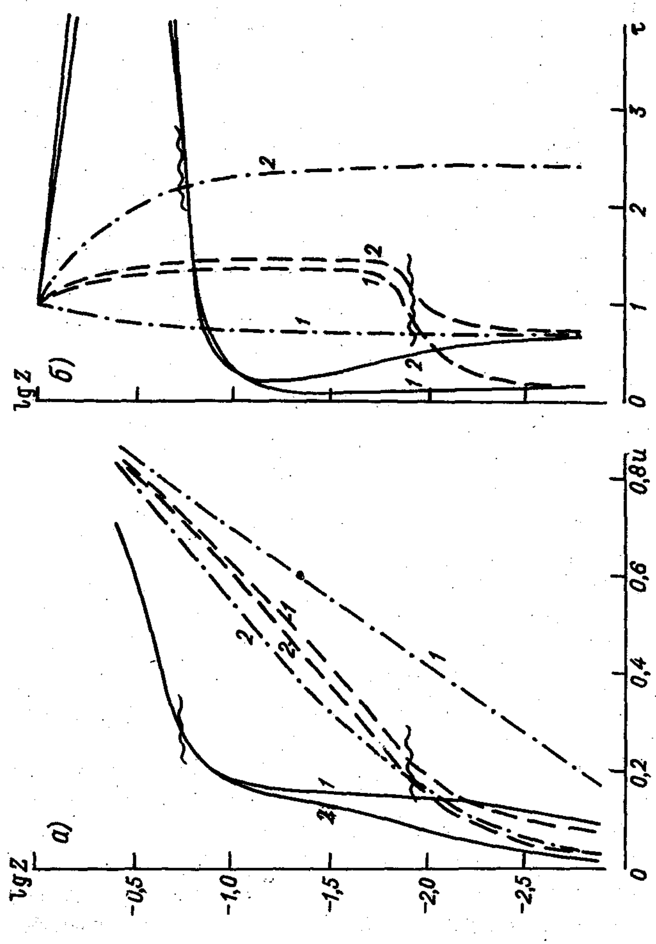


Рис.I.

$f_\varepsilon = 1$ (кривые 1), и $f_\tau = 1$, $f_\varepsilon = 10$ (кривые 2). Штрих-пунктирные кривые соответствуют случаю $\tau \equiv 0$.

При рассмотрении слагаемого $T_{\tau\rho}$ в качестве диссипативного ($B_\rho < 0$) разумные физические результаты внутри леса модель дает только при $B_\rho \geqslant -0{,}08$. Для поля значения B_ρ могут быть значительно меньшими. Поэтому примеры, относящиеся к условиям поля (рис.2), представлены для $B_\rho = -1{,}0$, а в случае леса (рис.3) – для $B_\rho = -0{,}08$.

Графики скорости ветра для условий леса и поля показывают, что сходные результаты можно получить, привлекая различные способы учета силы $\mathcal{F}$ в УБТЭ. Трудно сделать выбор между введением отличных от единицы функций f_τ или f_ε и привлечением слагаемого $T_{\tau\rho}$. При $f_\tau > 1$ и $f_\varepsilon = 1$ получаются примерно такие же результаты, как и при учете слагаемого $T_{\tau\rho}$ с $B_\rho > 0$. При $f_\varepsilon > 1$ и $f_\tau = 1$ прослеживаются особенности, характерные для случая использования слагаемого $T_{\tau\rho}$ в качестве диссипативного члена ($B_\rho < 0$).

Аналогичная картина наблюдается для профилей τ. При различных комбинациях численных значений B_ρ, f_τ и f_ε остаются неизменными основные особенности в распределении τ и в лесу, и в поле. Так же как и на рис.1, в низкой плотной растительности, начиная с уровня $z = 0$, наблюдается монотонный рост касательного напряжения, в верхней же части леса прослеживается минимум τ. При этом одинаковую тенденцию изменения абсолютных величин обеспечивает использование $B_\rho > 0$ или $f_\tau > 1$ – для случая увеличения скорости генерации турбулентной энергии, и $B_\rho < 0$ или $f_\varepsilon > 1$ – для усиления скорости ее диссипации.

Анализ полученных результатов позволяет в качестве предварительного сделать вывод, что формирование обусловленных наличием решетки характерных особенностей турбулентного потока происходит вследствие соответствующей модификации уравнений движения, а способ учета дополнительной силы сопротивления в УБТЭ не имеет существенного значения. Более того, учет в той или иной форме силы $\mathcal{F}$ в УБТЭ не является принципиально необходимым условием для получения основных различий в распределениях, во всяком случае, скорости ветра и потока импульса при наличии и отсутствии решетки. Просто чтобы не загромождать графики, на них не приведены соответствующие случаю $B_\rho = 0$, $f_\tau = f_\varepsilon = 1$ профили, которые будут лежать где-то между сплошными кривыми на рис.2 и 3.

Следует подчеркнуть, что эти выводы относятся к условиям горизонтально однородной поверхности. При решении задачи о трансформации воздушного потока при натекании его, например, с поля на лес, учет в УБТЭ слагаемого $T_{\tau\rho}$ приводит вблизи границы раздела к существенно иным результатам /9/. Не исключено, кроме того, что важ-

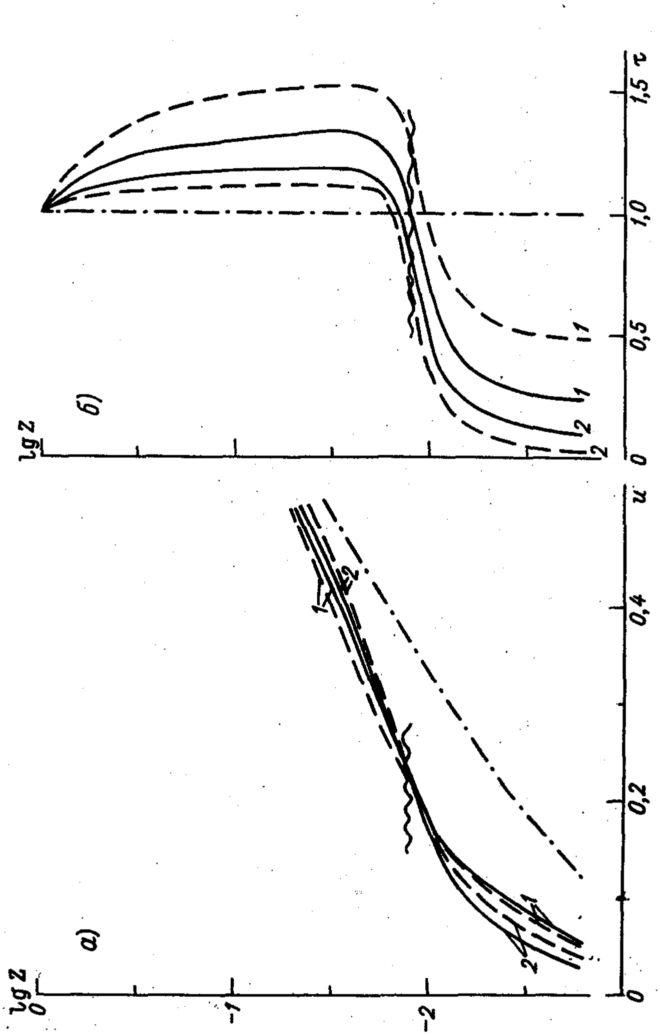


Рис.2.

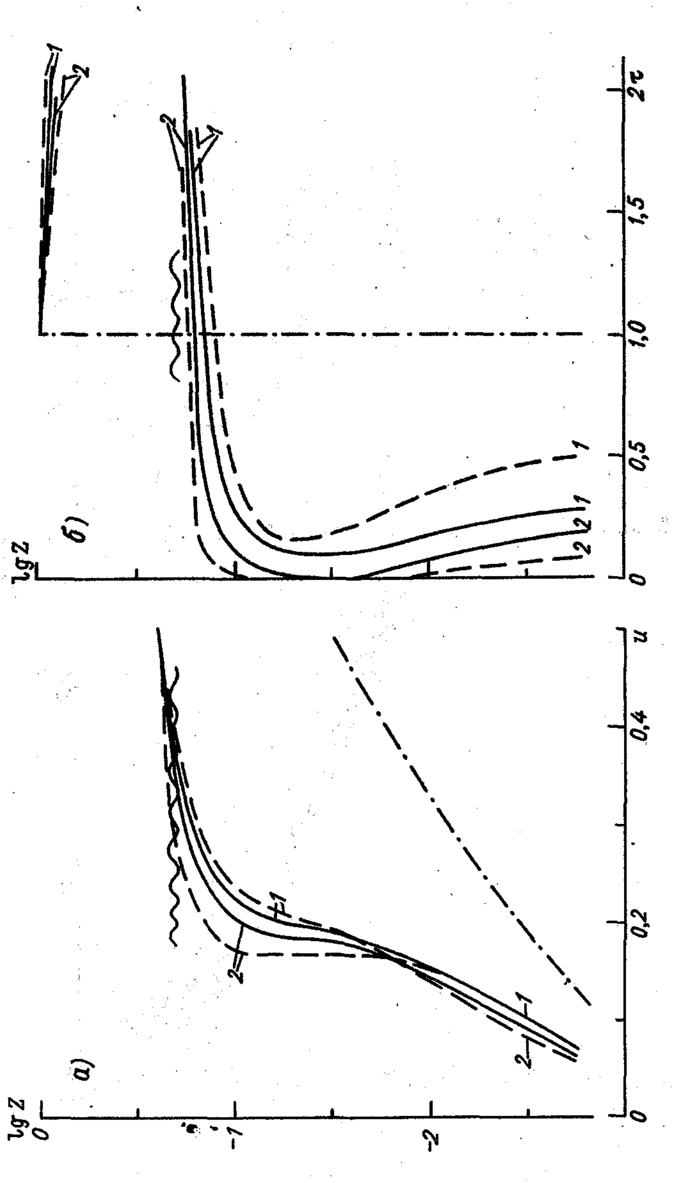


Рис.3.

ную роль сыграло, например, условие постоянства по высоте аэродинамической густоты решетки. И может оказаться, что при других внешних и внутренних параметрах схемы подходящая комбинация B_p , f_τ и f_ε приведет к желаемым результатам. Для окончательных и более детальных выводов требуются, конечно, дополнительные численные эксперименты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бютнер Э.К. Динамика приповерхностного слоя воздуха. - Л.: Гидрометеоиздат, 1978. - 158 с.
2. Вагер Б.Г. Учет горизонтальной диффузии в модели приземного слоя атмосферы. - В кн.: Численные методы в гидромеханике. Межвузовский сборник. Труды ЛИСИ. Л., 1981, с.5-8.
3. Вагер Б.Г., Надежина Е.Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. - Л.: Гидрометеоиздат, 1979. - 136 с.
4. Дубов А.С., Быкова Л.П., Марунич С.В. Турбулентность в растительном покрове. - Л.: Гидрометеоиздат, 1978. - 182 с.
5. Дубов А.С. Об уравнении баланса кинетической энергии в слое растительности. - Труды ГГО, 1979, вып.423, с.90-95.
6. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч.1. - М.: Наука, 1965. - 639 с.
7. Симонов В.В. Турбулентный поток над волнистой границей. Труды ГГО, 1979, вып.423, с.39-51.
8. Симонов В.В. Некоторые вопросы численного моделирования потока жидкости над волнистой границей. - Труды ГГО, 1981, вып.454, с.31-39.
9. Симонов В.В. Расчет взаимодействия турбулентного потока с горизонтально неоднородным растительным покровом. (См.наст.сборник).
10. Finnigan J.J. Turbulence in waving wheat. I. Mean statistics and honami. - Bound.- Layer Meteor., 1979, v. 16, N 2, p. 181-211.
11. Finnigan J.J., Mulhearn P.J. Modelling waving crops in a wind tunnel. - Bound.-Layer Meteor., 1978, v. 14, N 2, p. 253-277.
12. Macha J.M., Norton B.J., Jonson R. Modeling the marine atmospheric boundary layer including the effects of sea spray. - AIAA Pap., 1980, N 218, p. 1-14.

В.В.Симонов

РАСЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА С ГОРИЗОНТАЛЬНО-НЕОДНОРОДНЫМ РАСТИТЕЛЬНЫМ ПОКРОВОМ

В работе /6/ рассматривается модель приповерхностного турбулентного потока жидкости при наличии проницаемых препятствий различного рода и приводятся некоторые примеры расчетов для горизонтально однородного случая.

В предлагаемой статье оценивается трансформация потока, обусловленная скачкообразным изменением каких-либо свойств решетки по направлению движения жидкости. Вертикальные размеры решетки и ее ориентация относительно направления основного переноса позволяют ограничиться рассмотрением продольной (u) и вертикальной (w) компонент средней скорости потока.

Аналогичная задача является предметом исследования целого ряда теоретических и экспериментальных работ, обширная библиография которых содержится в монографии /2/. Для горизонтально однородного случая некоторые различия между /2/ и упоминающимися там работами и нашим подходом обсуждаются в /6/. В постановке горизонтально неоднородной задачи появляются дополнительные различия.

Во всех известных нам работах, за исключением работы /10/, о которой будет сказано ниже, в задаче о трансформации турбулентного потока при наличии горизонтально неоднородной решетки уравнения движения решаются в переменных скорость-давление. При этом поле давления считается заданным, а горизонтальная диффузия не учитывается. Эти упрощения, особенно вблизи границы раздела поверхностей с различными свойствами, могут существенно сказаться на результатах расчетов.

Если анализ ограничивается приземным подслоем, то из уравнений движения привлекается только первое - для u-компоненты, а вертикальная скорость определяется из уравнения неразрывности, так что вместе с членом $\frac{\partial}{\partial x}\overline{u'w'}$ теряется один из возможных механизмов горизонтальной диффузии $\frac{\partial}{\partial x}k\frac{\partial w}{\partial x}$. Когда рассматривается весь пограничный слой атмосферы, как это делается в /2/, можно получить член с второй производной по x из уравнения для поперечной составляющей скорости v . Но членом $\frac{\partial}{\partial x}\overline{u'w'}$, который в обычной градиентной модели выражается через слагаемое $\frac{\partial}{\partial x}k\frac{\partial v}{\partial x}$, можно пренебречь. Остается уравнение для u - компоненты скорости. Однако здесь возникает другое осложнение. В наиболее общей форме коэффициенты линейной зависимости тензора напряжения от тензора деформации должны представлять собой тензор четвертого ранга /3, 14/

$$\overline{u_i' u_j'} = \frac{2}{3} b\delta_{ij} - k_{ij\alpha\beta} \left(\frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} \right). \tag{1}$$

Основным свойством тензора k является обращение его в нуль при $i = j$. Поэтому использование зависимости (1), как это делается, например в /6/, исключает возможность получения эллиптического уравнения для u – компоненты. По этой же причине не будет уравнением второго порядка по вертикальной координате и уравнение для w. Это значит, что при использовании его для расчета вертикальных скоростей можно получить требуемые значения для w только на одной границе. В этом смысле оно является аналогичным уравнению неразрывности. Во всех этих рассуждениях молекулярными эффектами, естественно, пренебрегается.

При решении задачи в переменных скорость-давление и при отказе от гидростатического приближения можно воспользоваться известным методом, который и обеспечивает механизм передачи информации вверх по потоку, и позволяет учесть перестройку поля давления. Этот метод состоит в получении из уравнений движения и неразрывности эллиптического уравнения для давления, которое необходимо решать в каждом итерационном цикле, что весьма существенно увеличивает время счета /7/. Уравнения для составляющих скорости по одноименным координатам остаются при этом параболическими. Однако основная проблема связана с постановкой граничного условия для давления на горизонтально неоднородной поверхности.

Для трех искомых величин u, w, p при $z = 0$ физически очевидными являются условия $u = 0$, $w = 0$. Аналогичного условия для давления или каких-либо его производных не имеется. Обычно предлагается использовать выражение для $\partial p/\partial z$, вытекающее из третьего уравнения движения после подстановки в него условия прилипания. Но получающееся при этом выражение для $\partial p/\partial z$ при $z = 0$ не является дополнительным физическим условием, а представляет собой лишь следствие предположения о выполнимости уравнения непосредственно на границе. Новой информации это выражение не содержит, так как полученное распределение давления будет совпадать (если не считать ошибок аппроксимации и округления, возникающих при численной реализации задачи) с распределением, которое было использовано вместе с условиями прилипания при решении уравнений движения. Именно это обстоятельство является в первую очередь причиной внимания к так называемым маршевым схемам расчета давления по одному из исходных уравнений движения /13/. Но для этого нужно решать уравнения движения не в переменных скорость-давление, а в переменных вихрь скорости ω – функция тока Ψ. В такой постановке задача рассматривалась в работе /10/. Однако исходные уравнения в ней не содержат членов, описывающих взаимодействие потока с решеткой, что, в общем, является спецификой только этой работы. Общей трудностью при решении задачи в переменных $\omega - \Psi$ является постановка граничного условия для ω при $z = 0$ /8, 9, 11/. Это равносильно заданию касательного напряжения τ_0, поскольку $\partial w/\partial x = 0$ и $\omega_0 \sim -\tau_0$. (Нулевой индекс означает, что данная величина относится к уровню $z = 0$.)

Все подходы к решению этого вопроса сводятся в конечном итоге к использованию выражения, получающегося при разложении Ψ в ряд Тейлора в окрестностях точки $z = 0$, в котором учитывается условие прилипания, но только в дифференциальной форме. Нигде не используется конечно-разностный аналог этого условия. И один из недостатков такого подхода состоит в том, что рассчитанная при $z = 0$ по любому из конечно-разностных представлений производная $\partial\Psi/\partial z$ не будет равна нулю, т.е. не будет выполняться условие $u = 0$.

С учетом вышесказанного более приемлемым представляется подход, состоящий в переходе от уравнения для ω и Ψ к уравнению четвертого порядка для функции тока. При этом учитывается механизм продольной диффузии, определяется поле давления и не возникает осложнений с заданием граничных условий.

Перекрестным дифференцированием уравнений движения, приведенных в /6/, исключим давление, введем функцию тока и перейдем к безразмерным переменным, выбрав в качестве масштаба продольной составляющей скорости некоторое характерное значение u_m. Остальными масштабами являются величины

$$X_m = L\ ,\ Z_m = h\ ,\ \ell_m = \varkappa h\ ,\ \tau_m = h^{-1},\ w_m = D u_m\ ,\ \tau_m = \rho u_m^2,$$

$$\Psi_m = k_m = h u_m\ ,\ b_m = c_\varepsilon^{-1/2} u_m^2\ ,\ Tr_m = \varepsilon_m = c_\varepsilon^{-1/2} u_m L^{-1}, \mathcal{F}_m = \rho u_m^2 L^{-1},$$

где $D = h/L$, L - длина повторяющихся участков в периодической задаче. (Здесь и далее поясняются только те обозначения, которые отсутствуют в /6/.)

Тогда, уже в безразмерном виде, но без привлечения для этого специальных обозначений, получаем

$$\frac{\partial}{\partial x}\omega\frac{\partial\Psi}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z}\omega\frac{\partial\Psi}{\partial x} = D\frac{\partial^2\tau}{\partial z} + \frac{6}{\sqrt{c_\varepsilon}}\frac{\partial^2 b}{\partial x\partial z} + D\frac{\partial}{\partial x}\mathcal{F}_z - \frac{\partial}{\partial z}\mathcal{F}_x,$$

$$\omega = D^2\frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z}\ ,\quad \tau = \alpha_{xz} k\left(\frac{\partial u}{\partial z} + D^2\frac{\partial w}{\partial x}\right),$$

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial z} \quad , \qquad w = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

Следуя /6/, уравнение баланса турбулентной энергии запишем в виде

$$\frac{\partial}{\partial x} b \frac{\partial \Psi}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} b \frac{\partial \Psi}{\partial x} = \alpha_b \left(\beta_x D \frac{\partial}{\partial x} k \frac{\partial b}{\partial x} + \frac{\beta_z}{D} \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b}{\partial z} \right) + Tz_\tau - \varepsilon + Tz_\rho ,$$

$$Tz_\tau = f_\tau \frac{\sqrt{C_\varepsilon}}{D} \frac{\tau^2}{\alpha_{xz} k} - 6 b \frac{\partial u}{\partial x} .$$

Учитывая приближенность всей постановки, при расчетах пренебрегали членом $\frac{\partial}{\partial x} \mathcal{F}_z$ по сравнению с $\frac{\partial}{\partial z} \mathcal{F}_x$, а вместо $V_{от}$ использовали $u_{от}$. Поэтому

$$\mathcal{F}_x = -\frac{\tau}{D} |u_{от}| u_{от} \quad , \qquad Tz_\rho = B_\rho \frac{\sqrt{C_\varepsilon}}{D} \tau |u_{от}|^3 .$$

Для коэффициента турбулентности и скорости диссипации турбулентной энергии привлекли обычные соотношения

$$k = \varkappa \ell \sqrt{b} \quad , \qquad \varepsilon = f_\varepsilon \frac{\sqrt{C_\varepsilon}}{D} \frac{b^2}{k} . \qquad (2)$$

Граничные условия по вертикальной координате выглядят следующим образом /4/:

при $z = 0$ $\quad \Psi = 0 , \ \frac{\partial \Psi}{\partial z} = 0 , \ \frac{\partial b}{\partial z} = \frac{\gamma_b}{\varkappa \sqrt{\beta_z}} \frac{b}{\ell} ,$

при $z = 1$ $\quad \Psi = \Psi^1 , \ \alpha_{xz} k \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = \tau^1 , \ b = b^1 ,$

где Ψ^1 , τ^1 , b^1 – значения соответствующих характеристик в невозмущенном потоке. В работе за масштаб скорости u_m принимается динамическая скорость u_*^1 при $z = 1$, так что $\tau^1 = b^1 = 1$.

Относительно граничных условий по горизонтальной координате можно сказать следующее. Краевая эллиптическая непериодическая задача требует постановки граничных условий на двух боковых границах рассматриваемой области. Основой этих условий является предположение о горизонтальной однородности потока над соответствующими поверхностями вдали от границы раздела. В задачах рассматриваемого типа при $X = 0$ обычно задаются значения искомых функций в набегающем потоке, тогда как на подветренной границе полагаются нулевыми горизонтальные градиенты этих функций /1, 11/. Этот вариант граничных условий обозначается в дальнейшем как вариант А. Несколько сложнее в реализации, но, возможно, дающая более реальную картину, является схема, в которой на подветренном краю задаются вертикальные профили самих функций (вариант В) /10/. На особом положении находится периодическая задача, в которой не стоит проблема выбора граничных условий по X (вариант P).

В задачах при скачкообразном изменении параметров решетки или каких-либо других свойств подстилающей поверхности по направлению движения потока, масштаб турбулентности должен быть функцией горизонтальной координаты. Важность этого обстоятельства подчеркивается в /2/, где намечается путь к созданию модели, отвечающей этим условиям. Для этого привлекается уравнение скорости диссипации турбулентной энергии, хотя и без учета продольной диффузии. Но это уравнение используется только в свободных от препятствий областях, как при получении начальных профилей в набегающем потоке, так и над новой подстилающей поверхностью. Внутри препятствий используется аналитическое выражение, не являющееся функцией X. Поэтому на границе раздела двух поверхностей в слое растительности имеет место скачок по горизонтали масштаба турбулентности.

В нашей работе используется более простой путь. Сначала для каждой из поверхностей масштаб турбулентности рассчитывается, следуя /6/. Затем, как и в /10/, привлекается предположение о гладком изменении масштаба турбулентности на всех высотах между его значениями, полученными для двух поверхностей. Реализацией этого предположения является линейное сглаживание в области ± 10 м от границы раздела, которая находится на расстоянии 20 м вниз по потоку от точки $X = 0$. Чтобы оценить влияние горизонтального масштаба турбулентности на конечные результаты, были проведены расчеты со сглаживанием (вариант LX) и без него (вариант LC). Можно отметить, что подобная процедура сглаживания только масштаба турбулентности будет выпадать из общего подхода, если уравнения исходной системы являются параболическими.

Расчеты проводились на неравномерной по вертикали сетке, содержащей 20x26 узлов и покрывающей прямоугольник высотой $\tilde{h} = 20$ м и длиной $\tilde{L} = 40$ м - в периодической и 47,5 м - в непериодической задачах. (Волна означает размерную величину.) Нормировка горизонтальной координаты, как уже указывалось, осуществляется на длину периодического участка. Соотношение горизонтального и вертикального размеров области интегрирования и количество узлов расчетной сетки выбраны, следуя, в основном, результатам работы /5/.

Рассматривается случай, когда воздушная масса с равновесным распределением элементов, сформировавшаяся над поверхностью с решеткой высотой 0,246 м и аэродинамической густотой 0,5 м$^{-1}$ (поле), перемещается на поверхность с препятствиями, имеющими соответствующие характеристики 4,2 м и 0,1 м$^{-1}$ (лес). В безразмерном виде параметрами решетки для поля являются $h_\tau = 0{,}0123$ и $\tau = 10$, для леса - $h_\tau = 0{,}21$ и $\tau = 2$. Обе поверхности имеют начальный масштаб турбулентности $\ell_0 = 10^{-3}$. Остальная исходная информация приводится в [6].

Значения τ выбраны равными значениям, приведенным в [2] при решении аналогичной трансформационной задачи, и, так же как и в [2], постоянными по высоте. Что касается высоты препятствий, то здесь нужно учесть следующее обстоятельство. В [2] рассматривается весь пограничный слой атмосферы, так что высота растительности не лимитируется соображениями, позволяющими пренебречь силой Кориолиса. В нашей задаче вертикальная протяженность области интегрирования составляет лишь 20 м. В [2] отмечается, что влияние, например, лесной полосы простирается до уровней, в 4-5 раз превышающих высоту деревьев. Кроме того, нужно помнить о соотношении высоты препятствий и горизонтальной протяженности рассматриваемого участка. Поэтому вместо используемых в [2] значений $\widetilde{h}_{\tau}$, равных 0,5 м для поля и 10 м для леса, приняты указанные выше значения.

На рис.1 представлены вертикальные профили продольной компоненты скорости на различных расстояниях от наветренного края области интегрирования. Сплошные кривые - вариант А, 1 - X = 0; 2 - X = =0,375; 3 - X = 0,5; 4 - X = 1,1875. Пунктир - вариант В, X= = 1,1875. Штрих - пунктир - вариант Р, X = 0,375. Волнистые кривые - высота препятствий. Без учета горизонтальной диффузии распределение скорости при X = 0,5, не говоря уже о X = 0,375, соответствовало бы условиям поля, так что кривые 1, 2, 3 слились бы в одну. Видно, что продольная диффузия в определенной степени подготавливает поток к предстоящей смене внешних условий. На кривую 3 уже заметно влияет решетка с новыми параметрами.

По мере приближения потока к подветренному краю области интегрирования на результатах расчета процесса трансформации в непериодической задаче все сильнее начинают сказываться граничные условия при X = 1,1875. Сравнение пунктирной и кривой 4, полученных при X = 1,1875, показывает, что хотя характер изменения с высотой у них идентичен, количественные различия на небольших высотах достигают 50 % и более. Увеличение числа узлов по X приведет к некоторому смещению кривой 4 в сторону пунктирной. Однако вряд ли при разумных размерах сетки удастся получить на всех высотах хорошее их совпадение. Отсюда следует, что в любом случае граничные условия на подветренном крае рассматриваемого участка заметно влияют на полную трансформацию потока и скорость его приспособления к условиям новой подстилающей поверхности. Эти показатели служат основой для теоретических оценок, например, эффективности лесозащитных полос различной конструкции. Другими словами, результаты математического моделирования процесса трансформации могут повлиять на рекомендации по выбору оптимальной ширины, высоты и проницаемости полосы. Приводимые далее результаты расчетов получены для варианта А.

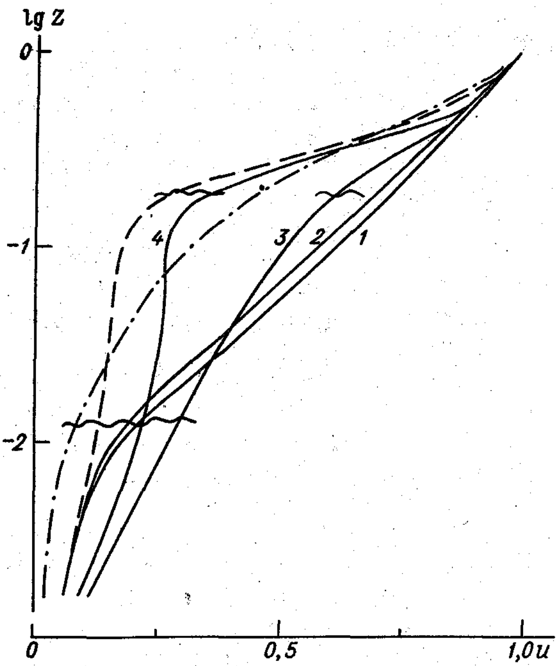


Рис.1.

Не вызывает особого удивления существенное отличие рассчитанных в сходственных точках профилей скорости в периодической и непериодической задачах. На рис.1 в качестве примера приведена соответствующая периодической задаче штрихпунктирная кривая, которая как и кривая 2, получена при X = 0,375.

Рисунок 2 служит иллюстрацией влияния горизонтального сглаживания масштаба турбулентности на различные характеристики потока (кривая 1 – u , 2 – k , 3 – τ , 4 – b). Поскольку влияние это сильно зависит от высоты, выбран уровень z = 0,1585, на котором достаточно ярко проявляется эффект этой операции. Сплошные кривые – вариант LX , пунктир – LC . Первое, что обращает на себя внимание – весьма различная реакция рассматриваемых элементов на изменение l в районе границы раздела (X = 0,5) двух поверхностей. Сглаживание l практически не сказывается на распределении продольной составляющей скорости и приводит лишь к незначительному, в среднем 10 %, увеличению максимальных значений турбулентной энергии. На фоне этих малозначимых изменений u и b наблюдается радикальная перестройка коэффициента турбулентности и касательного напряжения.

Сопоставление приведенных кривых наводит на мысль, что коэффициент турбулентности не является основным фактором, ответственным за характер изменчивости тех величин, которые определяются из дифференциальных уравнений. В первую очередь, это относится к скорости потока. Слабая чувствительность скорости к особенностям распределения k отмечается и в других работах. Например в /11/, наилучшие

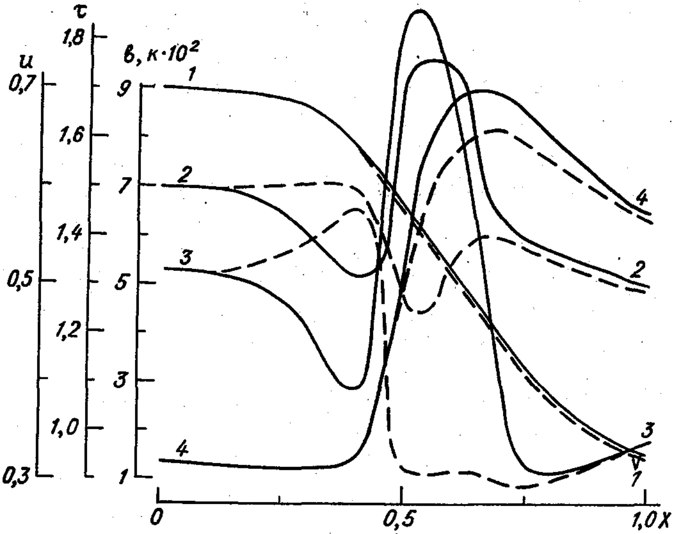


Рис.2.

результаты дала модель с постоянным коэффициентом турбулентности. Авторы работы /12/ получили, что результаты с $k=const$ и $k=k(z)$ различаются несущественно. Подобное положение наблюдается и с взаимосвязью профилей u и τ. Для лабораторных исследований, в частности, характерным является аппроксимация экспериментальных профилей скорости логарифмической зависимостью от z при изменении в этой области высот касательного напряжения примерно на порядок.

Без процедуры горизонтального сглаживания масштаб турбулентности при X = 0,5 на уровне z = 0,1585 скачком меняется от 0,1543 до 0,0496, т.е. уменьшается более чем в три раза. Согласно формуле (2), это уменьшение ℓ обусловливает минимум коэффициента турбулентности при X = 0,53. Малая зависимость скорости потока от k приводит к тому, что касательное напряжение во многом повторяет ход коэффициента турбулентности. Здесь нужно учитывать, что τ определяется не только k и $\partial u/\partial z$, но и величиной $\partial w/\partial x$. А вертикальная скорость, как видно из рис.4, сильнее всего меняется вблизи границы раздела. Поэтому нет полного совпадения в характере изменчивости k и τ.

При варианте LX постепенное уменьшение масштаба турбулентности начинается раньше, чем при LC. Это приводит к смещению в сторону меньших X минимума коэффициента турбулентности. Примерно на месте минимума появляется резко выраженный максимум, поскольку масштаб турбулентности стал здесь значительно больше. Как и при варианте LC, сильное увеличение k приводит к ярко выраженному максимуму τ . Эти результаты говорят о том, что замыкание модели строения потока жидкости над поверхностью с резко меняющимися свойствами не должно осуществляться с помощью соотношений, не зависящих от горизонтальных координат. В этом плане наибольший интерес представляют, по-видимому, модели, в которых изменение всех искомых характеристик описывается дифференциальными уравнениями с учетом продольной диффузии.

Так же как и в [6], были выполнены расчеты при различных значениях параметров, определяющих интенсивность дополнительной генерации и диссипации турбулентной энергии. На рис.3 в качестве примера приводится поле турбулентной энергии при $f_\tau = f_\varepsilon = 1$ и двух значениях B_p . Сплошные кривые – $B_p = 1$, пунктирные – $B_p = 0$. Наиболее существенные различия наблюдаются в районе границы раздела и ниже по потоку.

Дополнительная генерация турбулентной энергии за счет прямого взаимодействия решетки с набегающим потоком выражается формулой [6]

$$\widetilde{Tr}_p = B_p \tau |u'_{от}|^3 . \qquad (3)$$

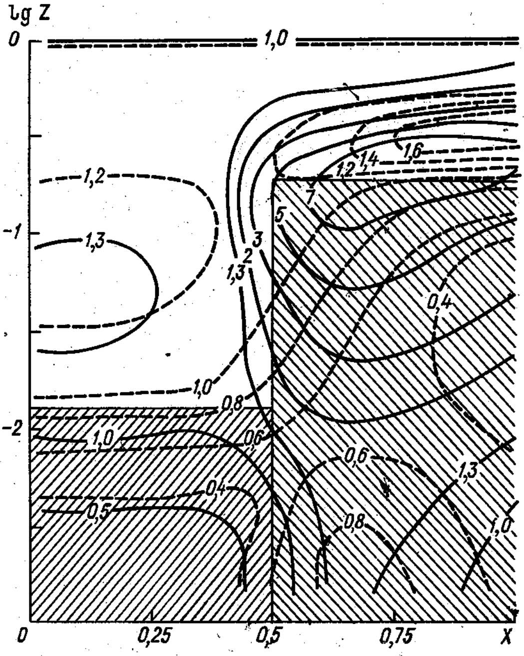


Рис.3.

Будучи пропорциональной кубу относительной скорости, величина Tr_p в случае неподвижной решетки быстро увеличивается с высотой. Наоборот, обычная трансформация энергии среднего движения в энергию турбулентности за счет взаимодействия напряжений Рейнольдса с градиентами средней скорости с высотой уменьшается. И если вертикальная протяженность препятствий достаточно велика, как это имеет место в случае леса, механизм прямой турбулизации становится превалирующим в уравнении баланса турбулентной энергии. Несмотря на то, что в поле значения τ в пять раз больше, чем в лесу, роль прямой турбулизации, в первую очередь, из-за малой высоты препятствий, невелика. Кроме того, аэродинамическое уплотнение решетки двояким образом влияет на величину T_{τ_p}. С одной стороны, что следует непосредственно из формулы (3), увеличение τ влечет за собой усиление прямой турбулизации, с другой – из-за уменьшения скорости – ее ослабление. Сложное переплетение этих и многих других факторов и приводит к представленным на рис.3 результатам. Заштрихованы области препятствий.

Местоположение основных максимумов в первом приближении совпадает, однако по абсолютному значению они различаются примерно в пять раз. Надо сказать, что не все характеристики в одинаковой степени зависят от учета слагаемого T_{τ_p} в уравнении баланса турбулентной энергии.

На рис.4 приведены поля касательного напряжения τ (сплошные кривые) и вертикальной скорости $w \cdot 10^3$ (пунктир), которые качественно во многом согласуются с результатами других работ. В частности, на подстилающей поверхности в районе скачка параметров решетки наблюдается резкое возрастание τ, затем следует относительно быстрый его спад и постепенное приспособление к новым условиям. Некоторой особенностью поля τ, на которой, во всяком случае в /2/, не заостряется внимание, является наличие максимума непосредствен-

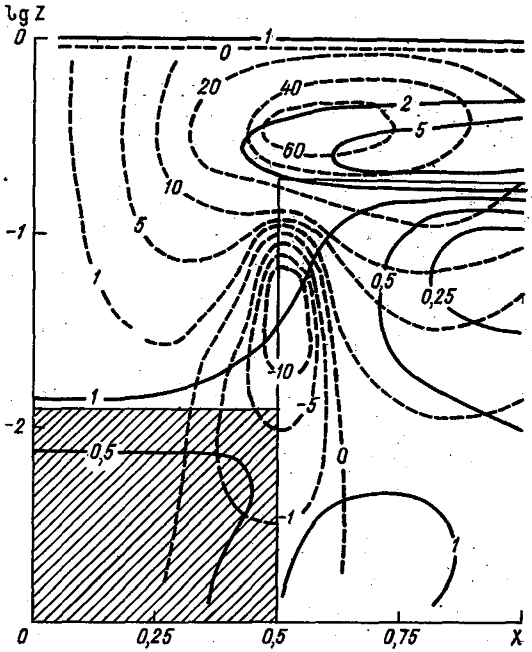


Рис.4.

но над верхней границей леса. Максимум этот заметно смещен вниз по потоку от передней кромки леса и по сравнению с приземным характеризуется значительно бо́льшими значениями τ .

Можно обратить внимание также на следующее обстоятельство. На рис.4 значения вертикальной скорости представлены в нормировке на $\tilde{u}$ = 5 м/с. Если перейти к размерным величинам, то изолиния с оцифровкой 60 будет соответствовать $\tilde{w}$ = 0,3 м/с. В постоянно цитируемой монографии приводится аналогичный рисунок, на котором максимальные восходящие скорости больше полученных нами на порядок. В то же время нисходящие токи можно считать приблизительно совпадающими по значению. Трудно назвать непосредственные причины этого расхождения. Слишком разными являются постановки задачи, в том числе уравнения для расчета w . Напомним, что в /2/ w определяется по уравнению неразрывности. Выполнить же объективную оценку моделей по этому параметру не представляется пока возможным из-за отсутствия измеренных полей w и соответствующей входной информации, необходимой для проведения расчетов. Дело осложняется еще тем, что эта информация является различной при моделировании всего пограничного и только приземного слоев атмосферы.

Из анализа результатов численных экспериментов по решению задачи о строении турбулентного потока при наличии горизонтально неоднородной решетки можно сделать некоторые выводы. В частности, результаты расчетов зависят от горизонтальной диффузии и выбора схемы замыкания модели турбулентности. Если представляют интерес вертикальные токи, то лучше не пользоваться для этой цели уравнением неразрывности. На оценку эффективности лесозащитных насаждений и, вообще, на степень трансформации потока влияют граничные условия на подветренном краю области интегрирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вагер Б.Г., Надежина Е.Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. - Л.: Гидрометеоиздат, 1979. - 136 с.
2. Дубов А.С., Быкова Л.П., Марунич С.В. Турбулентность в растительном покрове. - Л.: Гидрометеоиздат, 1978. - 182 с.
3. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. -Ч.I. - М.: Наука, 1965. - 639 с.
4. Симонов В.В. Турбулентный поток над волнистой границей. - Труды ГГО, 1979, вып.423, с.39-51.
5. Симонов В.В. Некоторые вопросы численного моделирования потока жидкости над волнистой границей. - Труды ГГО, 1981, вып.454,

с.31-39.

6. Симонов В.В. Модель приповерхностного турбулентного потока при наличии проницаемых препятствий. (См.наст.сборник).
7. Чаликов Д.В. Математическое моделирование ветрового волнения. – Л.: Гидрометеоиздат, 1980. - 48 с.
8. Численные методы исследования течений вязкой жидкости /А.Д.Госмен, В.М.Пан, А.К.Ранчел, Д.Б.Сполдинг, М. Вольфштейн. - М.: Мир, 1972. - 324 с.
9. Atkins D.J., Maskell S.J., Patrick M.A. Numerical prediction of separated flows. - Inst.J.Numer. Meth. Eng., 1980, v. 15, N 1, p. 129-144.
10. Bart S. A modeling study of several aspects of canopy flow. - Mon. Weather Rev., 1971, v. 99, N 6, p. 485-493.
11. Measurements and predictions of turbulent recirculating flow over a rectangular depression. Raithby G.D., Hallett W.L., Crawford T.L., Slawson P.R., - Bound-Layer Met., 1978, v. 15, N 2, p. 181-194.
12. Reynolds W.C., Hussain A.K.M.F. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Part 3. Theoretical model and comparisons with experiments. - J.Fluid Mech., 1972, v. 54, pt.2, p. 263-288.
13. Richards C.W., Crane C.M. Pressure marching schemes that work. - Int. J.Numer. Meth. Eng., 1980, v. 15, N 4, p. 599-610.
14. Stanisic M.M., Groves R.N. On the eddy viscosity of incompressible turbulent flow. - Z.Angew.Math. and Physik, 1969, v. 16, p. 709-712.

З.М.Утина

ВЛИЯНИЕ ОРОШЕНИЯ НА МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ РЕЖИМ БАССЕЙНА ВОЛГИ

Оценка последствий перераспределения стока Северных рек на ЕТС является одной из самых актуальных задач гидрометеорологии. Орошение в Заволжье в ближайшие 10-20 лет коренным образом преобразует водный баланс этой обширной территории [3]. В соответствии с перспективными планами орошения Заволжья в ближайшие годы намечается построить ряд крупных оросительных систем, оснащенных автоматическими и полуавтоматическими системами полива. Для рационального использования водных ресурсов необходимо разработать оптимальные режимы орошения, которые следует предусматривать при проектировании и строительстве оросительных систем [1]. В районах Среднего и Нижнего Поволжья, а также междуречья Волги и Урала в перспективе намечается оросить до 812 млн.га засушливых земель и обводнить пастбища на площади 13,4 млн.га [1].

Все эти мероприятия требуют обязательных предварительных оценок изменения температуры, влажности воздуха, составляющих теплового баланса подстилающей поверхности и т.п. Для проведения подобных оценок использовался метод, основанный на общеизвестном решении системы уравнений тепло- и влагопереноса в приземном слое атмосферы [4]. В качестве исходных данных использовались данные метеостанций, расположенных в исследуемом районе; результаты расчета, приведены в табл.1-3. Полученные результаты свидетельствуют о том, что изменения метеорологического режима данного района следует ожидать в том случае, если здесь будет создан орошаемый участок, протяженностью несколько километров. Расчет проведен для оптимальных условий увлажнения растительного покрова и для условий заболачивания.

Результаты расчета изменения температуры ΔT и влажности Δe под влиянием орошения и заболачивания представлены в табл.1. Сумма температур в среднем для этого района уменьшится с мая по сентябрь на 140 °С. В наиболее засушливой области это уменьшение может достигать 200 °С, а в хорошо увлажненных не превышать 70 °С.

Приведенные данные являются средними многолетними характеристиками. Характеристики отдельных лет могут заметно отличаться от средних многолетних. На рис.1 приведены значения ΔT, рассчитанные для средних многолетних условий (кривая 1), а также для условий хорошо увлажненного 1974 г. (кривая 2) и относительно засушливого 1975 г. (кривая 3). Расчет проведен по данным станций Безенчук, Перелюб, Новоузенск, Ершов, Александров-Гай и Элиста (а-е соответственно).

Помимо понижения температуры и повышения влажности воздуха, которые будут иметь место при орошении, оценивались также изменения

1607

Таблица I

Изменение температуры ΔT ($^{\circ}C$) и влажности Δe (гПа) воздуха

Станция	При орошении								При заболачивании							
	$-\Delta T$				Δe				$-\Delta T$				Δe			
	У	УI	УП	УШ	У	УI	УП	УШ	У	УI	УП	УШ	У	УI	УП	УШ
Безенчук	0,6	0,7	0,9	0,8	I,I	I,5	I,8	I,6	I,3	I,5	I,7	I,6	I,8	2,4	2,8	2,5
Нерелюб	0,4	0,8	I,I	I,I	I,0	I,6	2,I	I,8	I,2	I,6	2,0	I,9	I,8	2,5	3,0	2,7
Ершов	0,7	I,I	I,3	I,2	I,I	I,8	2,3	I,9	I,4	I,9	2,2	2,I	I,8	2,6	3,3	2,8
Новоузенск	0,7	I,2	I,5	I,4	I,2	2,0	2,4	2,I	I,4	2,0	2,4	2,2	I,9	2,8	3,4	3,I
Александров-Гай	0,7	I,3	I,5	I,4	I,2	2,0	2,4	2,2	I,4	2,I	2,4	2,3	2,0	2,9	3,4	3,I
Ростов-на-Дону	0,3	0,4	0,7	0,9	0,8	I,I	I,5	I,7	I,I	I,2	I,6	I,8	I,5	2,0	2,5	2,7
Элиста	0,5	I,0	I,4	I,4	0,9	I,5	2,0	2,0	I,3	I,8	2,3	2,3	I,6	2,3	3,0	2,9
Моздок	0,0	0,5	0,8	I,0	I,2	2,0	2,6	2,9	0,7	I,3	I,6	I,9	2,2	3,2	3,9	4,3
Кизляр	0,0	0,3	0,4	0,5	0,7	I,3	I,6	I,5	0,8	I,3	I,3	I,4	I,6	2,3	2,9	2,7

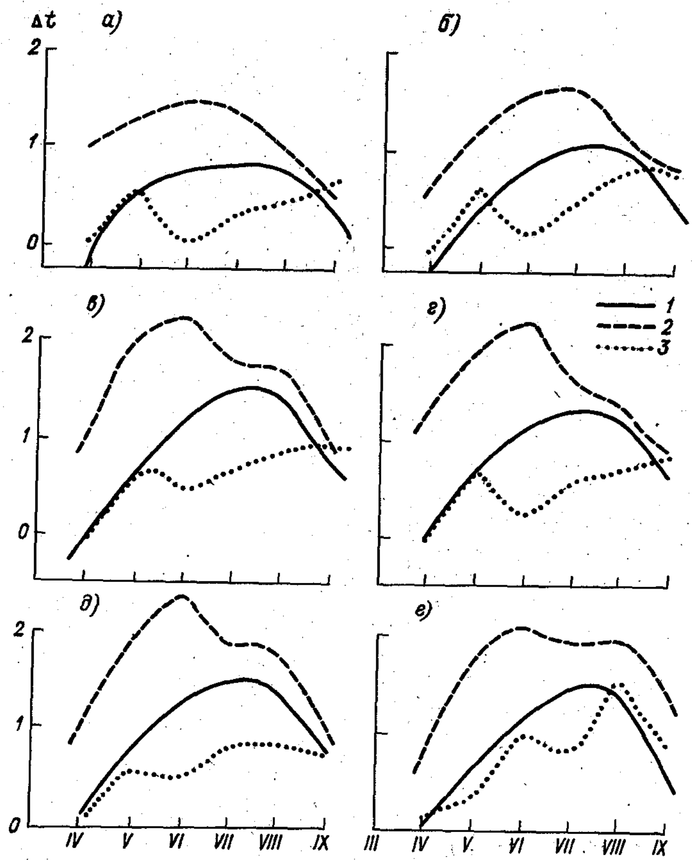


Рис.1

составляющих теплового баланса. Без правильного прогноза изменений характеристик теплового баланса при мелиорации невозможно выработать рациональный режим водопользования и оценить расход воды на орошение в новых районах. Кроме того, условие сходимости теплового баланса широко используется как одно из граничных условий при решении задач о мезо- и макромасштабных последствиях мелиоративных преобразований.

Изменение компонент теплового баланса рассчитывалось по методике, применяемой для оценки влияния орошения на метеорологический режим засушливых районов Средней Азии и Казахстана [2, 5]. При этом предполагалось, что относительная влажность на уровне шероховатости на орошаемом поле будет составлять 70 %. Рассчитанные значения изменения испарения ΔE и радиационного баланса ΔR представлены в табл.2.

Таблица 2

Изменение испарения ΔE (см/мес) и радиационного баланса ΔR (МДж/м^2) при орошении

Станция	ΔE				ΔR			
	У	УI	УП	УШ	У	УГ	УП	УШ
Безенчук	4,7	5,0	5,7	4,8	53	59	68	60
Перелюб	4,1	5,5	6,6	6,1	49	63	77	71
Ершов	5,5	6,7	7,5	6,9	58	72	86	77
Новоузенск	5,1	7,3	8,7	7,6	57	79	96	85
Александров-Гай	5,1	7,6	8,7	7,7	57	81	95	86
Элиста	5,0	7,1	8,9	8,2	52	72	90	85
Моздок	2,5	4,0	4,8	5,1	35	54	66	72
Кизляр	2,5	3,7	3,9	3,9	35	48	51	51

При расчете ΔR было принято, что для условий Поволжья альбедо подстилающей поверхности в результате орошения уменьшается на 5 %. Кроме того, увеличение радиационного баланса происходит также за счет уменьшения эффективного излучения при понижении температуры подстилающей поверхности. Как показывают эти оценки, при орошении засушливых районов бассейна Волги радиационный баланс изменится заметным образом.

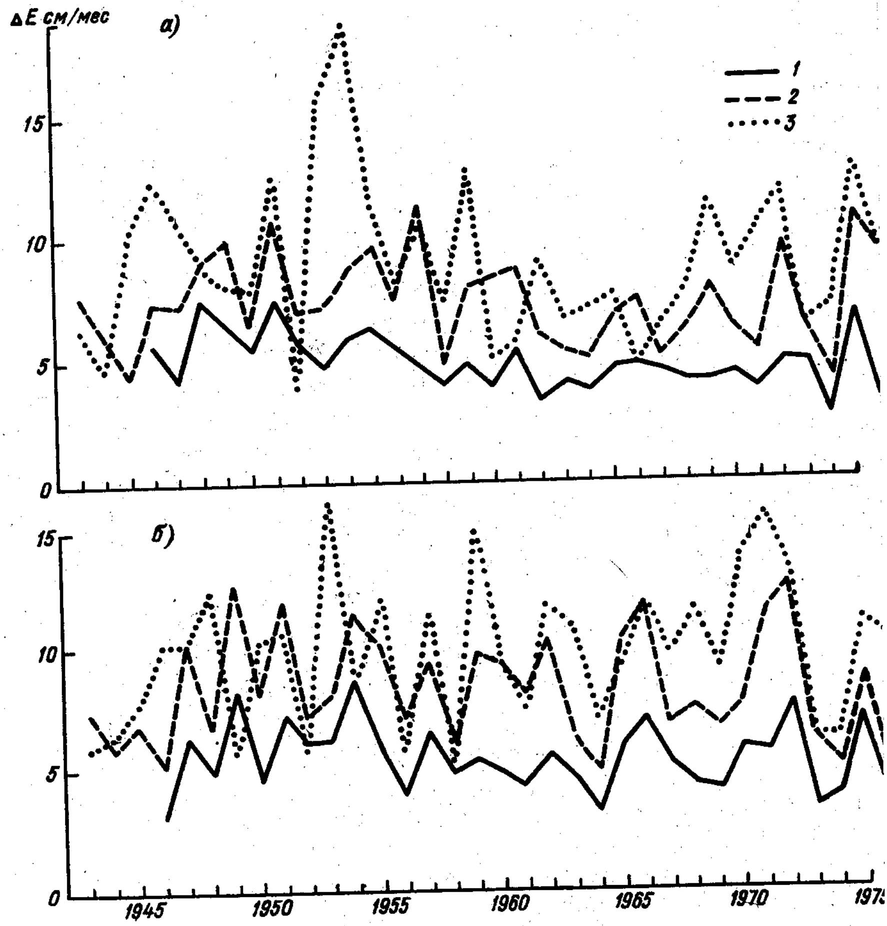
Изменение испарения на орошаемом поле оценивалось не только по средним многолетним данным о температуре, влажности воздуха и скорости ветра, но и по данным отдельных лет. На рис.2 представлены значения ΔE за период 1947-1976 гг., рассчитанные по данным станций Безенчук (кривая 1), Новоузенск (кривая 2) и Элиста (кривая 3), для июня (а) и июля (б). Как показывают данные этого рисунка, наблюдается большая междугодовая изменчивость ΔE на орошаемых полях в засушливых районах бассейна Волги.

Как видно из рисунка, на орошаемых полях в засушливых районах бассейна Волги наблюдается большая междугодовая изменчивость ΔE .

Количественная оценка междугодовой изменчивости величины ΔE проводилась для Заволжья по данным двух станций Ершов и Новоузенск. Величина $\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} (\Delta E_i - \Delta E_{ср})^2}{n}}$ (n - число лет) рассчитывалась для июня и июля за период 1960-1975 гг.

Значение σ для Заволжья оказалось выше, чем для ряда станций Средней Азии, Казахстана и Западной Сибири.

Проведенные оценки показали, что при планировании мелиоративных



ΔE см/мес
а)
1
2
3
15
10
5
0
б)
15
10
5
0
1945
1950
1955
1960
1965
1970
197

Рис.2

преобразований в бассейне Волги помимо оросительной нормы необходимо также учитывать ее междугодовую изменчивость.

Таблица 3

Станция	Июнь		Июль	
	ΔE	σ	ΔE	σ
Ершов	7,1	1,8	7,2	2,2
Новоузенск	7,6	1,7	8,4	2,3

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волков А. С., Ененко И. И. Определение поливного режима яровой пшеницы в Заволжье теплобалансовым методом.– Труды ГГИ, вып.229, 1975, с.218-226.
2. Грачева В. П., Утина З. М., Хинейко Н. П. Нормы орошения для различных климатических условий. – Труды ГГО, вып.69, 1957, с.71-76.
3. Леонов Е.А. О размещении гидрологической сети в районах интенсивного развития орошения. – Труды ГГИ, вып.229, 1975, с.72-85.
4. Утина З. М. Методика расчета изменения температуры и влажности под влиянием орошения. – В кн.: Вопросы гидрометеорологического обоснования межзонального перераспределения водных ресурсов. Л.: Гидрометеоиздат, 1981, с.147-156.
5. Утина З. М., Шехтер Ф. Н. Влияние орошения на радиационный баланс подстилающей поверхности. – Метеорология и гидрология, 1977, № 6, с.17-23.

Т.П.Кондратюк

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЗАЛИВА КАРА-БОГАЗ-ГОЛ НА ТЕМПЕРАТУРУ И ВЛАЖНОСТЬ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Залив Кара-Богаз-Гол представляет собой самую крупную в мире лагуну, отделенную от Каспийского моря песчаными косами, образующими пролив длиной приблизительно 9 км и шириной от 120 м (у истока) до 800 м (в устье). Уменьшение стока в Кара-Богаз-Гол, вызванное падением уровня Каспия, привело к сокращению площади залива с 18,3 (1930 г.) до 9,6 тыс.км^2 (1979 г.). Максимальная глубина залива уменьшилась за это время от 13 м до 3,5 м. Средняя глубина залива в настоящее время не превышает 1 м [2].

Вследствие испарения поступавшей в залив каспийской воды и "вековых" водных запасов самого залива, его вода представляет собой рапу, соленость которой достигает в среднем 300 $^o/oo$, а в отдельных районах превышает это значение [2].

После того как в начале 1980 г. залив был отделен от Каспийского моря глухой плотиной, он стал интенсивно высыхать. Появилась даже угроза его полного высыхания. В связи с этим возникла необходимость изучения особенностей гидрометеорологического режима усыхающего солевого залива и его влияния на окружающие природные условия.

Решение этой задачи осложняется тем, что район, в котором расположен залив, еще недостаточно изучен.

Для изучения влияния усыхающего залива Кара-Богаз-Гол на микроклимат окружающих его районов было проведено численное моделирование тепло- и влагопереноса в пограничном слое, с помощью квазистационарной горизонтально-неоднородной модели, разработанной Б.Г.Вагером и Е.Д.Надежиной [1]. Модель включает в себя уравнения движения и неразрывности, уравнения притока тепла и влаги и уравнение баланса кинетической энергии турбулентности с учетом адвективных и турбулентных факторов. Для замыкания системы использовались соотношения Колмогорова для коэффициента турбулентного обмена (K) и скорости диссипации турбулентной энергии в тепло (ε), выраженных через кинетическую энергию турбулентности (b) и масштаб турбулентности (ℓ). Для масштаба турбулентности использовалось выражение

$$\ell = -\varkappa c^{1/4} \frac{b/K}{\frac{\partial}{\partial z}(b/K)} \cdot \frac{1}{1+az}, \qquad (1)$$

где $\varkappa$ – постоянная Кармана; c – эмпирическая константа; a – коэффициент, имеющий размерность L^{-1} и являющийся функцией числа Россби; z – высота.

Для всех уравнений системы введены следующие допущения: рассматриваемые процессы являются стационарными; поля метеорологических характеристик однородны по оси y; продольная горизонтальная диффузия пренебрежимо мала.

Граничные условия для решения системы задавались на уровне шероховатости подстилающей поверхности ($z = z_0$) и на верхней границе пограничного слоя ($z = H$), которую считали постоянной. При расчете использовались следующие исходные данные для июля, когда имеют место заметные контрасты между сушей и водой.

	T °C	q °/oo	V_g °/oo	м/с
H = 3 км	12	6		6
Залив	24	15,8	300	
Море	20	14,5	15	
Суша	34	6,8		

(T, q – температура и массовая доля водяного пара соответственно; V_g – геострофический ветер, S – соленость воды, H – высота пограничного слоя атмосферы.)

Расчет проводился при условии восточного направления ветра. Протяженность залива принималась равной 100 км, ширина моря 300 км, отрезок суши между ними – 10 км.

Расчет трансформации воздушной массы проводился для двух вариантов: 1) воздушная масса с суши переходит на залив, затем пересекает 10-км участок суши между заливом и морем и переходит на море; 2) произошло полное высыхание залива; воздушная масса с суши непосредственно переходит на море.

Для этих двух вариантов исследовался профиль температуры и массовой доли водяного пара над морем на расстоянии 50 км от наветренного берега. Анализ численного эксперимента показывает, что профили температуры над морем для первого и второго случая мало отличаются друг от друга.

Анализируя профили массовой доли водяного пара для двух случаев, следует отметить, что в нижних слоях они существенно не отличаются друг от друга, а на больших высотах наблюдаются большие различия. Максимальные расхождения составляют 1 гПа и имеют место на высотах 100–150 м.

При отсутствии залива воздушная масса, пройдя над морем расстояние в 50 км, трансформируется до высоты 1 км, а при наличии залива трансформацией охвачен весь трехкилометровый слой воздуха. Это объясняется тем, что, интенсивно испаряя, залив насыщает проходящую над ним сухую воздушную массу большим количеством влаги, которая в

I км продолжает несколько увеличиваться за счет перераспределания путем турбулентного перемешивания влаги, выносимой с залива. Кривая 5 характеризует распределение влажности на границе суша-море.

Кривые 6 и 7 отражают процесс трансформации воздушной массы на расстоянии I0 и 50 км над морем соответственно.

Результаты численного эксперимента позволяют проанализировать перераспределение атмосферной влаги за счет адвективного турбулентного и вертикального упорядоченного влагопереноса.

На рис.2 представлено вертикальное распределение безразмерного значения турбулентного потока влаги при прохождении воздушной массы над горизонтально-неоднородной подстилающей поверхностью. Кривые отражают турбулентный поток влаги на наветренном берегу (кривая I), на расстояниях I0, 50 и I00 км над заливом (кривые 2, 3, 4 соответственно), над небольшим отрезком суши, разделяющим залив от моря, а именно на расстоянии 5 и I0 км (кривые 5, 6) и на расстоянии I00 км над морем (кривая 7). Анализ рисунка показывает, что при поступлении сухой и более теплой воздушной массы с побережья на поверхность залива, в нижних слоях атмосферы происходит резкое увеличение турбулентного потока влаги, которое на расстоянии I0 км прослеживается до высоты 300-400 м. По мере продвижения воздушной массы над заливом в приземном слое атмосферы турбулентный поток влаги уменьшается. Еще более резкие изменения претерпевают вертикальный профиль величины при прохождении воздушной массы над поверхностью суши после прохождения залива. При переходе на сушу вертикальный турбулентный поток у земли меняет знак, а с высотой быстро увеличивается, достигая максимума на высоте около I50 м. По мере продвижения воздушной массы над сушей абсолютная величина максимума уменьшается, а уровень, на котором наблюдается этот максимум постепенно перемещается на большие высоты.

При переходе с суши на море увеличение влажности на поверхности приводит к росту испарения.

Для оценки влияния залива Кара-Богаз-Гол на влагообмен в пограничном слое атмосферы рассчитывались следующие составляющие баланса атмосферной влаги.

I. Испарение с полосы шириной I м и длиной X_1

$$E_0 = -\int\limits_{X_0}^{X_1} K\rho \frac{dq}{dz}\, dx. \qquad z = z_0$$

результате перемешивания попадает на большие высоты, а море затем стимулирует уже начавшийся процесс выноса влаги.

На рис.I представлено распределение массовой доли водяного пара при прохождении воздушной массы над поверхностями, имеющими различный режим увлажнения.

Сухая воздушная масса с прилегающих к заливу пустынных территорий (кривая I), попадая на поверхность залива, начинает интенсивно насыщаться влагой сначала в приземном, а затем и в пограничном слое

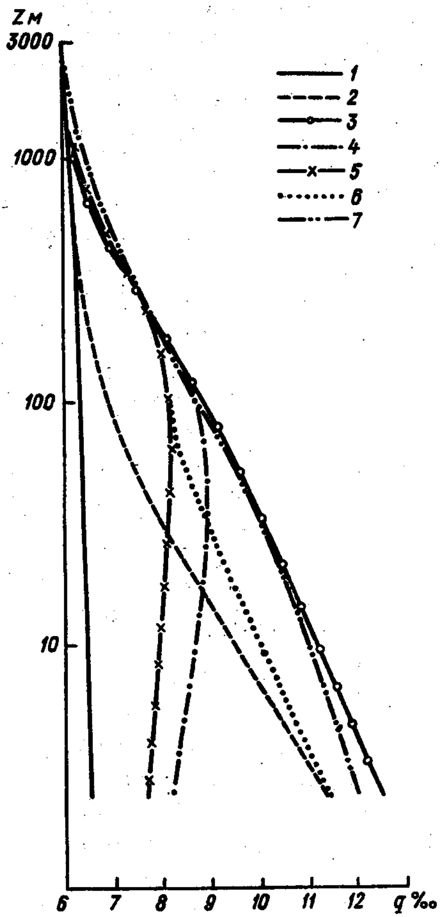


Рис.I.

атмосферы. Преодолев I0 км воздушная масса трансформировалась до высоты 400 м (кривая 2). К концу прохождения залива, трансформацией охвачен слой более I км (кривая 3). Пройдя залив, воздушная масса попадает на небольшой участок суши, массовая доля водяного пара которого на 9 ‰ меньше, чем над заливом. Начинает происходить вторичная трансформация, которая на расстоянии 5 км от залива распространяется по высоте до I50 м (кривая 4). По мере удаления от залива влажность воздуха в нижних слоях атмосферы интенсивно уменьшается, а на высотах от 500 м до

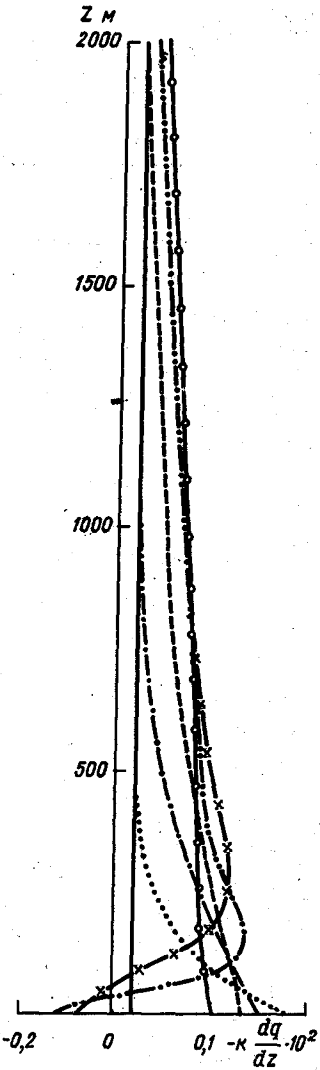


Рис.2

2. Вертикальный турбулентный поток влаги на высоте в пределах пограничного слоя атмосферы

$$E_z = -\int_{x_0}^{x_1} K\rho \frac{dq}{dz} dx.$$

3. Изменение влагосодержания столба воздуха высотой z_1 и протяженностью x_1, за счет притока влаги путем вертикального турбулентного влагообмена

$$\Delta_E = E_0 - E_z.$$

4. Изменение влагосодержания столба воздуха высотой z_1 за счет изменения горизонтального переноса влаги над полосой протяженностью x_1 и шириной 1 м

$$\Delta_u = \int_{z_0}^{z_1} u\rho q\, dz \Big|_{x=x_0} - \int_{z_0}^{z_1} u\rho q\, dz \Big|_{x=x_1}.$$

5. Изменение влагосодержания столба воздуха высотой z_1 и протяженностью x_1, за счет упорядоченных вертикальных движений

$$\Delta_w = -\int_{x_0}^{x_1} w\rho q\, dx \Big|_{z=z_1}.$$

Здесь K – коэффициент турбулентного обмена, ρ – плотность воздуха, z_0 – уровень шероховатости, u, w – составляющие скорости ветра. Остальные обозначения прежние.

В этих обозначениях уравнение баланса атмосферной влаги можно записать в виде

$$\Delta_E + \Delta_u + \Delta_W = 0$$

Расчет проводился для слоев 400 м и 1 км над морской поверхностью протяженностью 100 км с учетом (1) и без учета (2) залива (табл.)

Таблица

Составляющие баланса атмосферной влаги

$z_м$		E_0	E_z	Δ_E	Δ_u	Δ_w
400	1	-0,0338	-0,0274	-0,0064	-0,00866	-0,00233
	2	-0,0421	-0,0170	-0,0251	0,03217	-0,00765
1000	1	-0,0338	-0,0213	-0,0125	0,0132	-0,0011
	2	0,0421	-0,0078	-0,0343	0,0500	-0,0158

Анализ полученных данных показывает, что наличие залива заметным образом меняет составляющие баланса атмосферной влаги. В первом случае на море поступает воздушная масса более насыщенная влагой, суммарный влагоперенос ($\int\limits_{z_0}^{z_1} u\rho q dz \Big|_{x=x_0}$) которой на 30 % больше, чем во втором случае. Увеличение влаги верхних слоев приводит к уменьшению испарения над морем и к увеличению вертикального выноса влаги в верхней части пограничного слоя путем турбулентного влагообмена и упорядоченными вертикальными токами.

Проведенный численный эксперимент с горизонтально-неоднородной моделью пограничного слоя позволил провести анализ перераспределения тепла и влаги в пограничном слое атмосферы под влиянием залива Кара-Богаз-Гол и показал, что полное его высыхание изменит баланс атмосферной влаги окружающей территории и изменит распределение температуры и влажности над морем на расстоянии до 100 км.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вагер Б. Г., Надежина Е. Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. - Л.: Гидрометеоиздат, 1979. - 136 с.
2. Воропаев Г. В., Косарев А. Н. О современных проблемах Каспийского моря. - Природа, 1981, № 1, с.61-73.

М.Н.Яккер, В.Б.Вальковский

АНАЛИЗ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ПОГРЕШНОСТИ ГРАДИЕНТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОДНОГО ДАТЧИКА

При оценке погрешности градиентных измерений с помощью двух датчиков, установленных на двух заданных высотах, необходимо учитывать аппаратурную погрешность, обусловленную главным образом неидентичностью и нестабильностью параметров используемых датчиков /I/. Обеспечение требуемой идентичности и стабильности параметров датчиков еще более осложняется при проведении профильных измерений.

Уменьшения аппаратурной погрешности можно достичь используя для измерений градиентов или профилей один я тот же датчик, измеряющий поочередно метеоэлемент на заданных уровнях. При этом, однако, необходимо учитывать возможное увеличение статистической погрешности за счет асинхронности получаемых результатов измерений.

В /I/ рассмотрен один из алгоритмов для получения оценки градиента с помощью одного датчика. Последовательность работы датчика показана на рис.I. По оси ординат отложена высота, на которой производятся измерения, а по оси абсцисс – текущее время.

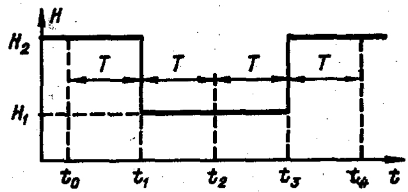


Рис.I.

Очевидно, что $t_4 = t_3 + T = t_2 + 2T = t_1 + 3T = t_0 + 4T$, где Т – интервал времени для получения оценки значения концентрации примеси $\bar{q}$ на одной из высот. (Здесь и далее черта сверху означает операцию математического осреднения.)

Для получения среднего значения концентрации примеси на каждой высоте выходной сигнал датчика сглаживается измерительным устройством. Из рис.I видно, что в моменты времени t_1 и t_4 мы получаем на выходе измерительного устройства сигналы $U_2(t_1)$ и $U_2(t_4)$, дающие оценку $\bar{q}$ на высоте H_2, а в моменты времени t_2 и t_3 – $U_1(t_2)$ и $U_1(t_3)$, дающие оценку $\bar{q}$ на высоте H_1.

В соответствии с алгоритмом вычислений на выходе устройства обработки получаем величину

$$\Delta U(\xi) = \frac{1}{2}\left[U_2(t_1) - U_1(t_2) - U_1(t_3) + U_2(t_4)\right], \qquad (I)$$

представляющую собой оценку градиента $\Delta\bar{q}(\xi)$, где ξ – момент времени, на который мы относим полученную оценку.

Выражение для погрешности измерений можно записать так

$$\Delta = \Delta u(\xi) - \overline{\Delta q}(\xi) \tag{2}$$

Целью настоящей статьи является анализ и оценка статистической погрешности измерений. Поэтому погрешностью измерительного и вычислительного устройств, а также погрешностью, обусловленной нестабильностью параметров датчика, пренебрегаем.

Учитывая стохастическую природу измеряемых величин и погрешности измерений, запишем соотношения для математического ожидания (или систематической погрешности) и для среднеквадратичной погрешности измерений. Систематическую погрешность измерений определим из (2) как

$$\overline{\Delta} = \Delta_m = \overline{\Delta u}(\xi) - \overline{\Delta q}(\xi) \quad , \tag{3}$$

а для среднеквадратичной погрешности получим

$$\varepsilon = \left[\overline{\Delta^2}\right]^{1/2} = \left[\overline{\Delta}^2_{сл} + \Delta^2_m\right]^{1/2}. \tag{4}$$

Используя представление $\Delta u(\xi) = \overline{\Delta u}(\xi) + \Delta \dot{u}(\xi)$, где $\overline{\Delta u}(\xi)$ - математическое ожидание, а $\Delta \dot{u}(\xi)$ - случайная компонента $\Delta u(\xi)$, получим выражение для дисперсии погрешности $\overline{\Delta^2_{сл}}$

$$\overline{\Delta^2_{сл}} = \overline{\left[\Delta \dot{u}(\xi)\right]^2} \quad . \tag{5}$$

Рассмотрим отдельно каждую из составляющих погрешности измерений. При анализе для определенности будем считать, что $q_1(t)$ и $q_2(t)$ представляют собой нестационарные случайные процессы со стационарными приращениями, стационарно связанные и обладающие свойством обобщенной текущей эргодичности [2], т.е. будем считать, что эти процессы относятся к случайным процессам с медленной нестационарностью.

Связь между напряжением на выходе измерительного устройства $u(t)$ и измеряемой величиной $q(t)$ может быть задана через интеграл свертки. При этом, так как измерительное устройство должно обладать памятью, необходимо учесть начальные условия. Тогда

$$u(t_i) = y(t_i) + \beta u(t_i - T), \tag{6}$$

где $\beta = h(T)/h(0)$, $h(x)$ - переходная функция измерительного устройства, а

$$y(t_i) = \int_0^T q(t_i - x)\, h(x)\, dx \quad . \tag{6а}$$

Соотношение (6а) определяет значение выходного напряжения устройства при нулевых начальных условиях. После подстановки (6) в (I), полагая $\beta < 1$ и пренебрегая слагаемыми, содержащими β^K при $K > 1$, получим

$$\Delta U(\xi) = \frac{1}{2}\left[y_2(t_4) + y_2(t_1)(1-\beta) - y_1(t_2)(1+\beta) - y_1(t_3)(1-\beta) + y_2(t_0)\beta\right]. \tag{7}$$

Отметим, что процесс измерения предполагается установившимся (измерения начались задолго до момента t_0). Однако, как показывает дальнейший анализ, учет начальных условий незначительно влияет на погрешность измерений.

Если записать $y_2(t_0) = y_2(t_4) \pm \delta y$, полагая $\delta y \ll y_2(t_4)$ то для $\Delta U(\xi)$ окончательно получим

$$\Delta U(\xi) = \frac{1}{2}\left[y_2(t_4)(1+\beta) + y_2(t_1)(1-\beta) - y_1(t_2)(1+\beta) - y_1(t_3)(1-\beta)\right] \tag{8}$$

Очевидно, что при нулевых начальных условиях (например, при принудительной установке измерительного устройства в исходное положение перед началом очередного измерения и пренебрежении инерционностью датчика) $\beta = 0$ и

$$\Delta U(\xi) = \frac{1}{2}\left[y_2(t_4) + y_2(t_1) - y_1(t_2) - y_1(t_3)\right]. \tag{8а}$$

Систематическая погрешность с учетом (3) и (8) будет равна

$$\Delta_m = \int_0^T \left\{\frac{1}{2}\left[\bar{q}_2(t_4 - x) + \bar{q}_2(t_1 - x)\right] - \frac{1}{2}\left[\bar{q}_1(t_2 - x) + \bar{q}_1(t_3 - x)\right]\right\} h(x)\, dx -$$
$$- \overline{\Delta q}(\xi) + \beta \int_0^T \frac{1}{2}\left\{\left[\bar{q}_2(t_4 - x) - \bar{q}_2(t_1 - x)\right] - \left[\bar{q}_1(t_2 - x) - \bar{q}_1(t_3 - x)\right]\right\} h(x)\, dx. \tag{9}$$

Заметим, что слагаемые в квадратных скобках в первом интеграле выражения (9) представляют собой значения $\bar{q}_2^{\,ЛИ}(\xi_1 - x)$ и $\bar{q}_1^{\,ЛИ}(\xi_2 - x)$, линейно интерполированные на середины интервалов времени $[t_1 - x,\ t_4 - x]$ и $[t_2 - x,\ t_3 - x]$ соответственно. Очевидно, что $\xi_1 = \xi_2 = t_0 + 2{,}5\,T$. Выбирая $\xi = \xi_1 = \xi_2$, выражение, стоящее под знаком второго интеграла в (9), преобразуем с учетом предыдущего замечания

$$\frac{1}{2}\left[\bar{q}_2(t_4 - x) - \bar{q}_2(t_1 - x)\right] - \frac{1}{2}\left[\bar{q}_1(t_2 - x) - \bar{q}_1(t_3 - x)\right] =$$

$$=\left[\bar{q}_2^{\text{ЛИ}}(\xi-\varkappa)-\bar{q}_1^{\text{ЛИ}}(\xi-\varkappa)\right]-\left[\bar{q}_2(t_1-\varkappa)-\bar{q}_1(t_3-\varkappa)\right] \leqslant \overline{\Delta q}^{\text{ЛИ}}(\xi-\varkappa).$$

Последнее неравенство можно записать, учитывая, что выражения в квадратных скобках имеют одинаковый знак и полагая, что они не меняют его за время одного измерения (4Т). Тогда как оценку сверху получим

$$\Delta_m \leqslant (1+\beta)\int_0^T \overline{\Delta q}^{\text{ЛИ}}(\xi-\varkappa)h(\varkappa)d\varkappa-\overline{\Delta q}(\xi). \tag{10}$$

Представим $\overline{\Delta q}^{\text{ЛИ}}$ через $\bar{q}_2$ и $\bar{q}_1$, разложив их в ряд Тейлора относительно точки ξ. Ограничившись тремя членами разложения, получим

$$\Delta_m \leqslant (1+\beta)\int_0^T\left[\overline{\Delta q}(\xi)-\overline{\Delta q}'(\xi)\varkappa+\overline{\Delta q}''(\xi)\frac{\varkappa^2+2{,}25\,T^2}{2}\right]h(\varkappa)d\varkappa-\overline{\Delta q}(\xi) \tag{11}$$

или для оценки Δ_m сверху

$$\Delta_m \leqslant \Delta_{m0}+\Delta_{m1}+\Delta_{m2}, \tag{12}$$

где

$$\Delta_{m0}=\overline{\Delta q}_{max}\left[(1+\beta)\int_0^T h(\varkappa)d\varkappa-1\right], \tag{12а}$$

$$\Delta_{m1}=-\overline{\Delta q}'_{max}(1+\beta)\int_0^T \varkappa h(\varkappa)d\varkappa, \tag{12б}$$

$$\Delta_{m2}=\overline{\Delta q}''_{max}\frac{1+\beta}{2}\int_0^T(\varkappa^2+2{,}25\,T^2)h(\varkappa)d\varkappa \tag{12в}$$

Величину $\overline{\Delta^2_{сл}}$ можно оценить, подставив в (5) выражение для $\Delta\dot{U}(\xi)$, например, (8). Учитывая предположение о характере измеряемых случайных процессов, после очевидных преобразований получим

$$\overline{\Delta^2_{сл}}=\frac{1}{2}(1+\beta^2)\int_0^T\int_0^T\left[R_2(\tau-\varkappa)+R_1(\tau-\varkappa)\right]h(\varkappa)h(\tau)d\varkappa\,d\tau+$$

$$+\frac{1}{4}(1-\beta^2)\int_0^T\int_0^T\Big[R_2(3T+\tau-\varkappa)+R_2(3T-\tau+\varkappa)+R_1(T+\tau-\varkappa)+$$

$$+R_1(T-\tau+\varkappa)\Big]\,h(\varkappa)h(\tau)d\varkappa\,d\tau-$$

$$-\frac{1}{2}(1+\beta^2)\int_0^T\int_0^T\left[C_{12}(2T+\tau-\varkappa)+C_{12}(2T-\tau+\varkappa)\right]h(\varkappa)h(\tau)\,d\varkappa\,d\tau-$$

$$-\frac{1}{2}(1-\beta^2)\int_0^T\int_0^T\left[C_{12}(T+\tau-\varkappa)+C_{12}(T-\tau+\varkappa)\right]h(\varkappa)h(\tau)\,d\varkappa\,d\tau-$$

$$-\beta\int_0^T\int_0^T\left[M_{12}(2T+\tau-\varkappa)+M_{12}(2T-\tau+\varkappa)\right]h(\varkappa)h(\tau)\,d\varkappa\,d(\tau), \tag{13}$$

где C_{12} и M_{12} – четная и нечетная компоненты взаимокорреляционной функции R_{12}.

Анализируя выражение (13), можно сделать следующие заключения:

а) полагая $\beta < 1$, последним слагаемым можно пренебречь; б) по сравнению с первым слагаемым все остальные слагаемые малы, учитывая аргументы входящих в них корреляционных функций и полагая, что время T больше интервала корреляции. Поэтому запишем для $\overline{\Delta^2_{сл}}$ приближенную оценку, которая будет для нее оценкой сверху

$$\overline{\Delta^2_{сл}} \leqslant \frac{1+\beta^2}{2}\int_0^T\int_0^T\left[R_2(\tau-\varkappa)+R_1(\tau-\varkappa)\right]h(\varkappa)h(\tau)\,d\varkappa\,d\tau.$$

Вводя новые переменные интегрирования и учитывая четность автокорреляционных функций, после преобразований получим

$$\overline{\Delta^2_{сл}} \leqslant (1+\beta^2)\int_0^T\left[R_2(\tau)+R_1(\tau)\right]b(\tau)\,d\tau, \tag{14}$$

где множитель $(1+\beta^2)$ учитывает влияние ненулевых начальных условий, а

$$b(\tau)=\int_\tau^T h(\varkappa)\,h(\varkappa-\tau)\,d\varkappa \tag{15}$$

– весовая функция, которая определяется свойствами измерительного устройства. Таким образом, для среднеквадратичной погрешности ε с учетом (4) получим

$$\varepsilon \leqslant \left[(1+\beta^2)\int_0^T\left[R_2(\tau)+R_1(\tau)\right]b(\tau)\,d\tau+\Delta_m^2\right]^{1/2}, \tag{16}$$

где Δm определяется выражением (12).

Если измерительное устройство представляет собой инерционное звено первого порядка, т.е. $h(\varkappa)=\exp(-\varkappa/T_и)$, где $T_и$ – постоянная времени инерционного звена, то

$$b(\tau)=\frac{1}{2T_и}\left[\exp\left(-\frac{\tau}{T_и}\right)-\exp\left(\frac{\tau}{T_и}-\frac{2T}{T_и}\right)\right]. \qquad (17)$$

Для расчета погрешности измерений при заданных параметрах измерительного устройства или для выбора оптимальных параметров измерительного устройства, обеспечивающих значение погрешности, не превышающие заданное, необходимо задать вид корреляционных функций $R_1(\tau)$ и $R_2(\tau)$, а также оценить их параметры и величины $\overline{\Delta q}_{max}$, $\overline{\Delta q}'_{max}$ и $\overline{\Delta q}''_{max}$.

Для примера рассмотрим случай, когда $R_1(\tau)$ и $R_2(\tau)$ описываются экспоненциальной зависимостью, т.е. $R_1(\tau)=D_1\exp(-\gamma_1\tau)$ и $R_2(\tau)=D_2\exp(-\gamma_2\tau)$. Тогда для ε с учетом (17) получим

$$\varepsilon=\left\{\left[\frac{D_1}{2}\left(\frac{1}{p_1+1}-\frac{1}{p_1-1}e^{-2S}+\frac{2}{p_1^2-1}e^{-S(p_1+1)}\right)+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\frac{D_2}{2}\left(\frac{1}{p_2+1}-\frac{1}{p_2-1}e^{-2S}+\frac{2}{p_2^2-1}e^{-S(p_2+1)}\right)\right](1+e^{-2S})+\Delta_m^2\right\}^{1/2}, \qquad (18)$$

где $p_1=\gamma_1 T_и$, $p_2=\gamma T_и$ и $S=T/T_и$, а выражения для составляющих систематической погрешности Δ_m , определяемой выражением (12), учитывая вид $h(\varkappa)$, можно записать

$$\Delta_{m_0}=-\overline{\Delta q}_{max}\,e^{-2S}, \qquad (19)$$

$$\Delta_{m1}=-\overline{\Delta q}'_{max}\,T_и\left[1-(1+S)e^{-S}\right](1+e^{-S}), \qquad (20)$$

$$\Delta_{m2}=\overline{\Delta q}''_{max}\,\frac{T_и^2}{2}\left[2+2{,}25S^2-(3{,}25S^2+2S+2)e^{-S}\right](1+e^{-S}). \qquad (21)$$

Множители $(1+\beta^2)=(1+e^{-2S})$ и $(1+\beta)=(1+e^{-S})$ в выражениях (18), (20) и (21) учитывают влияние начальных условий на погрешность измерений. Выражения для систематической и среднеквадратичной погрешности при нулевых начальных условиях легко получить, положив в (18), (20) и (21) $\beta=0$.

Из рассмотрения полученных для Δ_m и ε выражений можно сделать следующие выводы.

1. Систематическая погрешность Δ_m не равна нулю при любом конечном значении Т (при $T_и\neq 0$). Однако при больших значениях

S (больших T или малых $T_и$) влияние величины Δ_{m0} становится пренебрежимо малым, а величина Δ_{m1} асимптотически стремится к величине $-\overline{q}'_{max} \cdot T_и$. Таким образом, при больших значениях S $(S \geqslant 3)$ можно уменьшить суммарную погрешность, если относить получаемую оценку ΔU не к моменту времени ξ , а к моменту времени $(\xi - \Delta t)$. При этом нетрудно показать, что при $S \to \infty$, $\Delta t \to T_и$.

2. Для величин T и $T_и$ могут быть получены оптимальные значения, обеспечивающие минимум среднеквадратичной погрешности ε , причем оптимальные значения T и $T_и$, определяемые для нулевых и не нулевых условий, несколько различаются между собой.

Очевидно, что при больших значениях S , $\beta \ll 1$, поэтому влиянием начальных условий на погрешность измерений можно пренебречь. Результаты расчетов оптимальных значений T и $T_и$ при различных параметрах измеряемых процессов, а также значения среднеквадратичной погрешности ε в соответствии с (18) приведены в таблице. На рис.2 построена зависимость погрешности измерений ε от выбираемой величины $T_и$ и отношения $T/T_и$ для одного из вариантов расчета

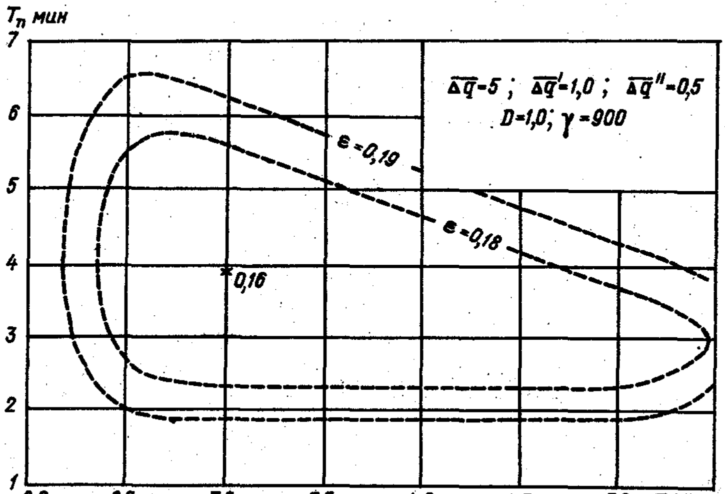


Рис.2.

Как видно из рис.2, функция ε ($T_и$, T) имеет довольно пологий оптимум, что позволяет снизить требования к стабильности выбираемых величин T и $T_и$.

Интересно сравнить величину статистической погрешности для рассмотренного выше метода с погрешностью обычного градиентного мето-

Таблица

$\overline{\Delta q}_{max}$ [q]	$\overline{\Delta q}'_{max}$ [q/r]	$\overline{\Delta q}''_{max}$ [q/r^2]	D [q^2]	γ r^{-1}	Метод измерения одним датчиком				Градиентный метод	
					Начальные условия	ε [q]	$T_и$ опт мин	T мин	ε_1 [q]	$T_и$ опт мин
2,0	0,5	0,0	I,0	900	=0 ≠0	0,III 0,II2	6,7 6,7	20 23,3	0,I42	9,7
2,0	I,0	0,0	I,0	900	= 0 ≠ 0	0,I34 0,I37	5,7 5,3	I4,3 I6,0	0,I79	6,3
2,0	0,5	0,5	I,0	900	= 0 ≠ 0	0,I32 0,I35	5,3 5,I	I3,3 I2,7	0,I49	8,7
2,0	0,0	0,5	I,0	900	= 0 ≠ 0	0,II4 0,II6	6,7 6,5	I6,7 I6,3	0,097	I7,3
2,0	I,0	0,5	0,5	900	= 0 ≠ 0	0,II7 0,I20	3,6 3,5	9,0 8,7	0,II4	4,7
2,0	I,0	0,5	I,0	900	= 0 ≠ 0	0,I48 0,I52	4,3 4,3	I0,7 I0,7	0,I82	6,0
2,0	I,0	0,5	I,0	I800	= 0 ≠ 0	0,II7 0,I20	3,6 3,5	9,0 8,7	0,I45	4,8
2,0	I,0	0,5	I,0	450	= 0 ≠ 0	0,I87 0,I92	5,9 5,3	II,7 I3,3	0,230	7,3
5,0	I,0	0,5	I,0	900	= 0 ≠ 0	0,I55 0,I60	4,0 3,9	I2,0 II,7	0,I82	6,0
5,0	I,0	0,5	I,0	I800	= 0 ≠ 0	0,I20 0,I25	3,2 3,0	I2,0 II,7	0,I45	4,8
5,0	I,0	0,5	I,0	450	= 0 ≠ 0	0,I95 0,200	4,8 4,8	I4,4 I4,4	0,230	7,3

да измерения двумя датчиками. При этом будем считать, что оба датчика, установленные на двух фиксированных высотах, включаются в мостовую схему, выходной сигнал которой, представляющий собой разность выходных сигналов датчиков, усиливается и сглаживается измерительным устройством. Инерционностью датчиков при таком рассмотрении будем пренебрегать.

Тогда для сигнала на выходе измерительного устройства можно записать

$$\Delta U(t) = \int_0^\infty \Delta q(t-\tau)\, h(\tau)\, d\tau .$$

Запишем выражения для составляющих среднеквадратичной погрешности, используя допущение о характере измеряемых процессов, сделанное выше. Тогда, аналогично (14), получим

$$\overline{\Delta^2_{сл}} = 2\int_0^\infty \left[R_2(\tau) + R_1(\tau) - 2C_{12}(\tau)\right] b_1(\tau)\, d\tau , \tag{22}$$

где

$$b_1(\tau) = \int_0^\infty h(x)\, h(x-\tau)\, dx \tag{23}$$

– весовая функция, определяемая свойствами измерительного прибора. Приближенно можно записать

$$\overline{\Delta^2_{сл}} \leqslant 2\int_0^\infty \left[R_2(\tau) + R_1(\tau)\right] b_1(\tau)\, d\tau . \tag{24}$$

Для систематической погрешности получим

$$\Delta_m = \int_0^\infty \overline{\Delta q}(t-\tau)\, h(\tau)\, d\tau - \overline{\Delta q}(t) .$$

Разлагая $\overline{\Delta q}(t-\tau)$ в ряд Тейлора относительно точки t получим по аналогии с (12а,б,в)

$$\Delta_m \leqslant \Delta_{m0} + \Delta_{m1} + \Delta_{m2} , \tag{25}$$

где

$$\Delta_{m0} = \overline{\Delta q}_{max} \left[\int_0^\infty h(\tau)\, d\tau - 1\right] , \tag{25а}$$

$$\Delta_{m1} = -\overline{\Delta q}'_{max} \int_0^\infty \tau h(\tau)\, d\tau , \tag{25б}$$

$$\Delta_{m2} = \frac{\overline{\Delta q}''_{max}}{2} \int_0^\infty \tau^2 h(\tau) d\tau. \qquad (25в)$$

Для измерительного устройства, представляющего собой инерционное звено первого порядка, задаваясь видом корреляционных функций $R_1(\tau)$ и $R_2(\tau)$, по аналогии с (18), получим

$$\varepsilon_1 = \left[\left(\frac{D_1}{\rho_1+1} + \frac{D_2}{\rho_2+1} \right) + \left(\overline{\Delta q}'_{max} T_n + \overline{\Delta q}'_{max} T_n^2 \right)^2 \right]^{1/2} . \qquad (26)$$

Анализ выражения (26) показывает, во-первых, что погрешность измерений можно уменьшить, если отнести полученную оценку ΔU к моменту времени $(t - \Delta t)$, где $\Delta t = T_n$; во-вторых, что существует оптимальное значение ρ (или T_n), при котором величина ε_1 минимальна.

Результаты расчетов оптимальной величины T_n и среднеквадратичной погрешности ε_1 в соответствии с (26) приведены в указанной выше таблице. Как видно из таблицы, значения среднеквадратичных погрешностей обоих методов согласуются.

При оценке возможности использования предлагаемого метода градиентных измерений с помощью одного датчика следует также учитывать, что в этом случае существенно уменьшается аппаратурная погрешность /1/. Кроме того, при этом можно применять такие типы датчиков, использование которых в дифференциальной схеме измерений не представляется возможным (например, электролитические подогревные гигрометры и гигрометры точки росы при определении влажности воздуха).

Аналогичным образом могут проводиться и измерения профилей метеоэлементов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вальковский В.Б., Каганов М.А., Яккер М.Н. О погрешности градиентных измерений метеорологических элементов с использованием одного прибора. - В кн.: Приборы и устройства контроля параметров среды обитания растений. М., 1980, с.78-83.

2. Котюк А.Ф., Цветков Э.И. Спектральный и корреляционный анализ нестационарных случайных процессов. - М.: изд. Комитета стандартов, мер и измерительных приборов при СМ СССР, 1970. - 97 с.

Б.Н.Егоров, С.П.Малевский-Малевич,
В.И.Шишкин

ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ БАЛАНСЕ ОКЕАНИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ПЕРВОМ ПОЛИГОНЕ ЭКСПЕДИЦИИ МОНЭКС (ЗИМНИЙ)

Исследование энергетического взаимодействия океан-атмосфера является одним из важнейших разделов комплексных программ по изучению Мирового океана. Для создания физически обоснованных моделей общей циркуляции атмосферы и теории климата необходима подробная временная и пространственная детализация процессов энергообмена океана с атмосферой. Возможность такой детализации обусловливается как постановкой крупных наблюдательных программ, позволяющих получить в нужном объеме исходную информацию, так и значительными успехами в разработке осовременных расчетных схем, позволяющих характеризовать интенсивность переноса энергии в различных условиях.

В экспедиции МОНЭКС (зимний) группа ГГО проводила работы по определению количественных характеристик динамического и теплового взаимодействия в соответствии с программой, аналогичной реализованным ранее программам АТЭП (1972 и 1974 гг.), "Тайфун" (1975 и 1978 гг.), "Муссон" (1977 г.), а также программам, реализованным в отдельных рейсах НИС /4/. В данной работе приводятся основные результаты, полученные на первом этапе экспедиций на полигоне в Южно-Китайском море за период 6-28 декабря 1978 г. Для расчетов использованы данные наблюдений судов НИСП "Прилив" (7° с.ш., 109°в.д.), НИС "Академик Королев" (4° с.ш., 111° в.д.) и НИС "Академик Ширшов" (7° с.ш., 113° в.д.). Основные процессы динамического и теплового взаимодействия океана и атмосферы характеризуются следующими величинами: динамической скоростью, определяющей интенсивность турбулентного обмена количеством движения между океаном и атмосферой, турбулентными потоками тепла и водяного пара на поверхности океана и радиационным балансом.

Для определения турбулентных потоков использовались известные соотношения:

$$v_* = \sqrt{C_u}\, U , \qquad (1)$$

$$H = c_p\, \rho\, C_\theta U (t_0 - t_a) , \qquad (2)$$

$$LE = L \rho C_\theta U (q_0 - q_a) , \qquad (3)$$

где v_* - динамическая скорость,
H - турбулентный поток тепла;
LE - затраты тепла на турбулентный перенос влаги;
U - скорость ветра;

t_0 – температура поверхности воды;
t_a – температура воздуха;
q_0 – массовая доля влаги при насыщении;
q_a – массовая доля влаги;
C_p и ρ – теплоемкость и плотность воздуха;
C_u – коэффициент сопротивления;
C_θ – коэффициент тепло- и влагообмена;
L – скрытая теплота испарения.

Для определения коэффициентов C_u и C_θ использовалась расчетная методика, разработанная в ГГО, основные принципы которой изложены в /2/. Расчетные формулы этой методики затабулированы и приведены в последнем издании работы /9/.

В связи с тем, что значения коэффициентов C_u и C_θ меняются в зависимости от высоты, величины U, t_a и q_a необходимо приводить к стандартной высоте 10 м (величины t_a и q_a измерялись на уровне, близком к стандартному и поэтому приведения не требуют). Приведение значения U выполнялось с помощью параметра $\Delta T_{эф}$, определяющего стратификацию плотности приводного слоя воздуха /2/ ($\Delta T_{эф} = \Delta t + 0{,}11\,\Delta e$, где $\Delta t = t_0 - t_a$; $\Delta e = e_0 - e_a$).

Для определения радиационного баланса

$$B = Q - R - E_{эф}, \tag{4}$$

использовались данные суммарной (Q) и отраженной (R) солнечной радиации и рассчитанные значения эффективного (длинноволнового) излучения ($E_{эф}$). Для этих расчетов использовалась методика /3/, которая также затабулирована в /9/ с уточнениями, содержащимися в /4, 7/.

Наконец, результирующий тепловой поток $П$, характеризующий нагрев или охлаждение океана, определялся как остаточный член уравнения теплового баланса

$$П = Q - R - E_{эф} - LE - H \tag{5}$$

Таким образом, необходимыми данными для выполнения расчетов по соотношениям (1)-(5), являются суммарная и отраженная радиация, балл общей и нижней облачности, температура воды и воздуха, влажность воздуха и скорость ветра.

Из всех величин, определяющих энергообмен океан-атмосфера и получаемых расчетным путем, лишь эффективное излучение может быть непосредственно сопоставлено с результатами прямых измерений, поскольку в темное время суток такие измерения выполнялись.

Сравнение значений $E_{эф}$, определенных по ежечасным измерениям на НИСП "Прилив" и путем параллельных расчетов, показало, что расхождения между ними находятся в пределах погрешностей как измерений, так и расчетов – за время проведения эксперимента (на полигоне) средние значения этой величины оказались равными соответственно 0,039 и 0,043 кВт/м^2 (при осреднении использовано 240 пар значений $E_{эф}$).

В морской климатологии считается допустимым определять величины H и LE по осредненным значениям входных параметров с введением определенных коррекций в результаты расчетов /1/. Однако во избежание появления возможных погрешностей расчеты выполнялись более корректным методом: по формулам (1)-(5) за каждый срок наблюдений с последующим осреднением величин V_*, H, LE, B и Π. При этом на НИСП "Прилив" наблюдения выполнялись 24 раза в сутки (через каждый час), а на НИС "Академик Ширшов" и НИС "Академик Королев" – 8 раз в сутки (в синоптические сроки).

Для сопоставимости всех результатов и оценки погрешности расчетов, возникающей из-за различного количества данных, используемых при осреднении для получения суточных сумм потоков, была выполнена специальная методическая проработка, заключавшаяся в следующем. По данным НИСП "Прилив" были дополнительно рассчитаны суточные суммы всех компонент теплового баланса при осреднении потоков за те же восемь сроков, в которые проводились наблюдения на НИС "Академик Королев" и НИС "Академик Ширшов". По полученным парам значений (за 24 и 8 сроков наблюдений) суточных сумм B и Π (величин, имеющих наибольшую временную изменчивость) выполнялось скользящее осреднение за различные интервалы времени. В результате оказалось, что искомая погрешность не превышает 3 % от значения радиационного баланса при интервале осреднения, равном 10 сут и 1 % – при интервале 15 сут. Поскольку длительность работ на полигоне равнялась 23 сут, то результаты расчетов на всех судах можно считать безусловно сопоставимыми. Более общий вывод из анализа этих данных состоит в том, что при длительности работ на полигоне, превышающей две недели, возможно выполнение подобных расчетов только по данным восьми сроков измерений, если целью является получение лишь надежных средних значений.

При сопоставлении данных о турбулентных потоках, полученных на этих судах, следует иметь в виду, что на НИСП "Прилив" в результаты расчета вводилась поправка на дрейф судна /6/. Среднее значение этого поправочного коэффициента составило 1,14; эта поправка учитывает как поправку непосредственно на измеренную скорость ветра, так и на соответствующие изменения коэффициентов C_θ и C_u, зависящих от скорости ветра.

Так как такая работа была выполнена только на НИСП "Прилив", то не представляется возможным вводить эту же поправку для судов другого типа, какими являются НИС "Академик Королев" и "Академик Ширшов". Поэтому, приводимые в данной работе значения V_* , H и LE получены на НИС "Академик Королев" и НИС "Академик Ширшов" являются несколько заниженными. В качестве самой приближенной оценки это занижение можно оценить примерно равным 10 %. В соответствии с этим и значения результирующего теплообмена $П$ следует полагать для этих судов завышенными на 0,1 ($H+LE$).

Основной особенностью полигона в рассматриваемый период было то, что над ним наблюдалась внутритропическая зона конвергенции (ВЗК). Поэтому анализ полученных результатов по данным судов, образующих полигон, целесообразно вести, в первую очередь, с целью выявления влияния ВЗК на интенсивность энергообмена океан-атмосфера. Для этой цели по ежедневным синоптическим картам и спутниковым фотографиям облачности определялась повторяемость наличия ВЗК по району исследования, ограниченному координатами 0-10° с.ш. и 105-115° в.д. Этот район был разбит на квадраты с длиной стороны 2° 30′. В этих квадратах для каждого дня фиксировалось наличие ВЗК по следующим признакам: общее количество облаков не менее 7 баллов с преобладанием кучево-дождевых форм, выпадение осадков и поворот ветра с северо-восточных румбов на восточные или юго-восточные. Эти данные позволили рассчитать процент повторяемости ВЗК для каждого квадрата за время выполнения эксперимента на полигоне и построить карту (рис.1). Здесь же показано местоположение судов. Как видно из рис.1 расположение полигона было чрезвычайно удачным для рассматриваемой задачи, поскольку НИСП "Прилив" находился в районе, не испытывающем прямого воздействия ВЗК, НИС "Академик Королев" в районе, характеризуемом высоким значением вероятности наличия ВЗК, а НИС "Академик Ширшов" занимал некоторое промежуточное положение.

В табл.1 приведены данные об основных характеристиках энергообмена и некоторых определяющих метеорологических параметрах в виде средних за полигон значений суточных сумм Q , $E_{эф}$, B , H , LE и $П$, средних значений V_* , U_{10} , $\Delta T_{эф}$, Δe , баллов общей и нижней облачности и средних величин B_0 и Ri_B . Здесь B_0 – отношение Боуэна ($B_0 = \frac{H}{LE}$), Ri_B – аналог числа Ричардсона, являющийся критерием устойчивости приводного слоя воздуха, величина которого пропорциональна отношению $\frac{\Delta T_{эф}}{U_{10}^2}$ [2]. Значения B_0 и Ri_B определены здесь по средним значениям $\Delta T_{эф}$ и U_{10} .

Результаты, приведенные в табл.1 достаточно наглядно характеризуют влияние ВЗК на изменение интенсивности процессов взаимодействия. Основными чертами этого влияния являются резкое уменьшение суммарной радиации и радиационного баланса, уменьшение скорости

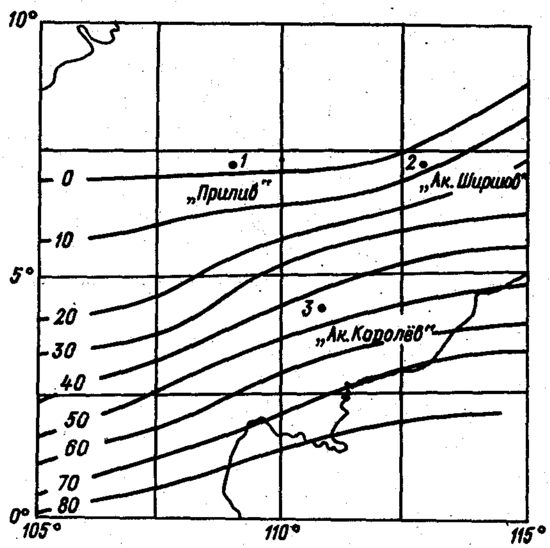


Рис.1

ветра, увеличение перепадов температуры $\Delta T_{эф}$ и влажности Δe, увеличение интенсивности турбулентного теплообмена и величины B_0, сильное увеличение отрицательных значений параметра Ri_B (рост неустойчивости приводного слоя воздуха). Следствием этих явлений является смена знака результирующего теплового потока Π, свидетельствующая о сильном выхолаживании океана в районе ВЗК – этот поток превышает по величине радиационный баланс.

Принципиальные различия в процессах переноса энергии у поверхности океана в рассматриваемых точках полигона наглядно иллюстрируются гистограммами значений Ri_B, построенным по всем данным срочных измерений на полигоне (рис.2).

Из рис.2 видно, что для района работы НИСП "Прилив" условия стратификации приводного слоя являются чисто нейтральными, для района НИС "Академик Ширшов" уже около половины случаев относятся к неустойчивым условиям и, наконец, в районе ВЗК (НИС "Академик Королев") преобладающим режимом стратификации является сильная неустойчивость – лишь 6 % случаев относятся к условиям нейтральной стратификации.

Отметим, что столь ярко выраженные условия неустойчивости отмечены в океане лишь в некоторых северных районах при наличии теплых течений, например, для станции погоды M (66° с.ш., 2° в.д.) /2/.

Из приведенных в табл.1 данных обращают на себя внимание два факта, содержащие определенные противоречия. Первый из них состоит в том, что заметные различия в средних значениях скорости ветра между данными НИСП "Прилив" и двух других судов не сопровождаются соответствующими различиями в величинах H и LE. Однако объяснение этого факта следует из других данных, приведен-

Таблица I

Судно	МДж/м^2						$v_* \cdot 10^2$ м/с	U_{10} м/с	$\Delta T_{эф}$ ^oC	Δe гПа	Средний балл облачности	$B_0 \cdot 10^2$	$Ri_b \cdot 10^2$
	Q	$E_{эф}$	B	H	LE	$П$							
НИСП "Прилив"	I5,6	3,7	I0,9	-0,8	8,7	2,3	42	9,0	0,4	4,I	9/3	-I	-0,I6
НИС "Академик Ширшов"	I5,I	3,7	I0,3	0,3	8,8	I,2	29	7,3	I,0	6,0	8/5	4	-0,63
НИС "Академик Королев"	8,5	4,I	3,9	I,5	7,8	-5,4	22	5,7	2,5	6,6	8/4	I8	-2,8

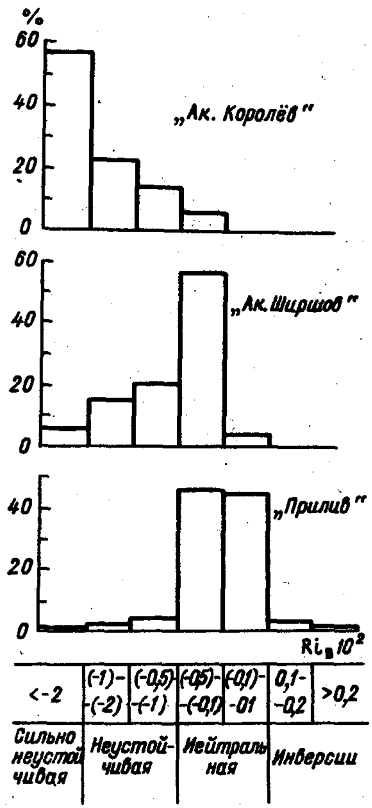


Рис.2

них в этой же таблице, свидетельствующих о заметном увеличении неустойчивости и вертикальных перепадов влажности и температуры в районах действия ВЗК, компенсирующем или даже пересиливающем эффект ослабления ветра.

Другой из этих фактов – резкое уменьшение суммарной радиации и радиационного баланса в зоне ВЗК (НИС "Академик Королев") при близких средних значениях баллов облачности для всех трех районов. Для объяснения этого используем результаты измерений и расчетов, осредненные по срокам за время выполнения эксперимента на полигоне. На рис.3 приведены результаты осреднения баллов нижней облачности по данным НИСП "Прилив" (кривая I) и НИС "Академик Королев" (кривая 2) и параметра $Ri_в$ по данным НИС "Академик Королев" (кривая 3) (определяющих в районе исследования условия НИСП "Прилив" этот параметр близок к 0). Отметим, что при осреднении $Ri_в$ для НИС "Академик Королев", представленных на рис.3, вошли не все дни, так как при крайне малых скоростях ветра, когда определяющим в теплообмене становится режим конвекции, оперирование этим параметром становится бессмысленным, так как он может быть использован только при описании режима турбулентности. Поэтому, в осреднение здесь вошли лишь те дни, за все сроки которого было возможно вычисление $Ri_в$. Из рисунка видно наличие явного максимума значений балла нижней облачности для НИС "Академик Королев" в дневные часы и отсутствие заметного суточного хода этой величины для НИСП "Прилив". Этим и объясняется большое различие в суммах радиационных потоков, так как времени максимально возможного прихода радиации в зоне ВЗК как раз сопутствует наличие мощных облаков, мало про-

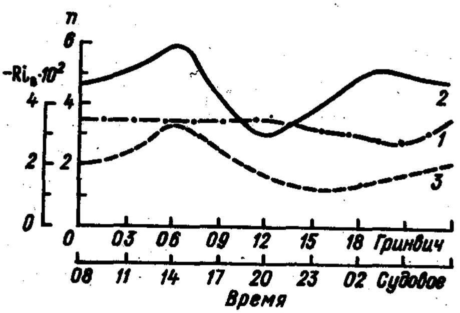


Рис.3

зрачных для солнечной радиации.

Важно отметить в этих условиях совпадение по времени максимумов отрицательных значений $Ri_в$, характеризующих условия неустойчивости приводного слоя, и количества облаков.

Отмеченные особенности формирования радиационного и турбулентного теплообмена в зоне ВЗК заслуживают внимания в силу нарушения характера зависимости теплообмена от величин определяющих его параметров, при использовании их средних значений, оперируя которыми невозможно в этих условиях получить сколько-нибудь удовлетворительные результаты в расчетах. Так, попытка расчета результирующего потока тепла Π в ВЗК на основании всех необходимых данных, характеризующих окружающий фон (в данном случае ими могут считаться результаты наблюдений и расчетов по НИСП "Прилив") и учете имеющихся различий в средних значениях между фоном и ВЗК в величинах балла облачности и скорости ветра, привела бы к значениям этой величины, близким к приведенным в табл.1 для НИС "Академик Королев", но с противоположным знаком.

Отметим еще один факт, выявившийся при обработке данных и связанный с возможными погрешностями расчетов характеристик теплообмена при использовании средних величин входных параметров. Неоднократными проверками с использованием фактического материала измерений в океане отмечено практическое отсутствие корреляции между основными параметрами в расчетах турбулентных потоков - скоростью ветра и вертикальными перепадами температуры и влажности вода-воздух /2/. Это обстоятельство как раз и дает возможность климатологам использовать осредненные значения этих величин при расчетах по формулам (2) и (3).

Поскольку метеорологические условия полигона обладают целым рядом особенностей, была выполнена проверка выполнимости этого положения по данным всех трех судов для величин Δe и U_{10}. При этом оказалось, что данные НИС "Академик Ширшов" и "Академик Королев" не показывает наличие корреляции между этими величинами, что соответствует обычным "средним" условиям океана. Однако для района, в котором проводит наблюдения НИСП "Прилив", наличие такой корреляции явно обнаруживается (рис.4). При этом особенно неожиданным является ее знак, так как усиление ветра приводат к большему перемешиванию нижнего слоя воздуха и можно было бы ожидать соответствующего уменьшения перепадов температуры и влажности, как это действительно и происходит в

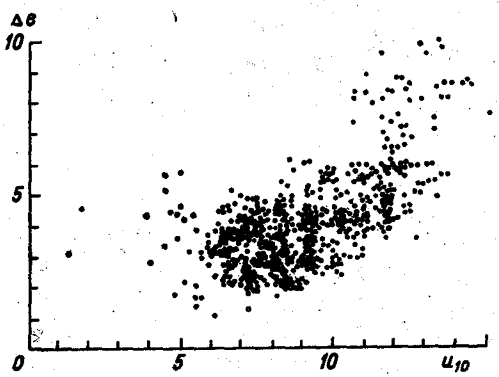


Рис.4

условиях приземного слоя над сушей. Специфика условий морской поверхности (наличие постоянного условия насыщения на поверхности, практическое отсутствие колебаний ее температуры) в обычных условиях приводит к исчезновению этих связей, однако появление корреляции противоположного знака трудно объяснить лишь процессами микровзаимодействия. Наличие корреляции такого знака между величинами U_{10} я Δt отмечено при прохождении явно выраженных холодных фронтов /8/. Однако результаты, приведенные на рис.4, имеют очевидно, иное объяснение. Устойчивые по направлению северо-восточные пассатные потоки переносят в рассматриваемый район сравнительно сухие воздушные массы, которые постепенно увлажняются по мере увеличения времени переноса над поверхностью океана. Очевидно, в нашем случае усиление ветра приводат к сокращению этого времени, в результате чего к рассматриваемому району приходит сравнительно более сухой воздух, что и вызывает увеличение Δe. Это предположение может быть обосновано анализом результатов по определению влагосодержания атмосферы, рассчитанного по данным радиозондирования с НИСП "Прилив".

При этом целесообразно рассматривать не общее влагосодержание, а влагосодержание пограничного слоя, за верхнюю границу которого можно принять уровень 850 гПа, так как при этом исключаются возможные изменения содержания влаги в атмосфере на больших высотах, не связанные с процессами непосредственного взаимодействия океан-атмосфера. На рис.5 приведена связь этой величины со скоростью ветра (среднесуточные значения) за время полигона. Как следует из представленных данных, увеличение скорости ветра достаточно явно вызывает уменьшение содержания влаги в пограничном слое атмосферы. Отмеченная зависимость величины Δe от скорости ветра

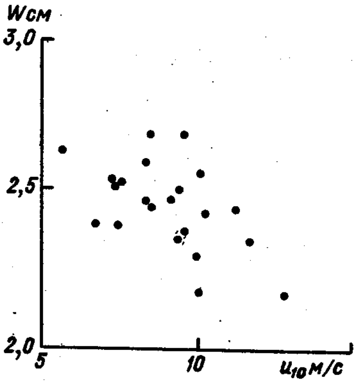


Рис.5

носит, очевидно, местный характер вследствие трансформационных причин ее появления, но можно предположить стабильность этого эффекта для всего времени существования северо-восточного переноса в рассматриваемом районе. Этот факт имеет определенное значение для расчетов испарения, поскольку при усилении ветра испарение будет возрастать не линейно, как это следует из выражения (3), а по степенному закону со значением показателя степени, равным 1,5-1,6. В этом случае использование средних значений Δe и U_{10} для расчета испарения будет неизбежно приводить к занижению результатов.

До сих пор при оперировании величинами потоков океан-атмосфера везде использовались лишь их средние или суммарные значения. Представление об их временной структуре можно получить из данных табл.2, где приведены дисперсии суточных сумм Q , B , H , LE и $П$ и средних суточных значений U_{10} и Δe .

Таблица 2

Судно	МДж/м^2					U_{10} м/с	Δe гПа
	Q	B	H	LE	$П$		
"Прилив"	3,90	3,64	0,29	5,07	6,66	1,9	1,5
"Академик Ширшов"	5,07	4,27	0,38	2,26	6,28	1,7	0,8
"Академик Королев"	5,28	4,73	0,59	2,01	5.82	1,9	0,7

В приведенных результатах очевидным является соотношение дисперсий радиационных потоков (Q и B) между рассматриваемыми районами, поскольку меняющаяся облачность, характерная для ВЗК, разумеется определяет и большую изменчивость радиационных характеристик. Менее очевидным является соотношение между дисперсиями испарения, поскольку в районе ВЗК они заметно уменьшаются. Это объясняется значительно большей стабильностью режима влажности воздуха в ВЗК, что следует из приведенных данных о дисперсиях Δe . Сравнительно ровный фон испарения в ВЗК в результате не привел к увеличению дисперсии результирующего потока тепла Π , которая оказалась даже несколько меньшей, чем в других районах полигона.

Характеристика условий полигона, выполненная по средним величинам потоков и их дисперсиям, будет неполной, если не отметить, что по погодным особенностям весь рассмотренный интервал времени может быть четко разделен на два периода с различными синоптическими условиями.

Погодные условия первого периода полигона (6-18/XII) определялись главным образом действием северной периферии экваториальной депрессии и расположенной здесь ВЗК. Поэтому наблюдалось интенсивное развитие кучево-дождевой облачности, частое выпадение ливневых осадков, атмосферное давление колебалось от 1008 до 1010 гПа. В течение всего периода сохранялась высокая относительная влажность воздуха 80-95 %. Среднее значение общего влагосодержания атмосферы в этот период по данным НИСП "Прилив" составило 5,56 см.

Во втором периоде полигона (19-28/XII) погодные условия формировались размытым полем повышенного давления. На акваторию Южно-Китайского моря затекали холодные сухие континентальные воздушные массы с севера. Атмосферное давление повысилось до 1011-1013 гПа, уменьшилось количество осадков. Относительная влажность снизилась до 70-85 %, среднее значение влагосодержания атмосферы уменьшилось до 5,19 см (НИСП "Прилив"). Экваториальная депрессия и ВЗК сместились в этот период в район экватора. В результате повторяемость ВЗК в районе исследований в первом и втором периоде полигона оказалась существенно различной. Так, для НИС "Академик Ширшов" эти повторяемости составляют 40% и 5%, для НИС "Академик Королев" - 80% и 25% соответственно. Столь существенные различия синоптических условий двух периодов полигона сопровождаются соответственной перестройкой структуры теплового баланса. Для примера отметим, что по данным НИС "Академик Королев" во время первого из этих периодов имелось пять дней с отрицательными значениями суточных сумм радиационного баланса (до -2,30 МДж/м^2), тогда как во втором периоде полигона также, как для других судов за все время их работы, таких случаев не отмечалось.

Различия в значениях теплового баланса поверхности океана за эти два периода приведены в табл.3. В ней представлены разности средних величин суточных сумм потоков между вторым и первым периодами, отнесенные к средним величинам за весь полигон (табл.I) и выраженные в процентах. (Вследствие малых значений величины H они в таблице не приводятся.)

Наиболее важным обстоятельством из данных табл.3 является то, что несмотря на большие различия условий этих двух периодов в районе, не испытывающем прямого воздействия ВЗК ("Прилив"), представленные величины претерпели сравнительно малые изменения, а величины испарения оказались близкими между собой для всех районов полигона.

Таблица 3

Судно	Q	B	LE	П
"Прилив"	8	8	I2	-22
"Академик Ширшов"	27	37	-II	393
"Академик Королев"	69	I36	-2I	-I37

Все приводимые здесь данные отнесены к конкретным районам местоположения судов. Однако, введя предположение об определяющей роли повторяемости ВЗК в формировании условий теплового баланса, можно выполнить соответствующие расчеты для всего участка акватории моря, показанного на рис.I, в виде средних значений потоков за все время полигона для каждого квадрата с длиной стороны $2^{\circ}30'$. Для этой цели была использована следующая методика расчетов составляющих теплового баланса.

I. РАДИАЦИОННЫЙ БАЛАНС

Малые изменения B от первого ко второму периоду полигона в районе НИСП "Прилив" позволяют предположить однозначную зависимость этой величины от повторяемости ВЗК. Данные о средних величинах радиационного баланса по всем трем судам за весь полигон (табл.I) и результаты определения средних значений B по каждому из выделенных выше периодов наблюдений были использованы для построения зависимости, связывающей эту величину с повторяемостью ВЗК. Для этой цели, кроме общей повторяемости (рис.I), были дополнительно рассчитаны повторяемости ВЗК по квадратам отдельно за первый и второй периоды полигона. На рис.6 приведена эта зависимость (сплошная линия). Здесь точки соответствуют данным 3 судов, причем индекс I свидетельствует об осреднении результатов за первый период, 2 – за второй, а отсутствие индекса означает средний результат за все время полигона. Видно, что все точки, полученные по данным НИС "Академик Ширшов", располагаются несколько выше точек, соответствующих измерениям НИС "Академик Королев", что свидетельствует о большем приходе радиации для района первого из этих судов при одинаковых значениях повторяемости ВЗК и, следовательно, о менее плотной облачности. Поэтому приведенная зависимость относится к некоторым средним условиям облачности ВЗК. Как следует из этой зависимости, суточные суммы радиационного баланса становятся равными 0 при повторяемости ВЗК равной 90%, а в "чистых" условиях ВЗК они становятся отрицательными. При этом их значения составляют примерно 1,26 МДж/м^2, что достаточно хорошо согласуется со значениями B, определенными по данным НИС "Академик Королев" в дни наибольшего выражения ВЗК. Приведенная зависимость и была использована для расчетов средних величин B для каждого квадрата по данным о повторяемости ВЗК, представленным на рис.1.

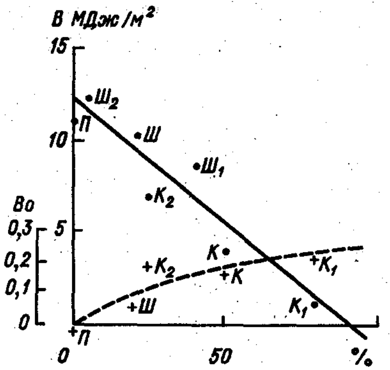


Рис.6

2. ЗАТРАТЫ ТЕПЛА НА ИСПАРЕНИЕ

Данные, приведенные в таблицах 1 и 3 показывают, что значения LE близки между собой по всем районам, а изменчивость этой величины за счет изменения повторяемости ВЗК имеет тот же порядок, что и естественная изменчивость в условиях фона (данные НИСП "Прилив").

Это дает возможность полагать величину LE существенно не меняющейся по акватории и представить ее в виде среднего значения между данными всех трех судов (табл.1). При этом в результаты расчетов по НИС "Академик Ширшов" и "Академик Королев" была введена поправка на ветер за счет дрейфа и значения, представленные в табл.1,

)ыли увеличены на 10%. Среднее значение LE оказалось равным),01 МДж/м^2, что соответствует испарению 0,37 см/сут.

3. ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОТОК ТЕПЛА ОКЕАН-АТМОСФЕРА

В связи со сравнительно малыми абсолютными значениями H и, соответственно, большой относительной изменчивостью этих величин, их сопоставление не слишком показательно. Поэтому, для выявления зависимости H от повторяемости ВЗК использовались средние значения отношения Боуэна для всех судов, которые достаточно четко увеличиваются при увеличении повторяемости ВЗК. Эти результаты также приведены на рис.6 (пунктирная кривая). При построении этой зависимости величина B_0 для повторяемости ВЗК равной 100% принималась равной 0,25 на основании расчета этой величины по данным НИС "Академик Королев" в дни с наиболее ярким выражением ВЗК. На основании приведенной зависимости рассчитывались величины H для каждого квадрата, согласно данных о повторяемости ВЗК (рис.1), используя соотношение $H=LE \cdot B_0$.

4. РЕЗУЛЬТИРУЮЩИЙ ПОТОК ТЕПЛА

На основании результатов расчетов B , LE и H , величина Π определялась из условий замыкания теплового баланса для каждого квадрата.

Результаты выполненных расчетов средних значений суточных сумм составляющих теплового баланса для всех квадратов рассмотренной акватории приведены на рис.7. Приведенные здесь цифры относятся к квадратному сантиметру поверхности моря в пределах своих квадратов. Верхняя цифра в каждом квадрате - величина B , далее последовательно LE , H и Π .

Несмотря на ряд указанных допущений, результаты, приведенные на этом рисунке, очевидно достаточно объективно характеризуют основные закономерности пространственного распределения компонент теплового баланса. Отметим, что полученные данные позволяют сделать вывод о том, что изолиния нулевых значений результирующего потока тепла Π примерно совпадает с изолинией 30% повторяемости ВЗК на рис.1. Следовательно, в районах акватории, для которых характерны меньшие значения повторяемости ВЗК, происходит нагревание океана, а при больших значениях - его выхолаживание.

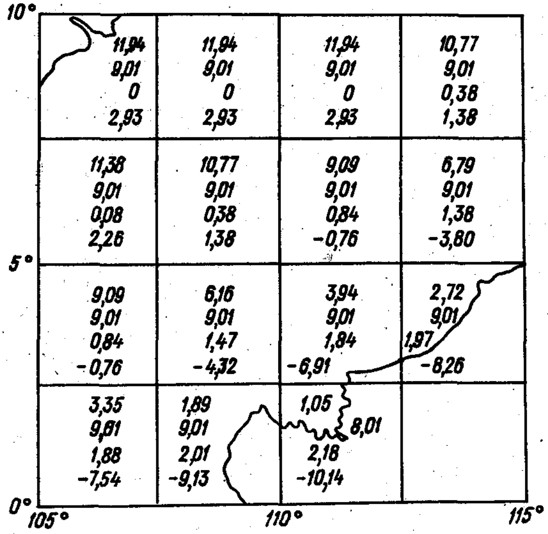

10°
5°
0°
105°
110°
115°
11,94 9,01 0 2,93
11,94 9,01 0 2,93
11,94 9,01 0 2,93
10,77 9,01 0,38 1,38
11,38 9,01 0,08 2,26
10,77 9,01 0,38 1,38
9,09 9,01 0,84 -0,76
6,79 9,01 1,38 -3,80
9,09 9,01 0,84 -0,76
6,16 9,01 1,47 -4,32
3,94 9,01 1,84 -6,91
2,72 9,01 1,97 -8,26
3,35 9,81 1,88 -7,54
1,89 9,01 2,01 -9,13
1,05 8,01 2,18 -10,14

Рис.7

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ариель Н.З., Бортковский Р.С., Бютнер Э.К., Кучеров Н.В., Строкина Л.А. О расчете среднемесячных значений потоков тепла и влаги над океаном. - Метеорология и гидрология, 1973, № 5, с.3-11.
2. Бортковокий Р.С., Бютнер Э.К., Малевский-Малевич С.П., Преображенский Л.Ю. Процесси переноса вблизи поверхности раздела океан-атмосфера. - Л.: Гидрометеоиздат, 1974.
3. Гирдюк Г.В., Малевский-Малевич С.П. Методика расчета эффективного излучения поверхности океана. - Труды ГГО, 1973, вып.297, с.124-133.
4. Гирдюк Г.В., Малевский-Малевич С.П. Методика расчета эффективного излучения поверхности океана с учетом ярусности облаков. - Метеорология и гидрология, 1981, № 10, с.44-52.
5. Дубов А.С., Малевский-Малевич С.П., Карачев В.И. Об энергетическом балансе поверхности океана. - Труды ДВНИГМИ, 1975, вып.56, с.167-177.
6. Егоров В.Н., Малевский-Малевич С.П., Об определении скорости ветра на дрейфующем судне. - Метеорология и гидрология, 1983, № 3, с.119-120.
7. Кириллова Т.В., Гирдюк Г.В., Строкина Л.А., Малевский-Малевич С.П. О сопоставлении различных методик расчета составляющих радиационного баланса поверхности океана. Метеорология и гидрология, 1976, № 11, с.107-112.
8. Малевский-Малевич С.П. О влиянии взаимной корреляции определяющих параметров в расчете теплообмена океан-атмосфера при прохождении холодных атмосферных фронтов. Труды ГГО, 1976, вып.387, с.41-46.
9. Океанографические таблицы. - Л.: Гидрометеоиздат, 1975.

А.И.Головин, А.Л.Соболев

НЕКОТОРЫЕ ОЦЕНКИ ТЕПЛОВОГО БАЛАНСА ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА ПО ДАННЫМ 31 РЕЙСА НИС "ПРОФЕССОР ЗУБОВ"

Взаимодействие океана и атмосферы является одним из факторов, определяющих формирование погодных условий и влияющих на динамику вод океана.

Количественные характеристики энерго- и влагообмена в районах Южного океана изучены недостаточно, поэтому представляло интерес определить эти характеристики по данным, полученным во время проведения эксперимента "ПОЛЭКС-ЮГ-82" в 31 рейсе НИС "Профессор Зубов".

Данные стандартных гидрометеорологических наблюдений были использованы для расчетов турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения, которые выполнялись по методике ГГО /1, 3/. Вычисления производились по следующим формулам:

$$H = \rho c_p C_\theta \Delta t \, U_{10}, \tag{1}$$

где H – турбулентный поток тепла,

ρ – удельная плотность воздуха,

c_p – теплоемкость воздуха при постоянном движении,

U_{10} – скорость ветра, отнесенная к высоте 10 метров, (поскольку высота установки анемометров составляет 22–25 м, измеренное значение скорости ветра приводилось к стандартному уровню 10 м с помощью /6/),

Δt – перепад температуры, равный разности температур поверхности воды и воздуха на уровне 10 м,

C_θ – коэффициент теплообмена;

$$LE = L\rho C_E \Delta e U_{10} \frac{0{,}622}{P} \tag{2}$$

LE – затраты тепла на испарение,

L – удельная теплота фазовых переходов воды в пар,

P – атмосферное давление,

Δe – перепад влажности, равный разности давления насыщенного водяного пара над поверхностью воды и парциального давления пара на уровне 10 м,

C_E – коэффициент влагообмена;

$$V_* = U_{10}\sqrt{C_u} \tag{3}$$

V_* – динамическая скорость,

C_u – коэффициент сопротивления морской поверхности.

Коэффициенты C_θ, C_E, C_u определялись по известным значениям U_{10}, $\Delta t_{эф} = \Delta t + 0,108$, с использованием номограмм, помещенных в [1].

Для вычисления H, LE, V_* использованы результаты, полученные при выполнении разреза 7–11 января и полигона 31 января – 13 февраля в море Скоша.

Энергообмен океан–атмосфера в этом районе, как видно из таблицы, весьма своеобразен. При анализе материалов разреза 7–11 января выявлены следующие особенности: турбулентный поток тепла значительно превосходит затраты тепла на испарение (в среднем по разрезу в 2,7 раза), а их максимальное отношение, выражаемое числом Боуэна, достигает огромного значения, Bo = –21. Построенная гистограмма значений Bo (рис.1 – сплошная линия) показывает, что лишь в 30% случаев значения числа Боуэна лежат в пределах –0,5 < Bo < 0,5, несмотря на то, что среднее значение по всему разрезу равно 0,324. Наличие больших отрицательных значений Δt приводит к тому, что суммарный теплообмен поверхности ($H+LE$) имеет отрицательный знак, т.е. океан получает тепло из атмосферы. Видимо, это характерно для изучаемого района океана в летний период. Обращает внимание незначительность величины $H+LE$, ее среднее значение составляет всего лишь 6% от среднесуточного радиационного баланса R, который вычисляется по формуле

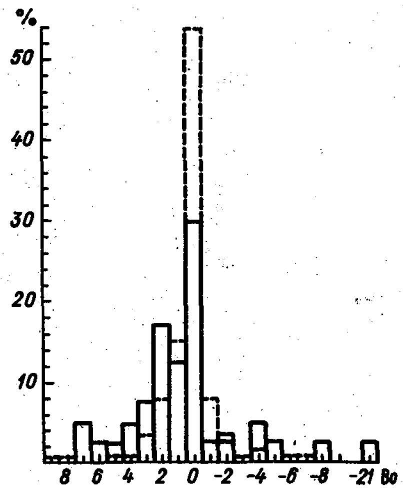


Рис.1.

$$R = Q(1-A) - E_{эф}, \qquad (4)$$

где Q – суммарная радиация, полученная при судовых актинометрических измерениях. Сравнение полученных значений R с многолетними средними значениями радиационного баланса, приведенными в [2] дало хороший результат, что свидетельствует о том, что условия во время разреза были близки к средним.

Альбедо (A) и эффективное излучение ($E_{эф}$) рассчитывались по методике ГГО с использованием [6]. Поток тепла в глубь океана (B_w), находился из уравнения теплового баланса

$$B_w = R - (H + LE).\qquad (5)$$

Следует отметить довольно большое значение этого потока, превышающее аналогичные значения в тропических широтах [4, 5].

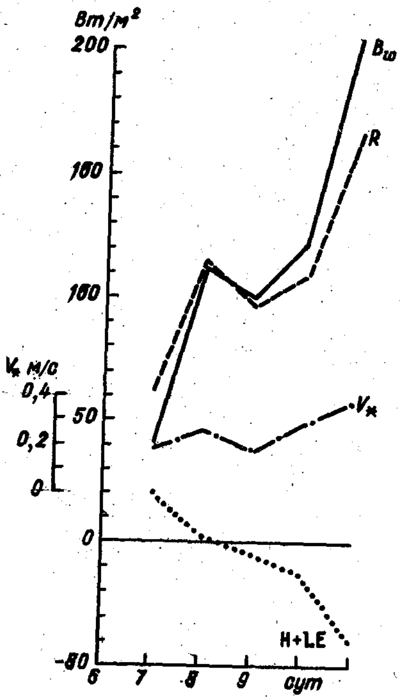


Рис.2

Как видно из рис.2, показывающего ход составляющих теплового баланса на разрезе, суммарный теплообмен поверхности преимущественно направлен в океан и совпадает по знаку с R. Это и приводит к появлению больших значений потока тепла вглубь океана.

Во время выполнения разреза преобладали инверсионные условия, причем наблюдались не только инверсии температуры, но и инверсии влажности, крайне редкие в других районах Мирового океана.

Динамическое взаимодействие океана и атмосферы было умеренным, хотя несколько увеличилось 11 января (V_* достигло 0,52 м/с, U_{10} = 13,2 м/с, что вместе с увеличением перепадов температуры и влажности привело к росту турбулентных потоков тепла и влаги).

По данным, полученным в этом же районе во время полигона 31 января – 13 февраля, были выполнены аналогичные расчеты. Характер турбулентных потоков к этому времени изменился. Среднее ее значение затрат тепла на испарение увеличилось почти в четыре раза, а турбулентный поток тепла стал положительным по знаку, но меньшим по значению, чем ранее.

Суммарная теплоотдача поверхности океана ($H + LE$) на полигоне определялась в основном затратами тепла на испарение и была также положительна по знаку (т.е. поток был направлен из океана в атмосферу).

Динамическая скорость и радиационный баланс изменились по сравнению с значениями, полученными во время разреза, незначительно, а поток тепла в глубь океана, отнесенный к R , B_w/R уменьшился от 106 (на разрезе) до 82% (на полигоне).

Все эти изменения явились следствием увеличения перепада влажности и уменьшения (одновременно со сменой знака) перепада температуры.

Среднее значение числа Боуэна уменьшилось незначительно, несмотря на заметные изменения средних значений Δt и Δe . Как видно из рис.1, повторяемость числа Боуэна (пунктирная линия) в диапазоне значений от -0,5 до +0,5 увеличилась до 54%.

Значения Bo, полученные на разрезе и на полигоне, были сравнены с эмпирической зависимостью Bo (t_w , Δt), найденной на основе метеорологических данных кораблей погоды в Северной Атлантике /7/. Результаты сравнения показали, что в условиях Южного океана зависимость, приведенная в /7/, не выполняется, хотя корреляция между Δt и Δe довольно высокая. Вероятно это обусловлено особенностями температурного режима и режима влаги в районе эксперимента, выраженной в частой повторяемости инверсий температуры и влаги, что не имело места в Северной Атлантике.

Для получения представления об изменчивости рассматриваемых величин были рассчитаны коэффициенты вариации, т.е. отношения среднеквадратических отклонений к средним значениям ($\sigma_N/\bar{N}$). В таблице приведены коэффициенты вариации для измеряемых и рассчитываемых метеорологических величин и составляющих теплового баланса. Как видно из таблицы, динамическая скорость, радиационный баланс и поток тепла в глубь океана имеют наименьшие значения $\sigma_N/\bar{N}$, почти одинаковые на разрезе и на полигоне. Коэффициенты вариации турбулентных потоков тепла и влаги, числа Боуэна и перепадов температуры и влажности довольно велики и изменялись от разреза к полигону. Результаты сопоставления с данными, приведенными в /4/ позволяют предположить, что изменчивость турбулентных потоков в море Скоша больше, чем в тропиках. Значения $\sigma_u/\bar{U}_{10}$ оказались несколько меньшими, чем найденные по многолетним данным.

Таблица

	Δt °C	Δe гПа	U_{10} м/с	V_* м/с	Вт/м²				
					H	LE	$H+LE$	R	B_w
				Разрез 7-II января I982 г.					
$\bar{N}$	-0,8	0,4	7,6	0,268	-I0,4	3,9	-6,5	I09,8	II6,3
σ_N	I,I0	I,07	2,44	0,I05	I5,53	I4,38	27,55	I46,38	I56,59
$\sigma_N/\bar{N}$	I,38	2,68	0,32	0,392	I,49	3,69	4,24	I,33	I,35
				Полигон 3I января - I3 февраля					
$\bar{N}$	0,I	0,8	7,8	0,288	I,8	I6,4	I8,2	I02,I	83,9
σ_N	0,84	0,89	3,08	0,I39	I0,9I	20,2I	28,7I	I60,I8	I63,35
$\sigma_N/\bar{N}$	8,4	I,II	0,39	0,48	6,06	I,23	I,58	I,56	I,95

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

I. Ариель Н.З., Мурашова А.В. Расчет уточненных номограмм для определения коэффициентов сопротивления тепло- и влагообмена над морем. - Труды ГГО, I98I, вып.454, с.9-23.
2. Атлас Антарктики /Под ред.В.Г.Бакаева. - М., I966, Л., т.I, с.73-I09.
3. Бортковский Р.С. Расчет турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения над морем по данным судовых измерений. - Метеорология и гидрология, I97I, № 3, с.93-98.
4. Головин А.И. Некоторые характеристики турбулентного обмена в приводном слое атмосферы Индийского океана. - Труды ГГО, I979, вып.423, с.60-67.
5. Дубов А.С. и др. Об энергетическом балансе поверхности океана. /А.С.Дубов, С.П.Малевский-Малевич, В.И.Карачев. - Труды ДВНИГМИ, I975, вып.56, с.I67-I77.
6. Океанографические таблицы. - Л.: Гидрометеоиздат, I975. - 477 с.
7. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан-атмосфера /Р.С.Бортковский, Э.К.Бютнер, С.П.Малевский-Малевич, Л.Ю.Преображенский. - Л.: Гидрометеоиздат, I974. - 239 с.

Н.З.Ариель, Л.А.Строкина

К ВОПРОСУ О КЛИМАТОЛОГИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВЕТРА НА ОКЕАН

В работах по численному моделированию процессов взаимодействия океана и атмосферы используется уравнение баланса турбулентной энергии верхнего квазиоднородного слоя (ВКС) океана. Согласно /3/, проинтегрированное в пределах ВКС океана уравнение баланса турбулентной энергии для стационарных условий имеет следующий вид:

$$G+M_0-D+\frac{1}{2}g\alpha_T h(q_0+q_h)=0, \qquad (1)$$

где G - интегральная (в пределах ВКС) генерация турбулентной энергии, обусловленная сдвигами ветра; D - диссипация турбулентной энергии; M_0 - поток турбулентной энергии на поверхности океана, порождаемый обрушиванием ветровых волн; g - ускорение свободного падения; α_T - коэффициент теплового расширения морской воды; h - толщина ВКС; q_0 и q_h - удельные потоки тепла на свободной поверхности и нижней границе ВКС соответственно.

Первые три члена уравнения (1) включают величину U_*^3 (где U_* - динамическая скорость). При этом для решения задачи о сезонной эволюции деятельного слоя необходима информация о сезонной изменчивости U_*^3.

Несмотря на то что изучению климатических характеристик динамической скорости U_* и касательного напряжения τ в последнее время уделяется много внимания /5-10/, исследованию подвергаются либо составляющие этих характеристик по осям x и y (что не позволяет правильно оценить модуль), либо сам модуль для ограниченных частей океанов.

Настоящая работа посвящена изучению закономерностей распределения величины U_*^3 по Мировому океану. В ней проанализировано U_*^3 для четырех сезонов года (январь-март, апрель-июнь, июль-сентябрь, октябрь-декабрь).

В качестве исходных данных были использованы значения динамической скорости, полученные авторами /2/. Расчет динамической скорости для большей части акватории Мирового океана производился по формуле

$$U_*=\sqrt{\overline{U_*^2}}=\sqrt{C_D\,\overline{U_{10}^2}}, \qquad (2)$$

где U_{10} - скорость ветра, C_D - коэффициент сопротивления морской поверхности. В качестве основных исходных данных используют средние многолетние данные о вероятностном распределении скорости ветра /11/ и зависимость C_D от U_{10}, установленную в работе /1/. Следует заметить, что U_*, рассчитанное по формуле (2), отличается от $\overline{U}_*$, так как $\overline{U}_*=\sqrt{U_*^2-\sigma^2}$.

Для высоких широт обоих полушарий ($\varphi \geqslant 55^0$), где данных о вероятностном распределении скорости ветра недостаточно, U_* оценивают с помощью графика зависимости U_* от U_{10}, осредненных для каждого круга широты 40,45 и 50° с. и ю.ш. Таким образом, было принято, что вероятностное распределение скорости ветра в диапазоне широт 40° - 65° одинаково. Следует отметить, что характар зависимости U_* от U_{10} для северного и южного полушарий оказался несколько разным: при одной и той же скорости ветра значение U_* больше в южном полушарии, чем в северном. Здесь, благодаря отсутствию материков в умеренных широтах, западные ветры чаще достигают штормовой силы и параметр шероховатости, связанный с разгоном волн, становится выше.

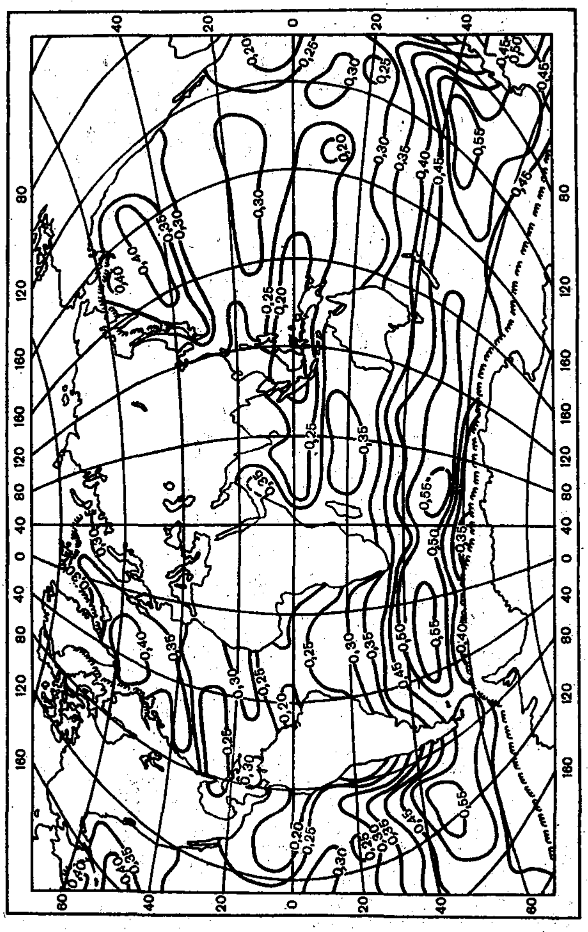
В результате выполненных расчетов построены четыре сезонные карты распределения динамической скорости по акватории Атлантического, Индийского и Тихого океанов, свободной от льда. Две из этих карт (для сезонов январь-март и июль-сентябрь) приведены в работе [2], две другие - (для сезонов апрель-июнь и октябрь-декабрь) представлены на рис.1,2.

Со всех карт динамической скорости были сняты значения U_* для определения величины U_*^3 в узлах 5-и градусной географической сетки. В табл.1 представлены средние значения для десятиградусных широтных зон океанов. Методика осреднения подробно изложена в работе [4].

Из анализа данных табл.1 можно видеть, что общие географические закономерности распределения U_*^3 подобны закономерностям распределения динамической скорости [2]. Так, распределение U_*^3 по акватории океанов и в годовом ходе определяется главным образом условиями атмосферной циркуляции. На рис.3а,б приведены средние зональные значения $\overline{U_*^3}$ в Атлантическом (1), Индийском (2) и Тихом (3) океанах для зимнего (а) и летнего (б) сезонов северного (сплошные линии) и южного (штриховые линии) полушарий. Как видно из этих рисунков, в низких широтах характер распределения зональных значений $\overline{U_*^3}$ в Атлантическом и Тихом океанах одинаков. Минимальные значения в любой сезон наблюдаются на широтах 10° с.ш. - 10° ю.ш.

Независимо от сезона в обоих полушариях значение U_*^3 увеличивается с широтой. Максимальные значения U_*^3 (0,14-0,16) м³/с³ наблюдаются в умеренных широтах обоих полушарий в холодный период. В этих широтах отчетливо выражен сезонный ход U_*^3, особенно в северном полушарии, где значения U_*^3 зимой в 3-4 раза больше, чем летом.

В отличие от Атлантического и Тихого океанов в северной части Индийского океана значения U_*^3 наоборот, летом больше, чем зимой вследствие усиления ветра во время летнего муссона. В южной же части Индийского океана в умеренных широтах в летние месяцы значения U_*^3 по сравнению с зимой не меняются. При этом область максимальных значений U_*^3 летом смещается в сторону более высоких широт в соответствии со смещением полярного фронта.



60
40
20
0
20
40
60
160
120
80
40
0
40
80
120
160
0,20
0,25
0,30
0,35
0,40
0,45
0,50
0,55

Рис.I

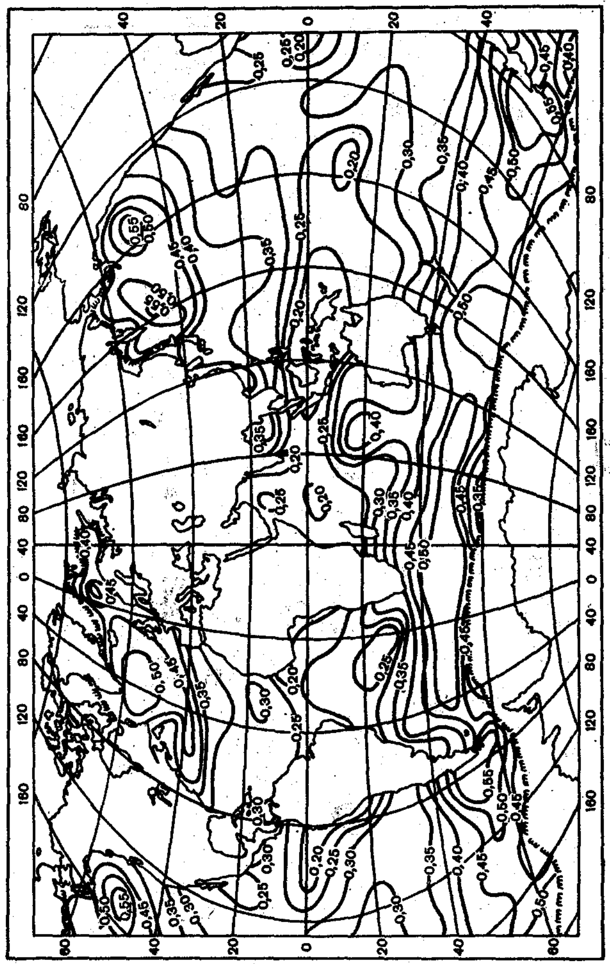


Рис.2

1607

Таблица 1

Средние широтные значения $U_*^3 \cdot 10^2\ м^3/с^3$

Широта	I–III	IV–VI	VII–IX	X–XII	I–III	IV–VI	VII–IX	X–XII
	Атлантический океан				Тихий океан			
80–70°с.	8,0	3,6	2,7	7,2				
70–60	12,5	4,9	3,8	9,6			2,8	
60–50	14,2	6,0	4,6	11,2	11,3	5,1	3,4	11,4
50–40	11,2	4,4	3,0	8,2	11,7	5,2	3,1	10,5
40–30	8,0	2,9	1,8	4,7	7,7	3,2	2,3	6,2
30–20	3,5	1,9	2,0	2,3	4,4	2,2	2,1	3,8
20–10	3,0	2,5	2,4	2,3	3,1	2,2	2,0	3,2
10–0°с.	1,8	1,1	1,6	1,4	1,6	1,4	1,4	1,8
0–10°ю.	1,1	1,2	2,0	1,4	1,4	1,4	1,9	1,3
10–20	1,7	2,0	2,6	1,7	1,7	1,9	2,5	1,8
20–30	2,0	3,6	4,5	2,6	2,2	2,8	3,4	2,5
30–40	4,0	8,5	9,6	5,6	3,8	6,1	6,9	4,1
40–50	8,9	14,4	15,5	10,8	7,4	11,5	11,2	8,3
50–60	10,4	11,8	15,0	10,6	12,5	12,4	13,4	13,0
60–70°ю.					12,0	9,4		
	Индийский океан				Мировой океан			
80–70°с.					8,0	3,6	2,7	7,2
70–60					12,3	4,8	3,5	9,6
60–50					12,8	5,6	4,0	12,7
50–40					11,5	4,9	3,0	9,6
40–30					7,8	3,1	2,1	5,6
30–20	0,7	2,5	6,6	1,3	4,0	2,1	2,3	3,2
20–10	1,0	2,9	6,7	2,2	2,8	2,4	2,7	2,9
10–0 с.	0,9	2,0	3,5	1,2	1,5	1,4	1,8	1,6
0–10ю.	1,1	1,9	2,8	1,2	1,2	1,4	2,6	1,3
10–20	2,3	3,6	4,9	2,8	1,9	2,5	3,7	2,2
20–30	3,8	3,9	4,6	3,6	2,6	3,3	4,0	3,0
40–50	7,9	11,6	12,9	10,6	7,0	12,3	12,9	9,8
50–60	13,3	12,1	11,3	11,6	10,4	12,2	12,8	12,0
60–70°ю.	7,4				10,2	9,4		

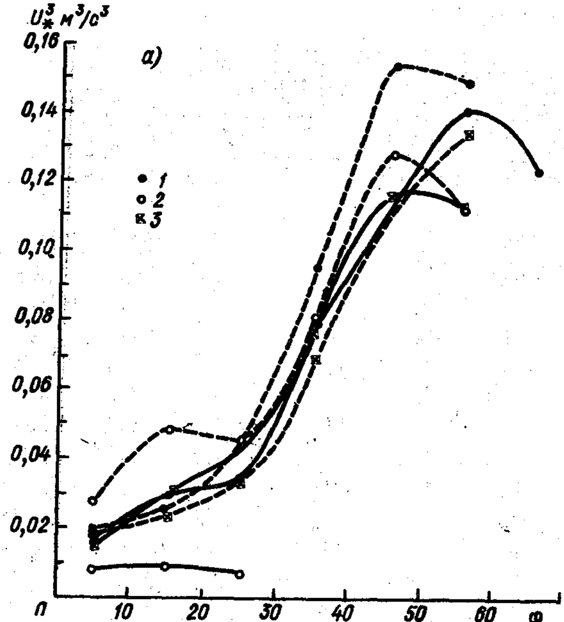


Рис.3.

В связи с этим интересно сопоставить значения U_*^3 во внетропических широтах обоих полушарий. Как показывают материалы рис.3а,б, сравниваемые значения U_*^3 близки осенью и зимой и заметно различаются весной и летом, очевидно это связано с особенностями ветрового режима. В северном полушарии скорость ветра снижается от зимы к лету из-за ослабления циклонической деятельности. В южном полушарии подобного явления не происходит, здесь интенсивность циклонической деятельности неизменна почти весь год. Вследствие этого механическая энергия, расходуемая атмосферой на перемешивание ВКС океана в обоих полушариях существенно различна. В табл.2 приведены значения $\overline{U_*^3}$, осредненные по площади океанов для каждого из полушарий, а также значения k, характеризующие отношение количества механической энергии, получаемой океанами южного полушария к аналогичной величине в северном полушарии $(k = \overline{U^3_{*юп}}/\overline{U^3_{*сп}})$. Можно видеть, что количество поступающей весной и летом механической энергии в океаны в южном полушарии почти вдвое больше, чем в северном.

Приведенные в настоящей работе данные о сезонном распределении U_*^3 по акватории Мирового океана в общих чертах сходны с данными работы [7]. В этой работе определены u и v - компоненты скорости ветра по материалам 4-срочных синоптических карт за 10-летний период (1969-1978 гг.) и рассчитаны значения U_*^3 по формуле

$$U_*^3 = \left[C_D\left(u^2 + v^2\right)\right]^{3/2} \qquad (3)$$

при постоянном коэффициенте сопротивления ($C_D = 1{,}3\cdot10^{-3}$). Расчеты выполнены для обширной области северной части Тихого океана (30-60° с.ш., 140° в.д. - 140° з.д.). Ежемесячные карты U_*^3, построенные по результатам расчетов и таблицы, содержащие месячные значе-

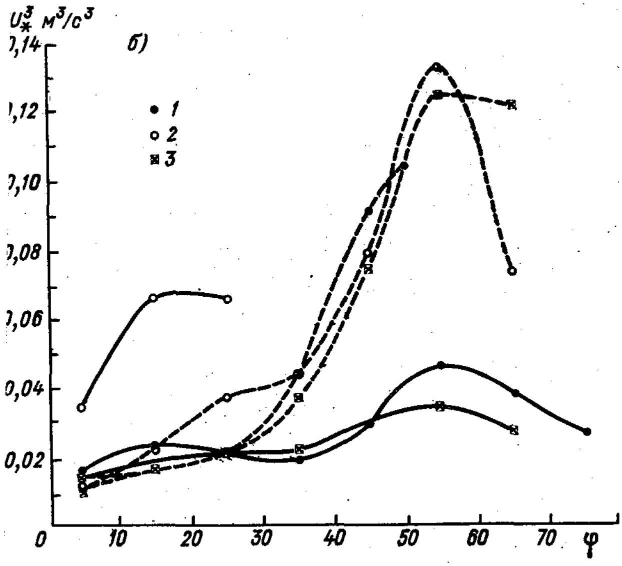


Рис.3.

ния $\overline{U_*^3}$, средние для всей рассматриваемой области представлены в работе [7]. При сравнении результатов работы [7] с результатами, полученными в настоящей работе, обращает на себя внимание хорошее согласование пространственно-временного распределения величины U_*^3. Что касается абсолютных величин, то следует заметить, что по данным работы [7] они несколько выше (табл. 3).

Таблица 2

Сезонные значения $U_*^3 \cdot 10^2$ (м³/с³), осредненные по площади океанов

Сезон	Месяцы	Полушарие	Атлантический океан	Тихий океан	Индийский океан	Мировой океан
Зима	I-Ш	Северное	6,5	4,9	0,9	5,I
	УП-IX	Южное	7,8	6,0	7,6	7,0
	К		I,2	I,2	-	I,4
Весна	IУ-УI	Северное	2,9	2,6	2,4	2,7
	X-XП	Южное	5,4	4,6	6,0	5,3
	К		I,8	I,8	-	2,0
Лето	УП-IX	Северное	2,5	2,I	5,0	2,5
	I-Ш	Южное	4,8	4,6	5,6	4,7
	К		I,9	2,2	-	I,9
Осень	X-XП	Северное	4,8	4,7	I,6	4,8
	IУ-УI	Южное	7,I	5,4	6,8	6,I
	К		I,5	I,I	-	I,3
В среднем за год		Северное	4,2	3,6	2,5	3,8
		Южное	6,3	5,I	6,5	5,8
	К		I,5	I,4	-	I,5

Таблица 3

Сравнение средних сезонных значений $\overline{U_*^3}$ с аналогичными данными из работы [7]

	I–III	IV–VI	VII–IX	X–XII	В среднем за год
$\overline{U_*^3} \cdot 10^2$ $м^3/с^3$	12,4	5,1	2,7	9,8	7,5
$U_*^3 \cdot 10^2$ $м^3/с^3$	9,1	4,1	2,7	8,3	6,0
Разность в % по отношению к [7]	27	20	0	15	20

Из данных табл.3 следует, что по результатам двух независимых расчетов максимальные различия в значениях U_*^3 наблюдаются в зимний и весенний сезоны.

Причины наблюдаемого расхождения могут быть разные. Прежде всего, это различия в исходной информации и в деталях ее обработки.

Тем не менее представленные в настоящей работе материалы по U_*^3 наиболее полно отражают закономерности распределения динамической скорости по акватории Мирового океана и в годовом ходе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ариель Н.З., Мурашова А.В. Расчет уточненных номограмм для определения коэффициентов сопротивления, тепло- и влагообмена над морем. - Труды ГГО, 1981, вып.454, с. 9–23.

2. Ариель Н.З., Строкина Л.А. Динамическая скорость и касательное напряжение у поверхности Мирового океана. - Метеорология и гидрология, 1982, № 7, с.59–64.

3. Каган Б.А., Рябченко В.А., Чаликов Д.В. Параметризация деятельного слоя в модели крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы. - Метеорология и гидрология, 1979, №12, с.67–75.

4. Строкина Л.А. Средние широтные значения температуры воды и воздуха для Мирового океана. - Метеорология и гидрология, 1982, № 4, с.50–55.

5. Esbensen S.K. and Reynolds R.W. Estimating Monthly averaged Air-Sea Transfers of Heat and Momentum using the Bulk Aerodynamic Method. J.Physical Oceanogr., 1981, v. 11, N 4, p. 457–465.

6. Han J.J. and Lee S.W. A new analysis of monthly mean wind stress over the global ocean. Climatic Research Institute report No.26, June 1981, p. 151.

.Haney R.L., Risch M.S., Heise G.C. Wind Forcing Due to Synoptic Storm Activity over the North Pacific Ocean. Atmosphere-Ocean, 1981, 19(2), p. 128-147.
. Hellerman S. Computations of wind stress fields over the Atlantic ocean. Monthly Weather Rev., 1965, v. 93, N 4, p. 239-244.
. Hellerman S. An updated estimate of the wind stress on the world ocean. Monthly Weather Rev., 1967, v. 95, N 9, p. 607-626.
0.Hidaka K. Computation of the wind stresses over the oceans. Records of oceanographic works in Japan, 1958, v. 4, N 2, p. 77-123.
1.U.S.Navy Marine Climatic Atlas of the World, 1955-1959, v. I-V.

В.В.Симонов

О РАСЧЕТЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ ВОЛНИСТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Значительная часть обширной литературы по проблеме ветроволнового взаимодействия посвящена количественным оценкам потоков импульса в системе воздух-волна, в формировании которых участвуют поле давления, касательные и нормальные напряжения Рейнольдса.

Рассмотрим простейший случай, когда подстилающая поверхность представляет собой цепочку монохроматических волн с амплитудой a, длиной L, скоростью C_φ и профилем ζ, а гребни расположены перпендикулярно к направлению среднего ветра. Обозначим через h высоту волнового подслоя, в котором прослеживаются периодические возмущения различных характеристик. Примем, что h находится в пределах приводного слоя атмосферы, так что силой Кориолиса можно пренебречь. Тогда в движущейся со скоростью C_φ системе координат уравнение для горизонтальной компоненты средней скорости в общепринятых обозначениях имеет вид

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+w\frac{\partial u}{\partial z}=-\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{p}{\rho}+\overline{u'^2}\right)+\frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau}{\partial z} \tag{1}$$

Перейдем, не привлекая новых обозначений, к безразмерным переменным, выбрав в качестве масштаба для u и u' некоторую характерную скорость u_m. (В приводимых ниже результатах расчетов u_m равняется динамической скорости u_*^1 на верхней границе волнового подслоя.) Для остальных переменных масштабами являются

$$w_m=Du_m\ ,\ z_m=\zeta_m=h\ ,\ X_m=L\ ,\ \tau_m=p_m=\rho u_m^2\ ,\ где\ \ D=h/L.$$

Введем криволинейные координаты

$$\xi=X\ ,\qquad \eta=\frac{z-\zeta}{1-\zeta}$$

и обозначения

$$M=p+u^2+\overline{u'^2}\ ,\ Q=Duw-\tau\ ,\ \gamma=1-\zeta\ ,\ \zeta'\equiv\frac{d\zeta}{d\xi}\ .$$

В безразмерном виде и криволинейных координатах уравнение (1) можно записать так

$$\frac{\partial}{\partial\xi}\gamma M+M\zeta'-(1-\eta)\zeta'\frac{\partial M}{\partial\eta}+\frac{1}{D}\frac{\partial Q}{\partial\eta}\ . \tag{2}$$

Осредним (2) по длине волны, обозначая эту операцию угловыми скобками, и проинтегрируем полученное уравнение по всему волновому подслою. После некоторых преобразований находим

$$\tau^1 - D\gamma(0)\Delta p_\infty = D\langle (p_0 + \overline{u_0'^2})\zeta' \rangle + \langle \tau_0 \rangle \qquad (3)$$

Нижний нулевой индекс указывает, что данная величина относится к уровню $\eta = 0$. Через τ^1 обозначено касательное напряжение при $\eta = 1$, через Δp_∞ – перепад давления между двумя точками, находящимися на расстоянии, равном длине волны, на одной и той же высоте. В правой части (3) стоят слагаемые, описывающие механизмы обмена импульсом на границе раздела воздух-волна. В частности, величина $F = D\langle p_0 \zeta' \rangle$, называемая сопротивлением давления, или формы, представляет собой поток импульса, создаваемый полем давления, $\langle \tau_0 \rangle$ – сопротивление трения, обусловленное касательным напряжением. Слагаемые в левой части формулы (3) являются источниковыми членами, компенсирующими потери импульса на волновой поверхности.

Для реального спектра волнения деление полного сопротивления поверхности на сопротивление формы и трения является весьма условным /II/. Должна существовать четкая граница в спектре размеров неровностей поверхности, чтобы сопротивление более мелких препятствий можно было отождествлять с сопротивлением трения. Эта проблема не возникает в теоретических моделях, рассматривающих строение потока над волновым рельефом с заданными спектральными характеристиками.

В различных теоретических моделях строения волнового подслоя вместо равенства (3) используется более упрощенное соотношение

$$\tau^1 = \tilde{F} + \langle \tau_0 \rangle \qquad (4)$$

Здесь пренебрегается слагаемыми $D\gamma(0)\Delta p_\infty$ и $D\langle \overline{u_0'^2}\zeta' \rangle$, а вместо F фигурирует величина $\tilde{F} = D\langle \tilde{p}_0 \zeta' \rangle$, т.е. рассматривается поток импульса, обусловленный лишь волновыми флуктуациями давления $\tilde{p}_0$ /2,6,7,I0/.

Как правило, различия между F и $\tilde{F}$ невелики, а слагаемое $D\langle \overline{u_0'^2}\zeta' \rangle$ мало по сравнению, например с $\langle \tau_0 \rangle$. Более существенным может оказаться пренебрежение слагаемым $D\gamma(0)\Delta p_\infty$, связанного с горизонтальным градиентом непериодической части давления. Например, в аэрогидроканалах вполне реальной представляется ситуация, когда на верхней границе волнового подслоя $\tau^1 = 0$. В то же время $\tilde{F}$ и $\langle \tau_0 \rangle$ – величины не нулевые и обе положительные. Таким образом, в случаях заметного изменения касательного напряжения с высотой в пределах волнового подслоя упрощенное соотношение (4) является слишком грубым приближением к действительности. Тем не менее, при дальнейшем анализе, главным образом с точки зрения сопоставления с другими работами, уравнение импульсов будет рассматриваться как в виде (3), так и в виде (4).

Результаты измерений и расчетов потоков импульса обычно представляются через так называемые коэффициенты сопротивления /I,2, 3,9/. В настоящее время общепринятой является параметризация этих потоков через квадрат скорости ветра U^{10} на высоте I0 м. Если измерения проводятся на другой высоте, то осуществляется пересчет скорости на высоту I0 м, как правило, по логарифмическому закону, независимо от толщины волнового подслоя и уровня измерения.

Введем эти аппроксимации для каждого из безразмерных слагаемых формулы (4)

$$\tilde{\tau}^1 = C_D^{10}(u^{10})^2, \quad (5) \qquad \tilde{F} = C_p (u^{10})^2, \tag{6}$$

$$\langle \tau_0 \rangle = C_S (u^{10})^2 . \tag{7}$$

Величина τ^1 является внешним параметром задачи, волновое сопротивление давления рассчитывается по формуле

$$\tilde{F} = D \langle \tilde{p}_0 \zeta' \rangle . \tag{8}$$

Для определения осредненного по волне касательного напряжения используются различные подходы. В данной работе эта величина находится по обычной градиентной модели

$$\langle \tau_0 \rangle = \left\langle k \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\rangle_0 . \tag{9}$$

Параметр C_D^{10} представляет собой общепринятый коэффициент сопротивления, рассчитываемый по касательному напряжению на верхней границе волнового подслоя, тогда как коэффициенты C_p и C_S определяются по значениям потоков импульса непосредственно на поверхности раздела.

Результаты расчетов коэффициентов сопротивления при различных внешних условиях по изложенной в работе /5/ модели строения волнового подслоя сопоставлялись с аналогичными расчетами, выполненными в /II/. Исходные постановки в /5/ и /II/ заметно отличаются друг от друга. Во-первых, в /II/ горизонтальная и вертикальная компоненты средней скорости находятся из соответствующих уравнений движения второго порядка, в /5/ – из одного уравнения четвертого порядка для функции тока. Во-вторых, в /II/ поле давления приходится рассчитывать в каждом итерационном цикле на основе уравнения неразрывности, в /5/ расчет давления проводится, если есть в этом необходимость, после окончания итерационного процесса из третьего уравнения движения /6/. В-третьих, привлекаются различные гипотезы о связи между напряжениями Рейнольдса и средними величинами. Например, в /II/ величина $\overline{u'^2}$ представляется в виде $\overline{u'^2}=\frac{2}{3}b - 2k\partial u/\partial x$, тогда как в /5/ второе слагаемое в выражении для $\overline{u'^2}$ отсутствует. Используются, кроме того, различные криволинейные координаты и имеются не принципиальные отличия в размерах численной сетки и значениях некоторых констант. Все результаты получены при шероховатости поверхности $z_0 = 5\cdot10^{-5}$м.

Одним из результатов решения задачи в данной статье и в работе /II/ являются профили полностью осредненной скорости ветра $\langle u \rangle$, и, в частности, ее значения (u^L) на высоте 0,94 м, равной длине волны L. Толщина волнового подслоя задается несколько большей и составляет I,I м. Делается предположение, что выше уровня $z=L$ распределение скорости является логарифмическим. Это позволяет при заданной шероховатости поверхности найти скорость ветра u^{10}, а отсюда (по терминологии авторов работы /II/) полный коэффициент сопротивления C_D^{10}, согласно формуле (5). Величина $\widetilde{F}$, а значит и коэффициент C_p находятся по формуле (8). Аналогично определяются коэффициенты C_D^{10} и C_p в нашей работе, хотя, как уже отмечалось выше, распределение $p_0(x)$ рассчитывается по разному.

На рис.I представлены зависимости коэффициентов сопротивления C_D^{10}, $C_D = C_p + C_S$ и C_S (соответственно кривые I,2 и 3) от безразмерной фазовой скорости $C_* = C_\phi/u_*^1$, полученные в данной работе (сплошные кривые) и в работе /II/ (пунктир). При этом фиксировались значения L и C_ϕ, а варьировалась динамическая скорость u_*^1. Крутизна волны $\delta=2a/L$ составляла 0,05.

Различия в коэффициентах C_D^{10} в данной работе и в /II/ связаны с особенностями постановки задачи, построения численной схемы, метода ее решения и т.д. Как видно из графика, наши расчеты дают незначительное, практически с постоянной скоростью изменения, увеличение C_D^{10} с ростом C_*. В работе /II/, помимо общей противоположной тенденции изменения, этот коэффициент имеет локальные максимум и минимум. Полученные по этим результатам для фиксированных C_ϕ зависимости C_D^{10} от u^{10} /II,рис.4/ имеют весьма характерные особенности, не проявляющиеся ни на одной из многочисленных аналогичных кривых /I, 2,9/.

Монотонный, но снова различный характер изменения в сопоставляемых работах получился и для зависимости коэффициента C_D^{10} от крутизны волны, представленной на рис.2, при построении которого исполь-

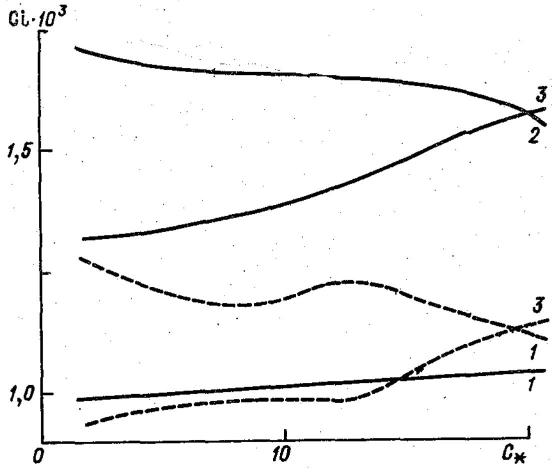


Рис.1.

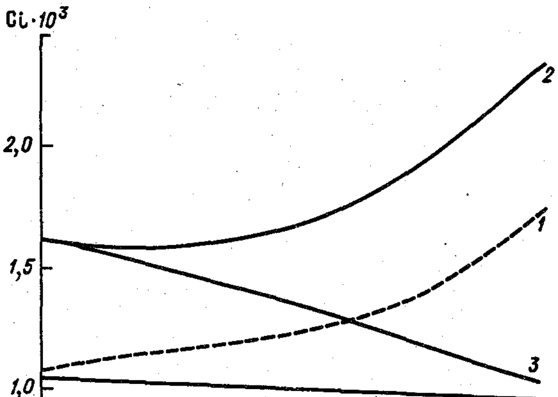


Рис.2.

зованы те же обозначения, что и на рис.1. Расчеты выполнены для C_φ= 1,2 м/с. Прослеживается очевидная тенденция не только к увеличению расхождения, но и к скорости нарастания его с ростом δ. Если при δ = 0 коэффициенты C_D^{10} почти совпадают, то при δ = 0,05 и 0,10 различие достигает более 20 и 70% соответственно. Связано это только с различиями в рассчитанных значениях U^L, поскольку осуществляемый по логарифмическому закону переход от U^L к U^{10} никаких новых эффектов не дает. В /11/ получилось, что в интервале $0 \leq \delta \leq 0,10$ скорость U^L меняется примерно на 25%, тогда как наши расчеты дают менее 5%.

Однако более важным представляется все же сам факт наличия зависимости C_D^{10} от C_* и δ, поскольку в используемой постановке задачи для получения реальных значений C_D^{10} при каких-то конкретных условиях может оказаться достаточным выбор подходящего и вполне разумного с физической точки зрения параметра шероховатости, как это и было сделано в /11/. Но выбор параметра z_0 не влияет на характер зависимости коэффициента C_D^{10} от C_* или δ.

В настоящее время при математическом моделировании взаимодействия воздушного потока с волнистой поверхностью во внимание принимается только нижняя небольшая часть всего пограничного слоя атмосферы /2,5,7,8,10/. В этом случае основой постановки задачи является предположение, что область распространения возмущений от нижней границы не превышает толщины волнового подслоя, на верхней границе которого из соображений склейки с невозмущенным потоком считаются известными любые, представляющие интерес характеристики. В рассматриваемых примерах при $\eta_1 = 1$ полагается заданной U_*^1, рассчитывается скорость ветра U^1 на этой высоте. Такое же право на существование, что отмечается и в /11/, имеет подход, при котором задается U^1, а определяется U_*^1. Но при этом зависимости C_D^{10} от C_* и δ будут отличаться от приведенных на рис.1 и 2.

Изложенное выше наводит на мысль, что зависимости C_D^{10} от C_φ или δ, отражают не физическую сущность процесса, а обусловлены использующимися дифференциальными уравнениями и граничными условиями. Вопрос об определении характера изменчивости коэффициента C_D^{10} теряет смысл, если несколько отойти от традиционной постановки задачи.

Представленная в /5/ модель, по которой выполнены наши расчеты, содержит вместо двух уравнений для составляющих скорости одно уравнение четвертого порядка для функции тока. Такая постановка допускает привлечение в качестве граничных условий при $\eta = 1$ одновременно и горизонтальной компоненты скорости ветра, и касательного напряжения. (При этом, естественно, на вертикальную скорость никаких условий не накладывается.) А это есть не что иное, как задание коэффициента C_D^{10}. Также отпадает необходимость в определении C_D^{10}, если в качестве исходных используются уравнения движения, но не второго, а четвертого порядка, аналогично тому, как это делается в /4/.

Учитывая все вышесказанное, малые изменения C_D^{10}, полученные по модели /5/, кажутся более предпочтительными и говорят, по-видимому, в пользу этой схемы.

Вернемся к вопросу о выполнимости формулы /4/. Перепишем (3) в виде

$$\tau^{1} = \widetilde{F} + \langle \tau_0 \rangle + \Delta ,$$

$$\Delta \equiv D\gamma(0)\Delta p_\infty + F - \widetilde{F} + D\langle \widetilde{u_0'^2}\, \zeta' \rangle .$$

Коэффициент сопротивления $C_D = C_p + C_S$ в работе /II/ тождественно равен C_D^{10}. Различие в наших коэффициентах C_D^{10} и C_D, которые представлены на рисунках кривыми I и 2, связано с учетом членов, обозначенных Δ .

Сопоставление кривых показывает, что роль отброшенных в (4) членов оказывается далеко не второстепенной, и значит величина τ, или коэффициент C_D^{10}, не является полной характеристикой суммарного обмена импульсом в системе воздух-волна. Правда, рассмотренные примеры не являются типичными для естественных условий. Тем не менее следует с известной осторожностью отождествлять коэффициенты C_D^{10} и C_D, в том числе и при проверке теоретических моделей по данным различных, в первую очередь лабораторных, экспериментов.

Для многих прикладных задач основной интерес представляет информация не столько об интегральном обмене импульсом на поверхности раздела, сколько о соотношении потоков $\widetilde{F}$ и $\langle \tau_0 \rangle$.

Считается, что $\widetilde{F}$ играет основную роль в эволюции волнового поля, тогда как процессы тепло- и влагообмена и скорость дрейфового течения определяются величинами $\langle \tau_0 \rangle$ /2,3,7/.

Чтобы не загромождать рисунки, на них приведены только зависимости для коэффициентов C_S , т.е. характеристики сопротивления трения. Сопоставляя кривые 2 и 3, легко представить характер зависимости сопротивления давления $\widetilde{F}$ (или коэффициента C_p) от C_* и δ . Как и во всех аналогичных работах получается уменьшение C_p с увеличением C_* и сильный рост этого коэффициента с ростом δ .

Сравнивая на рис.I кривые 3, характеризующие изменчивость сопротивления трения, можно отметить их подобие при явном несовпадении численных значений. Одной из причин такого расхождения является разный подход к определению коэффициента трения C_S . В /II/ этот коэффициент находится на основе предположения о выполнимости формулы (4), то есть $C_S = C_D^{10} - C_p$. В нашей работе по формуле (9) рассчитывается осредненное касательное напряжение $\langle \tau_0 \rangle$, а затем по формуле (7) - коэффициент C_S .

Измерение сопротивления давления F и трения $\langle \tau_0 \rangle$ непосредственно на поверхности волны представляет собой сложную техническую задачу. Сведений о коэффициентах C_p и C_S очень мало, а накопленный к настоящему времени обширный экспериментальный материал относится к коэффициенту C_D^{10} /I,9/. При параметризации процессов массо- и энергообмена непосредственно на границе раздела волна-воздух использование этой информации подразумевает постоянство с высотой полного потока импульса и знание соотношения между величинами F и $\langle\tau_0\rangle$. Приведенные результаты показывают, однако, что и абсолютные значения и соотношение между этими величинами зависит от внешних условий.

В заключение можно отметить, что постановка задачи содержит целый ряд параметров, влияние которых на конечные результаты совершенно не исследовано. Остаются широкие возможности в выборе способа замыкания модели турбулентности, а также в использовании других комбинаций граничных условий при $\eta = 1$. Не составляет особого труда ввести и переменную по профилю волны шероховатость.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ариель Н.З., Мурашова А.В. Расчет уточненных номограмм для определения коэффициентов сопротивления, тепло- и влагообмена над морем. - Труды ГГО, 1981, вып.454, с.9-23.

2. Бютнер Э.К. Динамика приповерхностного слоя воздуха.- Л.: Гидрометеоиздат, 1978.-158 с.

3. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан-атмосфера. Под ред.А.С.Дубова. - Л.: Гидрометеоиздат, 1974.-240 с.

4. Симонов В.В. Об использовании уравнений четвертого порядка в модели пограничного слоя атмосферы. - Труды ГГО, 1977, вып.382, с.43-53.

5. Симонов В.В. Турбулентный поток над волнистой границей. - Труды ГГО, 1979, вып.423, с.39-51.

6. Симонов В.В. О расчете волновых флуктуаций атмосферного давления. - Метеорология и гидрология, 1980, № 8, с.13-19.

7. Филлипс О.М. Динамика верхнего слоя океана. - М.: Мир, 1969.-267 с.

8. Чаликов Д.В. Математическое моделирование ветрового волнения. - Л.: Гидрометеоиздат, 1980.-45 с.

9. Garratt J.R. Review of drag coeffioients over oceans and continents. - Mon. Weather Rev., 1977, v. 105, N 7, p. 915-929.

10. Gent P.R., Taylor P.A. A numerical model of the air flow above water waves. - J.Fluid Mech., 1976, v. 77, pt.1, p. 105-128.

11. Taylor P.A., Gent P.R. A numerical investigation of variations in the drag coefficient for air flow above water waves. - Quart. J.R. Met. Soc., 1978, v. 104, N 442, p. 979-988.

Р.С.Бортковский

ОЦЕНКА СИЛ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КАПЕЛЬ В БРЫЗГОВЫХ ОБЛАКАХ НАД МОРЕМ

При анализе брызг в массо- и энергопереносе над морем при шторме в работах /I,2,9/ рассматривались отдельные, не взаимодействующие друг с другом капли. Такой подход был обоснован оценками концентрации капель /9,I4/: в нижней части приводного слоя концентрация оказывается существенно ниже критической, при которой начинает проявляться тепловое и динамическое взаимодействие капель /I0,II/. Электрическое взаимодействие капель в работах /I,2,9/ не учитывалось, так как предполагалось, что оно отсутствует. Справедливость такого предположения может быть подтверждена расчетами сил электрического взаимодействия капель.

Сила взаимодействия двух заряженных капель радиусами r_1 и r_2, находящихся во внешнем электрическом поле, направленном вдоль линии, соединяющей центры капель, согласно /I3/, равна:

$$F = \varepsilon_0 r_2^2 E_0^2 F_1 + E_0\left(F_2 q_{r_1} + F_3 q_{r_2}\right) + \frac{1}{\varepsilon_0 r_2^2}\left(F_4 q_{r_1}^2 + F_5 q_{r_1} q_{r_2} + F_6 q_{r_2}\right), \qquad (1)$$

где ε – электрическая постоянная, E_0 – напряженность внешнего поля, q_{r_1} и q_{r_2} – заряды взаимодействующих капель. Коэффициенты F_i (i = =I,...,6) вычислены и затабулированы /I3/ как функции величин r_1/r_2 и δ/r_2, где $r_2 \leqslant r_1$, δ – расстояние между поверхностями капель по линии, соединяющей их центры.

Над океаном напряженность внешнего поля направлена вертикально и численно, согласно /6,7,II/, мало отличается от среднего значения ($\overline{E_0}$ = I30 В/м). Электрическая постоянная воздуха ε равна 8,85 $\times$ $\times$ 10^{-12} Ф/м. Данные о распределении по размерам брызг у поверхности океана /3,5/ показывают, что модальный радиус r_m меняется от 0,002 до 0,0I см; капли, радиус которых превышает 0,05 см, практически не встречаются. Брызги, размер которых существенно меньше модального, немногочисленны и дают небольшой вклад в перенос тепла, влаги и импульса. Согласно экспериментальным данным и принятой аппроксимации распределения капель по размерам /2,3/, более 80% всех капель приходится на интервал $0{,}75 \leqslant r/r_m < 5$. Поэтому представляет интерес оценка сил электрического взаимодействия капель в этом интервале размеров. Очевидно, что взаимодействие капель разных размеров более заметно сказывается на мелких каплях; поэтому достаточно оценить электрические силы, действующие на капли радиусом r_2, близким по значению к модальному, при взаимодействии с более крупными каплями, а также при взаимодействии с более многочисленными каплями такого же радиуса r_2. В качестве характерных приняты следующие значения: r_1 = 0,025; 0,05 см, r_2 = 0,005 см.

Заряд капель разных размеров, образующихся при схлопывании пузырьков воздуха на поверхности воды, согласно результатам лабораторных измерений /12/, может быть выражена эмпирической формулой

$$q = 2{,}18 \cdot 10^{-11} r^{1{,}3} , \qquad (2)$$

где q в кулонах, r - в сантиметрах. Схлопывание пузырьков, образующихся при обрушении ветровых волн, является основным механизмом генерации брызг над морем /12,14/.

Вторым по важности механизмом генерации брызг представляется непосредственный срыв капель с заостренной части теряющего устойчивость гребня волны;этот процесс близок к процессу разрушения струи жидкости. Как указано в /7/, заряд капель, образующихся при разбрызгивании, равен

$$q = 2{,}73 \cdot 10^{-11} r^{3} . \qquad (3)$$

Коэффициент, входящий в (3), соответствует верхнему пределу плотности заряда, образующегося при разбрызгивании чистой пресной воды.

Согласно /8/, сильный заряд капель в облаках определяется выражением

$$q = 3{,}67 \cdot 10^{-11} r^{2} . \qquad (4)$$

В табл.1 приведены значения зарядов, вычисленные по формулам (2)-(4).

Таблица 1

Заряды капель (Кл), определенные по формулам (2)-(4)

Формула	r см		
	0,005	0,025	0,05
(2)	$2{,}2 \cdot 10^{-15}$	$1{,}8 \cdot 10^{-14}$	$4{,}3 \cdot 10^{-14}$
(3)	$3{,}3 \cdot 10^{-18}$	$4{,}3 \cdot 10^{-16}$	$3{,}3 \cdot 10^{-15}$
(4)	$9{,}3 \cdot 10^{-16}$	$2{,}3 \cdot 10^{-14}$	$9{,}3 \cdot 10^{-14}$

Для расчетов силы F по формуле (1) используют следующие значения q, превышающие приведенные в табл.1: $2{,}3 \cdot 10^{-15}$; $2{,}3 \cdot 10^{-14}$; $1{,}0 \cdot 10^{-13}$ Кл соответственно при r, равном 0,005; 0,025; 0,05 см. Поэтому результаты расчетов F можно считать близкими к оценкам сверху.

Характерное расстояние между каплями в облаке брызг можно оценить, исходя из данных об их концентрации (водности) вблизи поверхности раздела; при шторме (U_{10} = 20...25 м/с) средняя водность $\overline{\alpha}$ на уровне 13 см составляет 10^{-3} - 10^{-4} г/см³ /14/. Однако непосредственно над областями генерации брызг (барашками и пеной), концентрация должна быть больше:

$$\alpha_m = \overline{\alpha} / S , \tag{5}$$

где S - относительная площадь, занятая барашками и пеной. Так при U_{10} = 20...25 м/с, $S \approx 0,20$ /4/, $\alpha_m \approx 5\overline{\alpha} \approx (5\cdot10^{-3}...5\cdot10^{-4})$ г/см³. Массовая концентрация брызг (водность) численно равна их относительной объемной концентрации $\tilde{\alpha}$. Большее из полученных значений, $\alpha_m = 5\cdot10^{-3}$ г/см³, можно считать оценкой максимально возможной объемной концентрации $\tilde{\alpha}_{max}$. Средний объем среды, приходящийся на одну каплю, определяется соотношением

$$\overline{U} = 4\pi \overline{r^3} / 3\tilde{\alpha} , \tag{6}$$

где $\overline{r^3}$ - средний куб радиуса брызг; тогда среднее расстояние между центрами капель равно

$$(\overline{U})^{1/3} = \left(4\pi \overline{r^3} / 3\tilde{\alpha}\right)^{1/3} . \tag{7}$$

Отсюда, в предположении об одинаковых размерах капель, можно получить оценку среднего расстояния $\overline{\jmath}$ между их поверхностями

$$\overline{\jmath} = (\overline{U})^{1/3} - 2(\overline{r^3})^{1/3} = (\overline{r^3})^{1/3}\left[\left(4\pi/3\tilde{\alpha}\right)^{1/3} - 2\right] . \tag{8}$$

По данным натурных измерений /5/ можно принять $(\overline{r^3})^{1/3} \approx 3\cdot10^{-3}$ см. Тогда, если подставить в (8) $\tilde{\alpha} \leqslant \tilde{\alpha}_{max} = 5\cdot10^{-3}$, можно получить оценку $\overline{\jmath} \geqslant 2,2\cdot10^{-2}$ см. Следовательно, при r_2 = 0,005 см, отношение $\jmath / r_2$, являющееся одним из параметров, определяющих значение коэффициентов F_i в формуле (1), описывается неравенством $\overline{\jmath} / r_2 \geqslant 4$.

Результаты расчета силы взаимодействия F при разноименных зарядах капель приведены в табл.2. При одноименных зарядах взаимодействие оказывается более слабым, значения F составляют 0,6-0,8 от приведенных в табл.2; это объясняется наличием индукционных членов в формуле (1) /6/. Расчеты показывают, что при уменьшении отношения $\jmath / r_2$ величина F растет довольно медленно

Таблица 2

Сила электрического взаимодействия $F \cdot 10^{11}$ (Н)

$\jmath / r_2$	r_1 / r_2		
	1	5	10
1	3,4	7,0	10,0
2	1,8	3,8	6,4
4	0,8	2,2	4,0

Это происходит потому, что относительное уменьшение расстояния между центрами капель, $\Delta = r_1 + r_2 + \delta$, происходит медленнее, чем относительное уменьшение величины δ - особенно при $r_1 \gg r_2$.

Относительную роль вертикально направленной силы взаимодействия F можно оценить, сопоставив ее с вертикальными составляющими действующих на каплю других сил. При $r_1 = r_2 = 0{,}005$ см, вес капли, $P = \rho g \times \times \frac{4}{3}\pi r^3$ (где $\rho = 1$ г/см^3 - плотность воды, $g = 980$ см/с^2), составляет $5{,}1 \cdot 10^{-9}$Н, и следовательно, на 2 порядка превышает силу электрического взаимодействия. Однако во время полета на каплю действует разность силы веса и вертикальной составляющей силы аэродинамического сопротивления. Эта разность равна произведению $\frac{P}{g}\frac{dW}{dt}$, где dW/dt - производная по времени вертикальной составляющей скорости капли. Согласно расчетам элементов полета брызг /1/, характерные значения величины $\frac{P}{g}\frac{dW}{dt}$ для капель радиусом 0,005 см на бо́льшей части траектории значительно превышают $1{,}5 \cdot 10^{-10}$Н. Минимальное значение $\frac{P}{g}\frac{dW}{dt}$, составляющее приблизительно около $0{,}6 \cdot 10^{-11}$Н, наблюдается не более 10^{-2} с, т.е. 3% продолжительности полета. Таким образом, в течение 97% времени полета капель, размер которых близок к модальному, силы электрического взаимодействия не могут повлиять на их траекторию и скорость.

Вероятность появления крупных капель в облаке брызг можно считать соответствующей функции распределения /2,3/

$$\Phi = \int_{r}^{r+\delta r} \left(\frac{r}{r_m}\right)^2 e^{-2r/r_m} \frac{dr}{r_m} \tag{9}$$

и для капель, размеры которых ограничены интервалом $5 \leqslant \frac{r}{r_m} \leqslant 7{,}5$, найти $\Phi = 0{,}9\%$. В силу малой вероятности появления крупных капель достаточно рассматривать взаимодействие капель, близких по размеру к модальному, т.е. считать $r_1 / r_2 \simeq 1$. В этом случае вывод о пренебрежимо малой роли сил электрического взаимодействия в динамике брызг с радиусом $r \geqslant 0{,}005$ см становится еще более определенным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А р и е л ь Н.З., Б о р т к о в с к и й Р.С. Уточненная модель энерго- и массообмена брызг над поверхностью океана при шторме. - В кн.: Тайфун-75. Л.: Гидрометеоиздат, 1978, т.2, с.101-115.

2. Б о р и с е н к о в Е.П., К у з н е ц о в М.А. О параметризации взаимодействия океана и атмосферы при штормовых условиях погоды применительно к моделям общей циркуляции атмосферы. - Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, т.14, № 5, с.510-520.

3. Б о р т к о в с к и й Р.С. Экспериментальные исследования поля брызг над ветровыми волнами. - Труды ГГО, 1977, вып.398, с.35-40.

4. Б о р т к о в с к и й Р.С., К у з н е ц о в М.А. Некоторые результаты исследования состояния морской поверхности. - В кн.: Тайфун-75. Л.: Гидрометеоиздат, 1977, т.1, с.90-105.

5. Б о р т к о в с к и й Р.С., Т и м а н о в с к и й Д.Ф. Новы экспериментальные данные о поле брызг над ветровыми волнами. - Тру ГГО, 1981, вып.454, с.24-30.

6. К р а с н о г о р с к а я Н.В. Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. - Л.: Гидрометеоиздат, 1972. -323

7. М е й с о н Б.Дж. Физика облаков. - Л.: Гидрометеоиздат,196 542 с.

8. М у ч н и к В.М. Физика грозы. - Л.: Гидрометеоиздат, 1974. 351 с.

9. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан-атмосфера, Р.С.Бортковский, Э.К.Бютнер, С.П.Малевский-Малевич, Л.Ю.Преображенский. - Л.: Гидрометеоиздат, 1974. -239с.

10. С о у С. Гидродинамика многофазных систем. - М.: Мир, 1971 536 с.

11. У о л л и с Г. Одномерные двухфазные течения. - М.: Мир, 1972. -440 с.

12. Blanchard D.C. The electrification of the atmosphere by particles from bubbles in the sea. Progress in Oceanogr., 1963, vol.1, p. 73-202.

13. Davis M.H. Two charged spherical conductors in a uniform electri field: forces and field strength. Quart. Journ. Mech. Appl. Mathem., 1964, v. 17, N 4, p. 499-511.

14. Monahan E.C. Sea spray as a function of low elevation wind speed Journ. Geophys. Res., 1968, v. 73, N 4, p. 1127-1137.

А.А.Елисеев

К ИССЛЕДОВАНИЮ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ ЛУЧИСТОГО ПРИТОКА ТЕПЛА В АТМОСФЕРЕ

В литературе неоднократно указывалось на актуальность разработки метода, позволяющего прямо измерять лучистый перенос тепла в атмосфере /3,8,12/. Для решения этой задачи автором был предложен оптико-акустический (ОА) метод и устройство-измеритель лучистого притока тепла (ЛПТ), кратко описанные в /1,2/. В настоящей работе приведены результаты лабораторных исследований и методика проведения экспериментов по определению линейности и угловой характеристики ЛПТ, а также влияния неселективного поглощения на результаты измерения.

Схема экспериментальной установки показана на рис.1. Исследуемый селективный ОА приемник 1 с плоским окном 2 из материала КРС-5 размещался над выходным отверстием 3 нагреваемого полостного черного тела (ЧТ) 4, изготовленного на базе термостата ТС-16. Приемник мог перемещаться на угол до 90° в плоскости, проходящей через ось а-а и перпендикулярной плоскости рисунка. Над зачерненным обтюратором 5 расположена диафрагма 6, изменяющая угловые размеры ЧТ. Смесь CO_2 или CO поступала из баллонов 10 высокого давления через трубки 8 и клапаны 7, и удалялась через трубку 9. Заполнение приемника воздухом осуществлялось под воздействием разрежения, создаваемого побудителем расхода 12, через заборник 13, установленный снаружи помещения. Расход смеси (1-2 см³/с), контролируемый расходомером 11, и длительность продувки (≥20мин) подбирались так, чтобы обеспечить практически полную смену смеси в приемнике с объемом приблизительно 45 см³. При заполнении приемника окружающим воздухом влажность его измерялась аспирационным психрометром, расположенным непосредственно у заборника. Описываемая установка располагалась в пос.Воейково, в помещении; при проведении

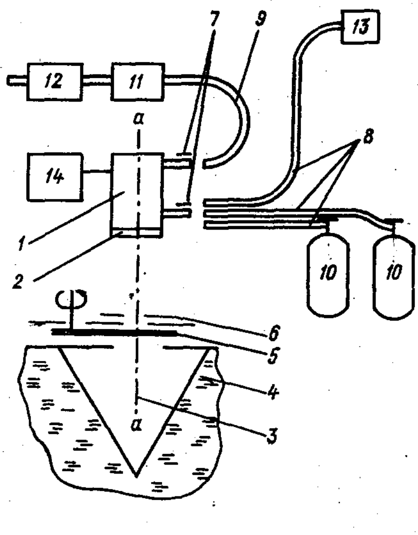


Рис.1. Установка для исследования измерителя ЛПТ

градуировки окна были открыты для предотвращения увеличения концентрации CO_2 в помещении. Измерения проводились при закрытых клапанах 7. Сигнал на выходе ОА приемника усиливался, синхронно детектировался и регистрировался посредством электроизмерительной схемы 14 [2]. Измерялась также температура воды в термостате, омывающей полость ЧТ, температура вращающегося обтюратора (посредством термосопротивления), а также влажность воздуха между ЧТ и приемником. При измерениях приемник и обтюратор обдувались воздухом с постоянной скоростью.

Для проверки линейности измерителя определялась его чувствительность при значениях температуры ЧТ 46 и 94°С, и диафрагме, открытой полностью или только на 60%. При этом температура приемника и положение его относительно ЧТ не менялись. Максимальное задаваемое значение ЛПТ было существенно увеличено относительно случая, описанного в [2] и достигало 80°С. Для этого, кроме повышения температуры ЧТ, приемник был заполнен смесью 92% СО в азоте, поглощающей длинноволновую радиацию (вблизи длины волны 4,7 мкм) значительно сильнее, чем воздух или использовавшиеся смеси CO_2, при идентичности теплофизических характеристик всех перечисленных смесей и воздуха. Как оказалось, при изменении задаваемых значений ЛПТ от 12 до 80°С/ч уменьшение чувствительности измерителя не превосходило 8%, что находится в пределах точности выполненного эксперимента.

Измерение угловой характеристики ОА приемника проводилось по методике, изложенной в [2]. Показания измерителя регистрировались при различных углах φ падения модулированной радиации на окно приемника. Измерения показали, что у приемников различной конструкции чувствительность при больших углах падения сильно увеличивалась за счет многократного отражения радиации от боковых стенок. Поэтому для исследуемого приемника была применена коррекция угловой характеристики. Для этого малая часть боковой (цилиндрической) поверхности лучеприемной камеры зачернялась. В табл. 1 приведены значения отношения (α) показаний исследуемого ОА приемника при различных значениях φ к показаниям приемника при У = 0.

Таблица 1

α отн.ед.	φ°									
	0	10	20	30	40	50	60	70	75	80
До коррекции	1,00	1,00	1,01	1,07	1,22	1,45	1,53	1,70	1,81	2,05
После коррекции	1,00	1,00	0,99	0,98	1,00	1,01	1,04	1,06	0,75	0,00

Как видно из таблицы, угловая характеристика приемника после коррекции вполне удовлетворительна до значений $\varphi \approx 70^{\circ}$. По результатам анализа данных табл.1 и работы /5/, случайная относительная погрешность при измерениях ЛПТ из полусферы приемником после его коррекции не превышает $\pm 6\%$.

Одним из возможных источников погрешности может быть неселективное поглощение модулированной радиации стенками и окном камеры приемника, проявляющееся в возникновении ложной составляющей сигнала. Была выполнена экспериментальная оценка этого эффекта. Для этого определяли характер и зависимость показаний измерителя от интегральной функции (ИФ) поглощения газовой смеси в приемнике. Измерения проводились со смесями (CO_2+N_2) с концентрацией CO_2 0,025; 0,038;0,094; 0,50; 0,98%. При этом положение приемника относительно ЧТ, а также значения температуры ЧТ и обтюратора не изменялись. Результаты измерений показаны на рис.2. Здесь по оси абсцисс отложены значения A_{CO_2} – ИФ поглощения CO_2 для длинноволнового диапазона. (Методика расчета A_{CO_2} с использованием результатов /11/ изложена ниже.) По оси ординат отложены показания измерителя U. Как видно из рис.2, зависимость U от A_{CO_2} можно считать линейной и в пределах точности эксперимента экстраполировать в начало координат. Это указывает на то, что значение сигнала обусловлено поглощением радиации практически только газовой смесью в лучеприемной камере.

Описанный в /2/ измеритель ЛПТ градуировался по низкотемпературному ЧТ, при этом приемник заполнялся воздухом с известной влажностью, концентрация CO_2 принималась равной 0,033% в приемнике и в окружающем воздухе, поглощение аэрозоля, попавшего в приемник, полагалось пренебрежимо малым относительно поглощения радиации водяным паром и CO_2. При градуировке измерителя ЛПТ, имеющего селективный приемник, необходимо учитывать влияние слоя воздуха между ЧТ и приемником, поглощающего излучение ЧТ и излучающего при собственной температуре. Следует отметить, что этот эффект особенно заметно проявляется в тех спектральных диапазонах, где поглощение радиации в лучеприемной камере приемника максимально.

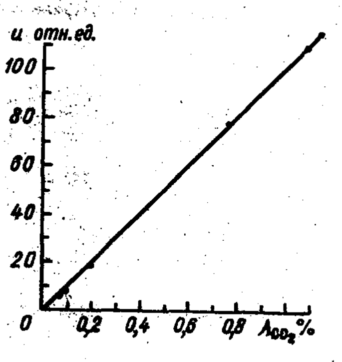


Рис.2. Зависимость показаний измерителя ЛПТ от ИФ поглощения смеси CO_2.

Уравнение, описывающее лучистый теплообмен ОА приемника с ЧТ, обтюратором и слоем воздуха, очень громоздко. Поэтому, сделав допущение о равенстве температур обтюратора, воздуха и приемника, это уравнение можно упрощенно представить в виде

$$\Delta E=\left[1-A(m_{чт})\right]A(m_{чт},m_{пр})(E_{чт}-E_{обт}), \qquad (1)$$

где ΔE – амплитуда изменения плотности потока радиации, поглощенной приемником (кВт/м), A – ИФ поглощения газа для направленной радиации; $m_{чт}$, $m_{пр}$ – эффективная поглощающая масса газа, соответственно, между приемником и ЧТ, и в приемнике; $E_{чт}$, $E_{обт}$ – плотность потока радиации, поступающего на приемник, соответственно, от ЧТ и обтюратора при $m_{чт}=0$ (кВт/м). Первый сомножитель в (1) равен ИФ пропускания слоя $m_{чт}$, второй – равен ИФ поглощения слоя $m_{пр}$ для радиации, прошедшей слой $m_{чт}$. Значения $A(m_{чт}, m_{пр})$ получены с помощью уравнения

$$A(m_{чт},m_{пр})=A(m_{чт}+m_{пр})-A(m_{чт}), \qquad (2)$$

где значения A, $m_{чт}$, $m_{пр}$ относятся либо к воздуху, либо к CO_2.

Как показали измерения, температура обтюратора, приемника и воздуха различалась не более чем на 2°С; при этом значение $[1-A(m_{чт})]\geqslant 0,96$. Согласно численным оценкам, дополнительная случайная погрешность градуировки при этих условиях не превышает ±6%. Если отнести ΔE к эффективной глубине лучеприемной камеры и к показанию измерителя U, получим постоянную измерителя C, аналогично /2/, в виде $C=\Delta E/h\varkappa U$ кВт/(м·В), где h – геометрическая глубина лучеприемной камеры, $м$; $\varkappa$ – безразмерный множитель, учитывающий пропускание окна и эффект многократных отражений от дна и окна камеры.

Для повышения надежности градуировка осуществлялась также по CO_2, так как для малых масс CO_2 значения ИФ поглощения в интервалах основных полос определены с меньшими погрешностями /6,11/, чем значения ИФ поглощения для малых масс водяного пара /4,7,8,9,10/. Градуировка производилась по смеси 0,094% CO_2 в азоте. Для расчетов использовались данные измерений Бёрча /11/ для пяти спектральных интервалов, перекрывающих области полос поглощения CO_2 вблизи длин волн 4,3 мкм и 15 мкм. По этим данным была рассчитана функция поглощения A_{CO_2}, которая интерпретировалась как ИФ поглощения CO_2 в длинноволновом диапазоне. Расчет проводился по формуле

$$A_{CO_2}=\sum_{i=1}^{i=5}\frac{A_i(E_{чт}-E_{обт})_i}{E_{чт}-E_{обт}}, \qquad (3)$$

где значения A_i, $(E_{чт}-E_{обт})_i$ являются средними для спектрального интервала i.

При градуировке значения A в (2) определялись из полученной согласно (3) зависимости A_{CO_2} от массы CO_2. Влияние водяного пара, находящегося между ЧТ и приемником, согласно оценке, пренебрежимо мало в области полосы 15 мкм при малых массах воздуха. При градуировке значения $m_{чт}$ и $m_{пр}$ составляли, соответственно, для влажного воздуха $2{,}2\cdot10^{-4}$ и $0{,}8\cdot10^{-4}$ см ос.в., а для CO_2 $m_{чт}=m_{пр}=10^{-2}$ атм.см.

Результаты градуировок с использованием в (1) различных ИФ поглощения, приведены в табл.2.

Таблица 2

Автор, работа	Смесь	C отн.ед.
Берч /11/	$CO_2 + N_2$	1,00
Нийлиск /7/	воздух	0,90
Брукс /10/	"	0,84
Шехтер /9/	"	0,79

Из табл.2 видно, что результаты градуировки с использованием различных газовых смесей и различных методик расчета ИФ поглощения вполне удовлетворительно согласуются. Систематическое небольшое занижение постоянной C, определенной по воздуху, относительно постоянной, определенной по CO_2, можно объяснить, прежде всего, погрешностью эксперимента.

В результате проделанной работы повышена точность градуировки ОА измерителя ЛПТ, проверена линейность измерителя и эффективность корректировки угловой характеристики. Показано, что погрешностью за счет поглощения длинноволновой радиации стенками и окном приемника можно пренебречь.

Список литературы

1. Елисеев А.А. Устройство для измерения лучистого притока тепла в атмосфере. Авт.свидетельство № 352151 от 6.3.1970. Бюллетень "Открытия, изобретения, промышленные образцы, товарные знаки, № 28, 1972.

2. Елисеев А.А. Оптико-акустический метод прямого измерения лучистого притока тепла в атмосфере. - Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, т.13, № 10, 1977, с.1018-1024.

3. Кондратьев К.Я. О возможности прямых измерений лучистого притока тепла. - В кн.: Проблемы физики атмосферы № 1, ЛГУ, 1963, с.3-16.

4. Кондратьев К.Я. Актинометрия. - Л.: Гидрометеоиздат, 1965.

5. Кондратьев К.Я., Жвалев В.Ф., Стыро Д.Б. Лучистый приток тепла в области спектра 4-40 мкм на различных уровнях в атмосфере. - Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, т.2, № 1, 1966, с.52-63.

6. Москаленко Н.И. Экспериментальные исследования спектральной прозрачности паров H_2O, CO_2, CH_4, N_2O, CO в условиях искусственной атмосферы. - Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, т.5, № 9, 1969, с.962-966.

7. Нийлиск Х.Ю., Саммел Л.Э. Интегральная функция пропускания атмосферы для расчетов поля теплового излучения в тропосфере.- В кн. Таблицы радиационных характеристик атмосферы. Тарту, 1969, с.128-180.

8. Фейгельсон Е.М. Лучистый теплообмен и облака. - Л.: Гидрометеоиздат, 1970.

9. Шехтер Ф.Н. О методике определения лучистого притока тепла.- Труды ГГО, 1962, вып.127, с.14-25.

10. Brooks F.A. Atmospheric radiation and its reflection from the ground. J. of Met., v. 9, N 1, 1952, p. 41-52.

11. Burch D.E., Gryvnak D.A., Williams D. Total absorptance of carbon dioxide in the infrared. Appl. Opt., v. 1, N 6, 1962, 759-765.

12. Funk J.P. Behaviour of freely exposed absorbers in radiation fields. J.Opt. Soc. Am., 50, N 10, 1960.

Е.Е.Федорович

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДВУХПАРАМЕТРИЧЕСКИХ МОДЕЛЬНЫХ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЙ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ПРИ РАВНОВЕСНЫХ УСЛОВИЯХ

Двухпараметрическими моделями пограничного слоя атмосферы или моделями с двухпараметрическим замыканием принято называть модели, в которых характеристики поля турбулентности выражаются через два определяющих параметра. Несмотря на некоторую ограниченность двухпараметрического подхода к моделированию турбулентности в пограничном слое, в теоретических исследованиях структуры планетарного пограничного слоя (ППС) такие модели получили достаточно широкое распространение /1/. Более того, будучи примененными поначалу для изучения движений в ППС над однородной подстилающей поверхностью, двухпараметрический подход затем распространился на более сложные движения. С его помощью, например, исследовалось взаимодействие ветра с растительностью /2/, изучалась трансформация потока при изменении динамических и термических свойств подстилающей поверхности /1/, моделировалась структура ППС над орографически неоднородной подстилающей поверхностью /3/.

В зависимости от постановки задачи и вкуса авторов моделей в качестве определяющих параметров чаще всего выбираются следующие пары характеристик турбулентности: b, ℓ; b, ω; b, ε, где b, ℓ, ω – соответственно кинетическая энергия, характерный масштаб и характерная частота турбулентных пульсаций; ε – скорость диссипации турбулентной энергии в тепло. Для определения каждой из пары характеристик либо записывается специальное дифференциальное уравнение, либо вводится полуэмпирическое выражение. Наиболее широкое распространение в практике моделирования ППС получило использование в качестве определяющих параметров величин b и ℓ /1,2/. Достаточно подробный анализ особенностей способов замыкания такого рода приведен в монографии /1/. Следует думать, что b, ℓ – замыкание уравнений ППС в силу его наглядности и простоты реализации еще долгое время будет использоваться в моделях пограничного слоя. В связи с этим сохраняют актуальность исследования особенностей модельных решений уравнений ППС, получаемых при этом замыкании.

Рассмотрим систему уравнений пограничного слоя для условий однородной подстилающей поверхности и равновесной стратификации

[1,2,4]:

$$\frac{d}{dz}k\frac{du}{dz}+f\,v=0\ , \qquad (1)$$

$$\frac{d}{dz}k\frac{dv}{dz}+f\,(G-u)=0\ , \qquad (2)$$

$$\frac{d}{dz}\alpha_b k\frac{db}{dz}+k\left[\left(\frac{du}{dz}\right)^2+\left(\frac{dv}{dz}\right)^2\right]-\varepsilon=0\ , \qquad (3)$$

$$k=c^{1/4}\,l\sqrt{b}\ ,\quad \varepsilon=c\frac{b^2}{k}\ . \qquad (4)$$

Здесь u , v – составляющие скорости ветра вдоль осей x и y соответственно, k – коэффициент турбулентного обмена для количества движения, G – скорость геострофического ветра (направление 0x выбрано по направлению G), f – параметр Кориолиса, c и α_b – безразмерные параметры задачи.

Для замыкания системы (1)-(4) осталось задать способ определения l . Остановимся на трех наиболее распространенных способах [1,2,3]:

$$l=-\varkappa\,(b/k)\Big/\frac{d}{dz}(b/k)\ , \qquad (5)$$

$$l=\varkappa z/(1+\varkappa f z/aG)\ , \qquad (6)$$

$$l=-\varkappa\,(b/k)\Big/\left[\frac{d}{dz}(b/k)(1+\varkappa f z/aG)\right]. \qquad (7)$$

Кроме того, будем рассматривать априорное выражение, аналогичное (6), но обладающее более ясным физическим смыслом

$$l=\varkappa z\exp(-fz/a_1 G). \qquad (8)$$

В соотношениях (5)-(8) $\varkappa$ = 0,4 – постоянная Кармана, a и a_1 – безразмерные параметры задачи. Определение l из (5) и (7) требует постановки условия для l на одной из границ области интегрирования. Обычно это условие ставят на уровне $z=z_0$, полагая $l|_{z_0}=\varkappa z_0$, где z_0 – параметр шероховатости подстилающей поверхности. Нижней границей области интегрирования уравнений (1)-(3) является, таким образом, уровень z_0 , верхние граничные условия обычно ставят на высоте H [1,2], которую считают высотой пограничного слоя. Условия для компонент скорости и энергии турбулентности чаще всего записывают в следующей форме:

$$u=0,\quad v=0,\quad \frac{db}{dz}=0\quad \text{при}\quad z=z_0\ ; \qquad (9)$$

$$u=G,\quad v=0,\quad b=0\quad \text{при}\quad z=H\ . \qquad (10)$$

Численные эксперименты с обсуждаемыми моделями замыкания показали, что другие способы задания верхних граничных условий для u, v и b на определенных из эксперимента уровнях Н (например, обращение в нуль потоков количества движения и энергии турбулентности на высоте Н) практически не сказываются на ходе решения.

Совместный анализ граничных условий (I0) и соотношения (6) указывает на имеющее в этом случае место обращение в нуль на высоте Н энергии турбулентных пульсаций достаточно большого характерного масштаба ℓ_H:

$$\ell_H = \varkappa H/(1+\varkappa f H/aG).$$

Такое соотношение между b и ℓ при z, близких к Н, очевидно, не является физически обоснованным. В этом смысле формула (8), сохраняющая характерную для ℓ линейную зависимость от z вблизи поверхности земли, даем более правдоподобное соотношение между указанными характеристиками турбулентности в верхней части пограничного слоя.

Для равновесных условий в атмосфере в качестве основных определяющих параметров распределения метеорологических элементов в ППС, при использовании предположения о возможности исключения из их числа молекулярной вязкости, обычно принимается набор следующих характеристик: G, z, z_0, f /4/. При решении системы (I)-(4) параметры G, z_0, f являются внешними параметрами задачи. Кроме того, решение модельной задачи зависит от высоты Н и безразмерных констант c, α_b, a или a_1. Источником необходимых для построения моделей данных о G, z_0, H, f, c, $\varkappa$, α_b служат экспериментальные исследования структуры ППС. Следует ожидать, что выбор способа замыкания системы (I)-(4) в какой-то степени должен определять зависимость ее решений от указанных параметров. Обычно такого рода зависимости в моделях исследуются численными методами /I/. Прежде чем перейти к обсуждению результатов численных экспериментов, остановимся на представляющих очевидный интерес качественных оценках влияния некоторых из рассмотренных параметров на решениях системы (I)-(4) с различными способами замыкания.

Введем в задачу нормировку высот и скоростей. Для масштаба высот L используем комбинацию параметров f и G : $L = G/f$; скорости пронормируем на G . Сделав соответствующие подстановки в систему (I)-(4), получим следующую совокупность безразмерных параметров, определяющих ее нормированные решения как функции безразмерной высоты z_n :

$$z_{on} = z_o/L = 1/R_o\ ,\ H_n = H/L\ ,\ c\ ,\ \alpha_g\ , \qquad (11)$$

где R_o – число Россби. В зависимости от выбранного способа определения ℓ к параметрам (11) добавляются $\varkappa$, a и a_1 .

Остановимся сначала на решениях (I)-(4) с априорными способами задания ℓ по формулам (6) или (8). Безразмерные значения $\ell_n = \ell/L$ будут в этих случаях функциями z_n , а также параметров $\varkappa$, a или a_1 . При фиксированных значениях $\varkappa$, a и a_1 ℓ_n становятся универсальными функциями безразмерной высоты z_n . Учитывая независимость ℓ_n от H_n , можно утверждать, что зависимость безразмерных решений системы (I)-(4) от этого параметра будет ослабевать с ростом H_n . В этом можно убедиться, подставив экспериментальные данные об H/3/ в (6) или (8) при обычно употребляемых в этих соотношениях значениях a и a_1 . При увеличении отношений $H\varkappa f/aG$ и Hf/a_1G значения ℓ при z , близких к H , слабо меняются с увеличением высоты, причем ℓ по (8) слабо убывает до нуля, а ℓ по (6) слабо растет, стремясь к величине $\ell_\infty = aG/f$. Фактическое исключение H_n из числа определяющих параметров безразмерных решений системы (I)-(4) обусловит слабую зависимость решений от вариаций G . Это произойдет в силу того, что влияние G проявляется только через параметры H_n и z_{on} , причем изменения z_{on} слабо влияют на решение в характерном интервале вариаций G /I/.

В качестве дополнительных особенностей моделей (I)-(4), (6) и (I)-(4), (8) следует ожидать слабую зависимость профилей скорости от вариаций параметра c , отсутствующего в выражениях для ℓ , определяющую роль в которых играют параметры a и a_1 .

Характерный масштаб турбулентных пульсаций, определяемый из уравнения (5), будет, в отличие от предыдущего случая, зависеть от всего списка параметров (11). В связи с этим постановка граничных условий в модели (I)-(4), (5) на экспериментально определенных для разных G высотах H должна привести к появлению зависимости нормированных решений от G при фиксированных значениях других параметров задачи. Экспериментальные исследования указывают на существенную зависимость H_n от G [3].

В отношении замыкания системы (1)-(4) с помощью соотношения (7) требуется сделать одно уточнение. Сравнение результатов численных экспериментов, описание которых приводится ниже, с модельными расчетами других авторов показало, что в ряде источников, например в [1], приводятся результаты, полученные при некорректном интегрировании уравнения (7) при сохранении исходной его формы. Вместо (7) фактически интегрируется уравнение (5), результат решения которого домножается затем на поправочный коэффициент по формуле

$$\ell = \ell' \left(1 + \varkappa f z / a G\right)^{-1}, \tag{14}$$

где ℓ' – результат решения уравнения (5).

Необходимо отметить, что замыкание (14) позволило при соответствующем подборе параметров получить, и это видно из данных [1], хорошее согласование расчетных профилей с экспериментальными. Зависимость решений системы уравнений ППС от параметров при замыкании (14) изучена достаточно подробно [1].

Численные эксперименты со всеми проанализированными выше моделями показали, что непосредственное использование в них экспериментальных данных о значениях параметров, полученных в натурных условиях, приводит лишь к качественному согласованию расчетных и экспериментальных профилей метеорологических элементов. Меняя значения параметров, можно улучшить такое согласование, однако надо учесть, что не все параметры могут с одинаковым основанием быть использованы в качестве подгоночных. Например, вряд ли оправданно варьирование таких параметров как f и G. В меньшей степени это относится к z_0, H, c, $\varkappa$, α_b. Лишь параметры a и a_1 носят явно подгоночный характер в силу тех функций, которые они выполняют в соотношениях (6)-(8). Кроме того, следует заметить, что варьирование некоторых параметров (например, $\varkappa$ и α_b) в разумных пределах практически не сказывается на характере решений системы (1)-(4) при всех использованных способах замыкания. Для параметра c надежные, по мнению авторов монографии [2], измерения в натурных и лабораторных условиях дают значения в интервале 0,03 – 0,05.

При таких значениях c ни одна из рассмотренных моделей для ℓ не дает хорошего согласования расчетных и экспериментально полученных профилей скорости и характеристик турбулентности, что отчасти может быть обусловлено принятым в моделях постоянством C в пределах всего пограничного слоя. Сопоставимость модели и эксперимента осложняется также использованием в модельных расчетах значений z_0, определенных по данным о приземном ветре (локальная шероховатость), в то время как профиль скорости ветра в пограничном слое формируется под влиянием обширного участка неоднородной, в общем случае, подстилающей поверхности /3,6/. В описывающих ППС уравнениях (I)-(4) и замыкающих соотношениях (5)-(8) эта особенность формирования ППС не находит отражения.

Представленные на рис.I профили скоростей рассчитаны по модели (I)-(4) с использованием всех обсуждавшихся соотношений для ℓ. Значения параметров z_0, H, f, G соответствуют содержащимся в /3/ экспериментальным данным: z_0 = 0,018 м, H = 1860 м, G =18,5м/с для $f = 1,26 \cdot 10^{-4}$ рад/с. Значение параметра C полагалось равным 0,035 /2/, α_ℓ = 0,73 /I,2/, $\varkappa$ = 0,4. Для профилей u и v - компонент скорости ветра принятые следующие обозначения: I - с использованием замыкания (5), 2-(6), 3-(7), 4-(8), 5-(14), 6 - экспериментальные данные из /3/. Параметры a и a_1 подбирались с учетом наилучшего согласования расчетных профилей с экспериментальными данными. Для кривых, помещенных на рис.I, a = 0,00027, a_1= 0,0025. С теми же значениями z_0, f, C, α_ℓ, $\varkappa$, a и a_1 были рассчитаны профили ветра при G = 7,8 м/с, H = 1100 м и G = 11,8 м/с, H=1400м. При указанных значениях параметров для всех трех пар G и H характер различий между расчетными и экспериментальными профилями аналогичен различиям в распределении компонент скорости по вертикали, приведенным на рис.I. Численные эксперименты с подбором значений параметров a, C и H подтвердили возможность добиться лучшего, чем представленные на рис.I, согласования модели с экспериментом, но при этом величины H изменялись в 1,5-2 раза, а значения C - в 7-10 раз по сравнению с экспериментальными данными. Необходимость применения столь искусственных приемов для преодоления различий между теоретическими и экспериментальными данными является одним из свидетельств определенной ограниченности описания процессов в ППС всеми обсуждаемыми моделями.

Профили коэффициентов турбулентного обмена, полученных по моделям (I)-(4), (5)-(8) при G = 18,5 м/с, H = 1860 м приведены на рис.2, обозначения на котором соответствуют обозначениям на рис.I. Дополнительная ось относится к профилю k, полученному с использованием замыкания (5). Подтверждаются описанные в литературе /I,7/ большие абсолютные значения и слишком высокое положение максимума в профиле k, рассчитанном по модели (5). При сравнении данных, приведенных на рис.I и 2, обращают на себя внимание не очень большие относительные различия в профилях скорости (рис.I) при значительных этносительных различиях в профилях k (рис.2). Значения k, рассчитанные с использованием соотношений (7) и (8), достаточно хорошо согласуются с экспериментально определенными значениями k, приведенными в /3/.

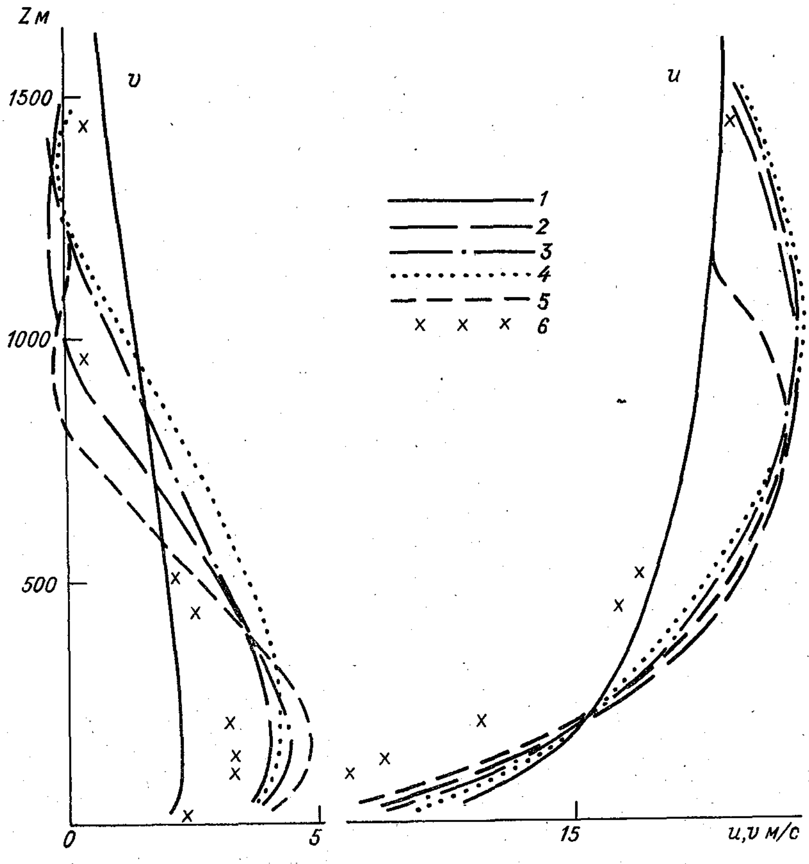


Рис.I.

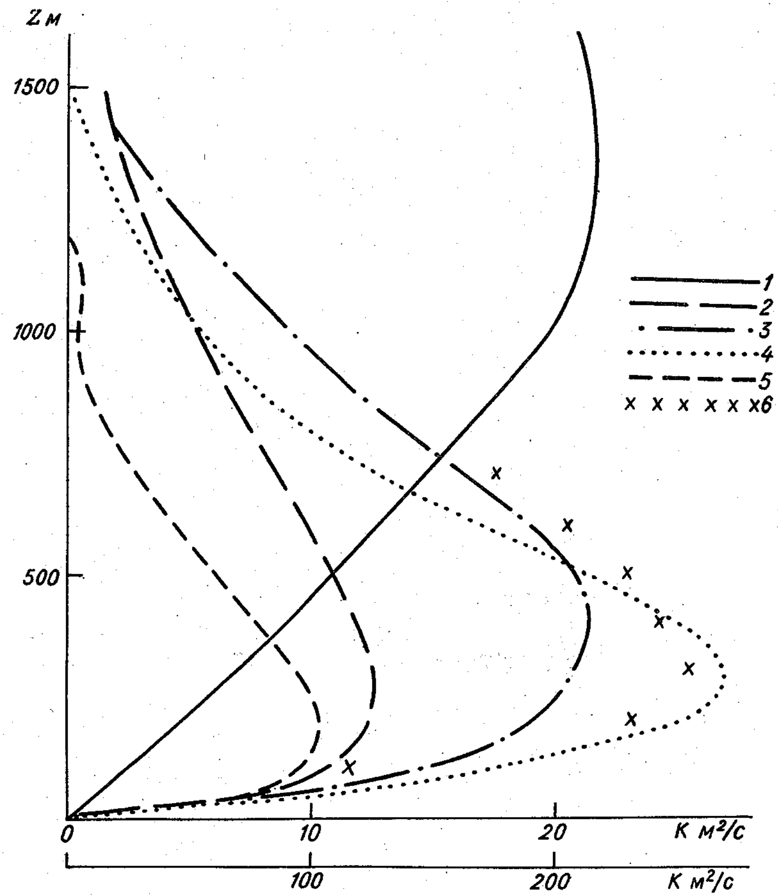


Рис.2.

Безразмерные профили скорости ветра, рассчитанные для двух пар G и H (G = 7,8 м/с, H = 1100 м и G = 18,5 м/с, H = 1860 м), представлены на рис.3. Кривые 1,2,3 получены при G = 18,5 м/с, H = 1860 м с использованием замыканий (5),(7) и (8), соответственно, 1′, 2′, 3′ – с теми же замыканиями при G = 7,8 м/с, H = 1100 м. 4 и 4′ – экспериментальные данные, приведенные в [3], полученные соответственно при G = 18,5 м/с и G = 7,5 м/с. Характер поведения функции $u_n = u/G$ и $v_n = v/G$ подтверждает ожидаемую из качественных соображений слабую зависимость

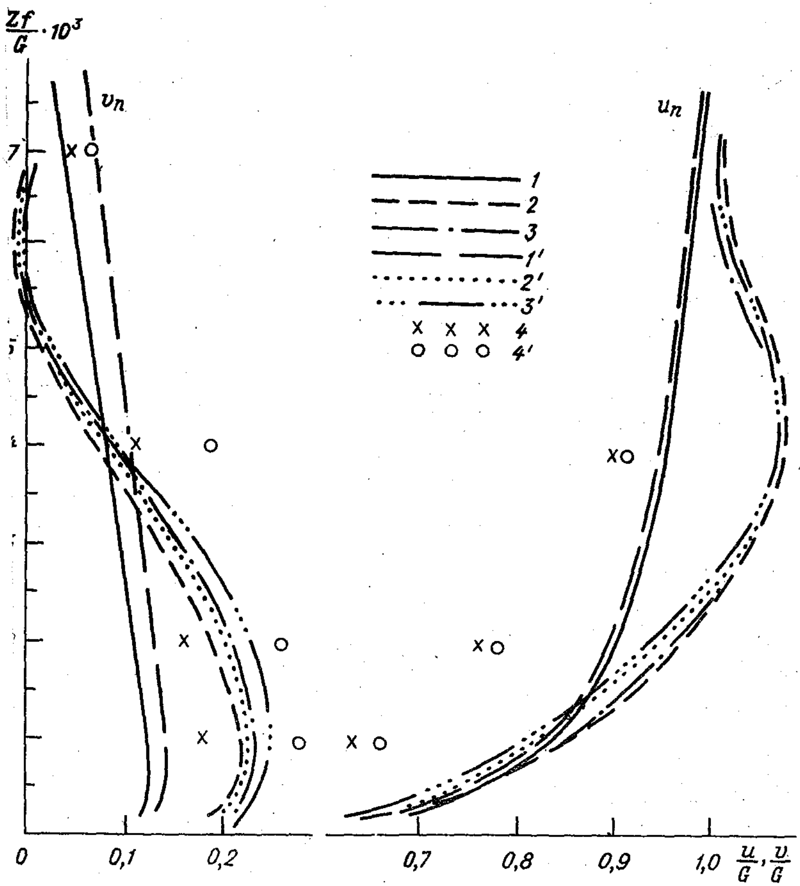


Рис.3.

ормированных решений от G и H при замыкании (8). Незначительно эняются с изменением G и H также нормированные профили скоростей, ассчитанные по модели (1)-(4),(7). При решении системы (1)-(4),(5) эзразмерный профиль $l_n(\varkappa_n)$ (рис.4), как и ожидалось, существенно ависит от G и H. Профили 1,1', 2,2' на рис.4 обозначены в соответствии с профилями скорости, представленными на рис.3. Кривая – универсальный профиль l_n, полученный по формуле (8). Дополниельная ось относится к профилю l_n, рассчитанному по (5). Зависи-

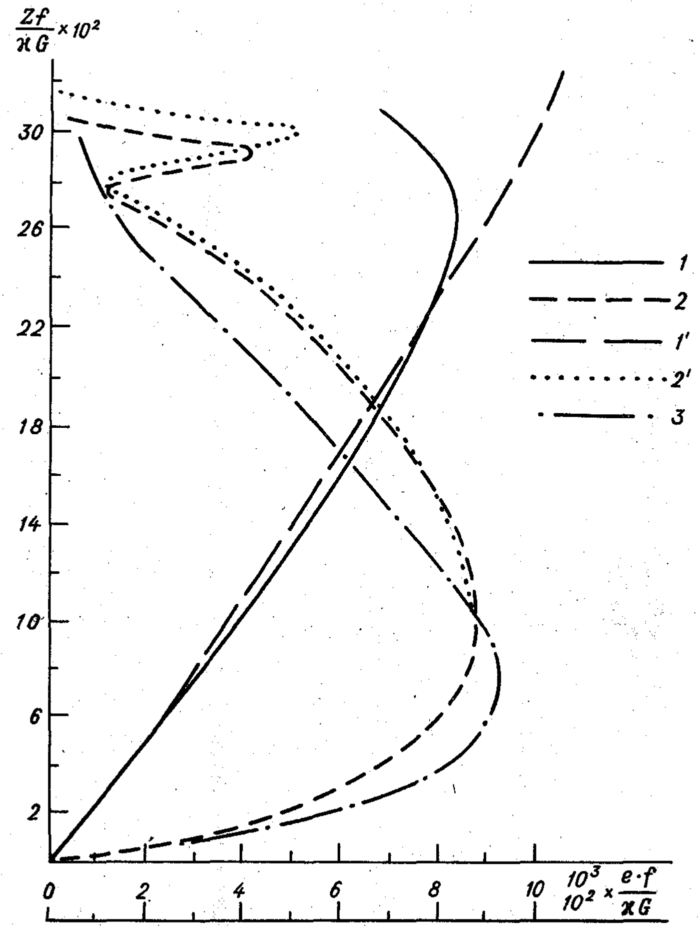


Рис.4.

мость безразмерной скорости ветра от G в этом случае, как это видно из рис.3, сильнее проявляется в v-компоненте скорости. Различия между v_n при разных G увеличиваются с ростом z_n. У решений системы (1)-(4),(5) для u и v-компонент скорости выявлено также ослабление зависимости от вариаций H_n с увеличением значений этого параметра. Пример влияния H_n на профили $u_n(z_n)$ и $v_n(z_n)$ для G = = 18,5 м/с приведен на рис.5. Профиль I соответствует постановке условий (10) на высоте H = 1400 м, 2 - высоте H = 1860 м, 3 - вы-

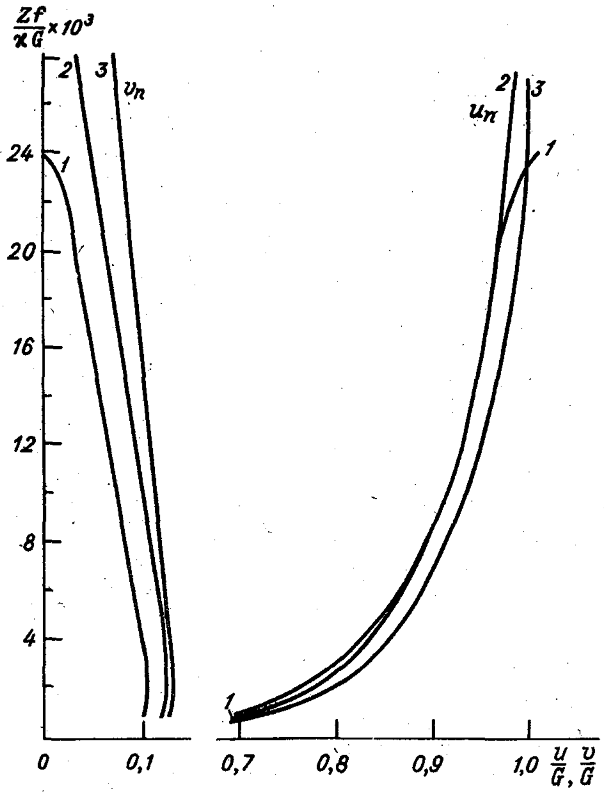


Рис.5.

соте H = 3000 м. Увеличение H_n вызывает аналогичные эффекты в решениях для скоростей, полученных по моделям с замыканиями (6)-(8). Степень такого ослабления определяется в этих моделях соотношением между H_n и безразмерными параметрами a и a_1.

Полученные в результате численного решения задачи профили $\ell_n(z_n)$ при разных G и H подтверждают результаты проведенного выше качественного анализа замыкающих соотношений (5)-(8) (рис.4). Ослабленная зависимость от H_n в модели (7) приводит к незначительным изменениям в профиле ℓ_n при варьировании G и H. Решение для ℓ_n по этой модели характеризуется вторичным максимумом на профиле ℓ_n, который обусловливает немонотонный характер убывания k в верхней части слоя. Такое поведение k при z, близких к Н, не представляется физически обоснованным /1/.

Пример расчета компонент скорости с использованием замыкания (14) приводится на рис.1, а соответствующий профиль k - на рис.2.

Численные эксперименты с указанными выше моделями подтвердили качественные соображения относительно более слабого влияния параметра C на решения системы (1)-(4) с замыканиями (6), (7), (8) по сравнению с решениями (1)-(4), (5). Решения по всем рассмотренным моделям с разными значениями z_0 качественно согласуются с экспериментальными данными о влиянии z_0 на профили модуля скорости ветра и его u - компоненты. Отмеченное в /3/ увеличение угла поворота ветра от лета к зиме ни одна из рассмотренных моделей не описывает.

В заключение кратко остановимся на методе решения систем уравнений ППС, который использовался в настоящей работе. После приведения исходной системы, замыкающего соотношения или уравнения и граничных условий к безразмерному виду задавались нулевые приближения для k и b. Итеративный процесс для нахождения новых приближений для k и b строился по аналогии с описанным в монографиях /1/ и /2/. Уравнения движения решались совместно, методом матричной прогонки /4/, уравнение баланса энергии турбулентности также решалось прогонкой. Расчет производных функций k, u, v, b, значения которых использовались при расчете коэффициентов прогонки и свободных членов разностных уравнений, а также при интегрировании уравнений для ℓ производился с помощью кубических сплайнов /5/. Уравнения (5) и (7) решались методом ломаных, невысокая точность которого вызывает, возможно, появление упомянутых выше вторичных максимумов на профилях ℓ, полученных из уравнения (7). Первым узлом на неравномерной сетке по z являлся уровень z_0. Шаг сетки при малых z увеличивался по закону $h_{i+1} = \alpha h_i$ $(\alpha > 1)$. Значение α задавалось внутри программы. Начиная с определенного уровня рост шагов прекращался и все последующие шаги сохраняли неизменную величину, которая определялась автоматически, исходя из заданных объемов массивов и параметров задачи. В отношении решений со всеми использованными схемами замыкания производились оценки устойчивости применяемых методов прогонки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вагер Б.Г., Надежина Е.Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. - Л.: Гидрометеоиздат, 1979. - 136 с.

2. Дубов А.С. и др. Турбулентность в растительном покрове /Дубов А.С., Быкова Л.П., Марунич С.В. - Л.: Гидрометеоиздат, 1978. - 184 с.

3. Орленко Л.Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы. - Л.: Гидрометеоиздат, 1979.-272 с.
4. Самарский А.А., Николаев Е.С. Методы решения сеточных уравнений. - М.: Наука, 1978. -592 с.
5. Шуп Т. Решение инженерных задач на ЭВМ. - М.: Мир, 1982. - 240 с.
6. Kaimal J.C., Eversoll R.A. at al. Spectral Characteristics of the Convective Boundary Layer over Uneven Terrain. - J.Atm.Sci., 1982, 39, N 5, 1098-1114.
7. Taylor P.A. Model Predictions of Neutrally Stratified Planetary Boundary Layer Flow over Ridges. - Quart.J.R. Met. Soo. (1981). 107, pp. 111-120.

СОДЕРЖАНИЕ

1404