ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ГЛАВНАЯ ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ им. А. И. ВОЕЙКОВА

ТРУДЫ

78

ВЫПУСК 297

ФИЗИКА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

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



Приводятся работы по исследованию турбулентного режима над морем и развитой растительностью, а также результаты экспериментального изучения структуры турбулентных пульсаций в приземном слое. Рассматриваются результаты обобщения и анализа судовых актинометрических наблюдений и рекомендуется новая методика расчета составляющих радиационного баланса океанов.

Рассчитан на специалистов метеорологов и физиков атмосферы, аспирантов и студентов соответствующих специальностей.



Главная геофизическая обсерватория им. А. И. Воейкова (ГГО), 1973 г.

А. С. ДУБОВ, Л. П. БЫКОВА

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ НАД ЛЕСОМ И ВНУТРИ ЕГО

1. Изучение глобальных процессов в целях усовершенствования как долгосрочного прогноза погоды, так и численного моделирования общей циркуляции атмосферы поставило перед метеорологами задачу исследования специфики структуры пограничных слоев не только над равнинами с небольшой шероховатостью, но и над подстилающими поверхностями с более сложным взаимодействием с атмосферой. Примером таких поверхностей являются лесные массивы, площадь которых занимает около половины территории СССР. Исследованию динамического взаимодействия атмосферы с лесным покровом последнее время стали уделять много внимания. Эти работы включают в себя экспериментальные исследования в естественных лесах [1, 2], а также продувки моделей растительности в аэродинамических трубах [3]. Теоретических исследований выполнено сравнительно немного. Из зарубежных работ можно указать статьи Ину [4], Чьонко [5] и др.

В Советском Союзе было выполнено очень серьезное исследование Г. В. Менжулиным [6], который впервые физически корректно выписал замкнутую систему уравнений, позволяющую рассчитать характеристики движения воздуха в растительности. В уравнения движения им были добавлены члены, описывающие силы сопротивления листвы и стволов, пропорциональные квадрату локальной скорости. В уравнение баланса турбулентной энергии введен член, соответствующий эффекту генерации пульсаций при взаимодействии среднего потока с элементами растительности. Для замыкания системы используются соотношения Колмогорова между коэффициентом обмена, диссипацией и энергией турбулентности. Путь смешения связывается с густотой листвы (обратно ей пропорционален).

Предложенная схема содержит несколько параметров, надежное определение которых связано с большими трудностями. Поэтому результаты численных экспериментов оказывается трудно сравнивать с опытными данными, полученными в конкретных лесах или продувках в аэродинамических трубах. Тем не менее для

1*

изучения относительной роли тех или иных факторов, формирующих динамику потока внутри леса и над ним, предложенная Менжулиным система уравнений представляется очень перспективной.

Задача, рассматриваемая нами, будет отличаться от задачи, рассматриваемой в [6], тем, что здесь будет уделено внимание взаимодействию всего планетарного слоя с лесным массивом. Если у Менжулина в качестве внешнего фактора задавалось напряжение трения на уровне крон, то в нашей постановке задается геострофический ветер на верхней границе пограничного слоя и напряжение трения на уровне крон находится как внутренний параметр задачи, являющийся следствием динамического взаимодействия атмосферы с лесным массивом.

Введение в рассмотрение всей толщи пограничного слоя над лесом повлекло за собой необходимость учитывать поворот ветра с высотой, т. е. изучать поведение отдельных компонент горизонтальной скорости. (В работе [6] решалась одномерная задача.) Этот подход позволил, в частности, выявить такую особенность, как поворот ветра внутри растительного покрова.

2. Постановка задачи. Рассмотрим стационарный однородный по горизонтали пограничный слой. в нижней части которого имеется лесной массив высотой h. Оси x и y расположены в горизонтальной плоскости (ось х направлена вдоль геострофического ветра), ось z — по вертикали вверх. Как уже упоминалось выше, мы булем пользоваться уравнениями Менжулина, несколько их модифицировав. Модификация эта сводится к тому, что в правой части уравнений движения и баланса турбулентной энергии будут фигурировать разрывные функции: члены, описывающие влияние растительности на динамику потока, будут сохранены только в слое от z'_0 до $h(z'_0$ шероховатость внутри леса), выше этого слоя они обращаются в нуль. Путь смешения в пограничном слое над лесом и на уровнях. близких к шероховатости внутри леса, будем задавать, следуя Лайхтману—Зилитинкевичу [7]. Ограничивающее влияние растительности на путь смешения будет стилизовано таким образом. При достижении пути смешения, рассчитанного согласно Лайхтману-Зилитинкевичу, некой критической величины λ его дальнейший рост прекращается. Параметр λ определяется геометрией растительности, т. е. считается заданным для данного растительного сообщества.

С учетом всего сказанного исходная система уравнений записывается в виде:

$$\frac{d}{dz}k\frac{du}{dz} = -fv + \begin{cases} c_f s \sqrt{u^2 + v^2} & z \leq h, \\ 0 & z > h; \end{cases}$$
(1)

$$\frac{d}{dz}k\frac{dv}{dz} = f(u-u_g) + \begin{cases} c_f s \sqrt{u^2 + v^2} & z \leq h, \\ 0 & z > h; \end{cases}$$
(2)

$$k\left[\left(\frac{du}{dz}\right)^{2}+\left(\frac{dv}{dz}\right)^{2}\right]+a_{b}\frac{d\tilde{\mathbf{x}}}{dz}k\frac{db}{dz}=\frac{C_{0}b^{2}}{k}-\begin{cases}c_{f}s\left(\sqrt{u^{2}+v^{2}}\right)^{3}z\leqslant h,\\0&z\geqslant h;\end{cases}$$
(3)

$$\frac{dk}{dz} - \frac{k}{b} \frac{db}{dz} = C_0^{\prime/4} \times \sqrt{b} \quad l < \lambda$$
 или $z > h$, (4)

$$k = C_0^{1/4} \lambda \sqrt{b} \quad l > \lambda \quad \text{if } z \leqslant h. \tag{5}$$

Здесь приняты следующие обозначения: u, v — горизонтальные составляющие вектора скорости ветра; k — коэффициент турбулентности; b — средняя кинетическая энергия турбулентных пульсаций; l — характерный масштаб турбулентных пульсаций (путь смешения); f — параметр Кориолиса; s — внешняя удельная листовая поверхность, т. е. средняя площадь листьев, приходящаяся на единицу объема на данном уровне; c_f — коэффициент сопротивления растений; λ — масштаб турбулентности в растительном покрове; h — средняя высота деревьев; κ , C_0, α_b — универсальные постоянные.

Сила сопротивления элементов растений направлена против скорости среднего потока и по модулю равна $c_{fs}(u^2+v^2)$. В уравнениях движения записаны составляющие этой силы по осям x и y. Работа силы сопротивления идет на тубулизацию потока, т. е. в слое растительности возникает дополнительный источник вихревой энергии, вклад которого равен $c_f s (\sqrt{u^2 + v^2})^3$ (последнее слагаемое в уравнении энергии).

Формула (4) получена на основании соотношений: $l = -\varkappa \frac{\psi}{d\psi/dz}$,

 $\psi = C_{0}^{1/2} \frac{b}{k}, \ k = C_{0}^{1/2} l \sqrt{b}.$ Система решается при следующих граничных условиях:

$$u=0, v=0, a_b k \frac{db}{dz}=0, l_0=xz_0$$
 при $z=z_0;$
 $u=u_x, v=0, b=0,$ при $z=H;$ (6)

Н — верхняя граница пограничного слоя.

Смысл приведенных граничных условий очевиден: они означают прилипание потока на уровне шероховатости, равенство ветра геострофическому на достаточно большой высотё, отсутствие потока энергии турбулентности через подстилающую поверхность и затухание ее на уровне H. Параметр z'_0 — шероховатость на уровне земли под пологом леса — является несколько неопределенной величиной. Забегая несколько вперед, отметим, что изменение этого параметра от 5 · 10⁻³ до 0,1 м практически не повлияло на результаты расчетов в интересующей нас области.

Таким образом, задача сводится к совместному решению нелинейной системы (1)—(5) с граничными условиями (6). Используется алгоритм численного решения с неравномерным шагом по высоте. Расчет уравнений движения выполнен методом релаксации, уравнения (3) — методом прогонки с последовательными приближениями по нелинейным членам. Соотношение (4) решалось методом Рунге— Кутта. Для проверки численной схемы задача была решена также как двухслойная с условиями склейки на границе раздела.

3. Результаты расчетов. Решение уравнений динамики с учетом силы Кориолиса выявило интересную особенность в распределении ветра в растительном покрове, а именно — значительный поворот средней скорости ветра внутри лесного массива. При расчетах без учета силы Кориолиса направление ветра внутри леса остается постоянным по высоте. Обычно считают, что влияние силы Кориолиса не сказывается на поле скорости ветра в слоях порядка нескольких десятков метров над землей, поэтому полученный из расчетов поворот ветра в лесной растительности требует некоторого объяснения. Поясним это на примере первого уравнения движения (1). Проинтегрируем его от уровня шероховатости z'_0 у основания деревьев до некоторой высоты z

$$\tau_{z_0} - \tau_z = \rho \int_{z'_0}^{z} \left[-fv + c_f s \, \sqrt{u^2 + v^2} \, u \right] \, dz, \tag{7}$$

где $\tau = -k \, du/dz$, индексы обозначают уровни, ρ – плотность воздуха.

В условиях развитого турбулентного режима величины касательного напряжения достаточно велики и каждое из слагаемых в левой части значительно больше члена с интегралом, если разность $z - z'_{0}$

не слишком велика. Такого рода соотношение имеет место и в том случае, когда в подынтегральное выражение входят члены, характеризующие нестационарность, горизонтальную адвекцию и др. Это хорошо известное обоснование существования постоянных турбулентных потоков в слоях, примыкающих к подстилающей поверхности. Подчеркнем, что необходимым условием при этом являются достаточно большие значения изучаемых турбулентных потоков на уровне шероховатости. В случае слабо развитого турбулентного обмена τ_{z_0} и τ_z могут оказаться сравнимыми с интегралом в правой части, если $z - z'_0$ не слишком мало, и тогда окажется, что τ_z непостоянно на различных высотах. На формирование его изменений в соответствии с уравнением (1) будут оказывать влияние как сопротивление стволов, так и сила Кориолиса.

Из структуры уравнений (1) видно, что член, описывающий сопротивление деревьев, не скажется на повороте ветра. Этот поворот может быть вызван только влиянием силы Кориолиса, но для того чтобы сила Кориолиса в самых нижних слоях не оказалась пренебрежимо малой, необходимо ослабление турбулентного обмена. С этой точки зрения, сопротивление деревьев, приводящее к уменьшению напряжения трения в нижней части леса, является обязательным условием для поворота ветра в слое растительности.

Проведенные расчеты показали, что на уровне шероховатости у оснований деревьев напряжение трения очень мало, члены с ускорением Кориолиса оказываются того же порядка, что и члены с сопротивлением деревьев. Таким образом, в нижних слоях леса возникает такое же соотношение между членами в уравнении (1),

какое имеет место в планетарном пограничном слое, когда инерционные силы делаются того же порядка, что и вязкие. Это неизбежно приводит к повороту ветра, но, правда, на фоне очень малых значений скорости. На уровне крон и выше вязкие члены начинают преобладать и влияние силы Кориолиса исчезает, направление ветра перестает меняться с высотой. Если рассмотреть теперь предельный случай, когда турбулентное напряжение у основания деревьев пренебрежимо мало, то угол поворота ветра α на уровне шероховатости z'_0 при выполнении условия прилипания (два первых соотношения граничного условия (6)) будет равен

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v}{u} = \lim_{\substack{u \to 0 \\ v \to 0}} \frac{u_g - u}{v}; \ \alpha = \frac{\pi}{2}.$$
(8)

Последнее соотношение получено делением второго равенства в системе уравнений движения на первое. Это означает, что ветер у поверхности земли в условиях леса при сильном ослаблении турбулентности растительностью будет стремиться принять направление, перпендикулярное геострофическому ветру, т. е. будет направлен почти по градиенту давления. В условиях равнины подобная предельная оценка дает совсем иной результат, поскольку в этом случае главными являются члены с $\frac{d}{dz}k\frac{d}{dz}$, которые были отброшены при выводе равенства (8). В табл. 1 приведены рассчитанные примеры отклонения ветра от геострофического на разных высотах в зависимости от параметров леса.

Таблица 1

Отклонение	ветр	а от	геостро	фического	(α°)				
внутри леса.									
				,					

λм	C _f S M ⁻¹	Высота, м				
		0,5	4	16	26	
1	0,02 0,2	86 90	83 90	32 64	18 19	
3	0,02 0,2	39 78	33 67	24 31	$21 \\ 22$	
5	0,02 0,2	28 56	26 43	23 27	22 23	

h=26 M, $u_g=10$ M/C

Как видно из таблицы, угол поворота ветра на уровне вершин деревьев растет с увеличением сопротивления леса и масштаба турбулентности внутри покрова. Внутри леса поворот ветра тем больше, чем больше сопротивление и меньше масштаб λ . При значительном сопротивлении и слабом турбулентном обмене угол поворота может достигать 90°. Так, например, при $\lambda = 1$ м полный поворот ветра про-

исходит в слое 17 м (вглубь от верхушек деревьев) при $c_{fs} = 0,2$ и 21 м при $c_{fs} = 0,08$. Ниже этого слоя до уровня земли угол остается постоянным, равным 90°. В естественных условиях, по-видимому, значительный поворот ветра должен наблюдаться в высоких и густых лесах. В последнее время появились указания на факт спирального поворота ветра, обнаруженный по распределению дыма в лесах разных типов на разных широтах [9].

В зависимости от исходных параметров задачи численные значения турбулентных характеристик в слое леса и над ним могут от-





1) $c_t s = 0.04 \text{ m}^{-1}$, 2) $c_t s = 0.2 \text{ m}^{-1}$.

личаться большим разнообразием. На рис. 1 показаны вертикальные профили средней кинетической энергии турбулентности, составляющих скорости ветра и динамической скорости при различных коэффициентах сопротивления растительности. Интересно сравнить ход энергии турбулентности непосредственно над лесом в этих примерах: величина *b* растет с высотой при большом сопротивлении и убывает при малом. Этой особенности, вероятно, можно дать следующее объяснение. При большом сопротивлении ветер внутри леса очень слабый, что обусловливает большие градиенты скорости у вершин деревьев и увеличение механической продукции турбулентной энергии непосредственно над лесом. При малом значении параметра *c*_fs градиент скорости, а следовательно, и механическая продукция в этой области намного меньше.

Из рис. 2, где приведены составляющие уравнения баланса турбулентной энергии, видно, что в первом случае продукция над ле-





1 — суммарная продукция турбулентной энергии за счет сдвига среднего ветра и взаимодействия воздушного потока с растительностью (F+η), 2 — приток за счет диффузии (µ), 3 — скорость диссипации с обратным знаком (-е), 4 — продукция за счет взаимодействия воздушного потока с растительностью (η).

при больших значениях пути смешения и убывает при малых. Начиная с высоты примерно $\frac{4}{3}h$ энергия турбулентности близка к постоянной величине $(\tau/\rho)\sqrt{C_0}$. Из этого же рисунка нетрудно заметить, что вклад энергии турбулентности за счет сопротивления леса составляет около половины общей продукции, т. е. для условий

внутри леса последний член в уравнении баланса примерно равен первому. Такая же картина наблюдается почти во всех рассчитанных примерах (относительная разность этих членов не превышает 20%).

Из обработки материалов наблюдений известно, что ветер над лесом с достаточной точностью можно описать логарифмическим законом, если отсчет высот вести от некоторого уровня, называемого высотой слоя вытеснения. В работе С. В. Марунича [2] была предложена объективная методика определения эффективной шероховатости и слоя вытеснения по экспериментально наблюденным значениям скорости ветра на различных высотах над лесом. Для того чтобы оценить, в какой степени профили ветра, рассчитанные по предложенной модели, близки к логарифмическим, точки на теоретической кривой рассматривались как результат измерений, и по указанной выше методике определялись эффективная шероховатость и высота слоя вытеснения. Обработка экспериментальных данных [2, 8] показала зависимость введенных параметров логарифмического подслоя над лесом от скорости набегающего потока; расчеты по модели такого рода зависимости не обнаружили. Это можно объяснить тем, что в данной работе все параметры, характеризующие взаимодействие набегающего потока с растительностью, принимались постоянными, в частности не зависящими от скорости ветра. Если это ограничение снять, то можно думать, что наблюдающаяся зависимость эффективной шероховатости и слоя вытеснения от скорости ветра может быть получена и с помощью теоретической модели. Такого рода расчеты были проделаны для случаев, когда параметры с+s и λ стилизовались в виде линейной функции скорости. Изменения в структуре с_t в практически не изменили результатов расчета, модификация λ, наоборот, привела к зависимости высоты слоя вытеснения и эффективной шероховатости от скорости. Но сама по себе введенная зависимость λ от скорости ветра не представляется физически очевидной, поэтому данный вопрос требует дополнительной проработки.

В заключение отметим еще одну особенность. Как известно, в теоретической модели пограничного слоя Лайхтмана—Зилитинкевича не достаточно хорошо получается приземный слой— динамическая скорость не остается постоянной вблизи подстилающей поверхности. Как видно из рис. 1, слой постоянного потока количества движения над лесом оказался выраженным очень четко. Поэтому было бы интересно при численном моделировании пограничного слоя над равниной к системе уравнений Лайхтмана—Зилитинкевича подключить уравнения, описывающие процессы обмена в слое шероховатости, аналогичные уравнениям Менжулина. Тогда напряжение трения выше слоя шероховатости «вырабатывалось» бы самой моделью и, естественно, зависело бы от особенности структуры шероховатости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Allen L. H., Jr. Turbulence and wind speed spectra within Japanese larch plantations.— J. Appl. Met., 1968, v. 7, No. 1.

- 2. Марунич С. В. Характеристики турбулентности в условиях леса по градиентным и структурным наблюдениям. — Труды ГГИ, 1971, вып. 198.
- Barr S. A modelling study of several aspects of canopy flow.— Month. Weath. Rev., 1971, v. 99, No. 6.
 In oe E. On the turbulent structure of air flow within crop canopies.— Met.
- Soc. Japan, 1963, ser. 2, v. 41, No. 6.
- 5. Clonco R. M. A mathematical model for air flow in vegetative canopy.--J. App. Met., 1965, v. 4, No. 4.
- 6. Менжулин Г. В. К методике расчета метеорологического режима в растительном сообществе.— «Метеорология и гидрология», 1970, № 2.
- 7. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеоиздат, 1970.
- 8. Константинов А. Р. Испарение в природе. Изд. 2. Л., Гидрометеоиздат, 1968.
- 9. Shinn T. H. The spiral variation of wind in forest. Abstract conference on Bioclimatology, Columbia, USA, June 1971.- BAMS, 1971, v. 52, No. 4.

Л. П. БЫКОВА

ОПЫТ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ ПО ЗАДАННЫМ ПАРАМЕТРАМ ПОДСЛОЯ ШЕРОХОВАТОСТИ

В результате развития полуэмпирических теорий турбулентности получена возможность теоретического расчета характеристик пограничного слоя атмосферы на основании замкнутой системы уравнений. Для условий стационарного, горизонтально однородного пограничного слоя при нейтральной стратификации система включает уравнения движения, баланса турбулентной энергии и соотношение приближенного подобия Колмогорова:

$$\frac{d}{dz}k\frac{du}{dz} = -fv, \qquad (1)$$

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

$$k\left[\left(\frac{du}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dz}\right)^2\right] + \alpha_b \frac{d}{dz} k \frac{db}{dz} = \frac{c_0 b^2}{k}, \qquad (3)$$

$$k = c_0^{1/4} l \sqrt{b}. \tag{4}$$

Здесь *и*, *v* — горизонтальные составляющие скорости ветра; *G* — скорость геострофического ветра; *b*, *l*, *k* — средняя энергия, характерный масштаб и коэффициент турбулентности соответственно; *f* — параметр Кориолиса; *c*₀, α_b , \varkappa — универсальные постоянные.

Ось x направлена вдоль геострофического ветра, ось z — по вертикали вверх. Система (1)—(4) должна быть дополнена соотношением для масштаба турбулентности. В современных моделях пограничного слоя широкое распространение получила предложенная в [1] формула

$$l = -x \frac{b}{k} \Big/ \frac{d}{dz} \frac{b}{k} \,. \tag{5}$$

Последнее соотношение дает физически правильные результаты вблизи подстилающей поверхности, однако на больших высотах формула (5) не обеспечивает удоялетворительного согласия теории и эксперимента. Многие авторы высказали мысль о том, что за пределами приземного слоя в выражении для *l* следует учитывать влияние силы Кориолиса. Так, основываясь на эмпирическом материале, Блэкедар [9] принял следующую интерполяционную формулу для пути смешения:

$$l = xz \frac{1}{1 + x | f| z/0,00027G}.$$
 (6)

Введем предложенную Блэкедаром поправку в более общее выражение (5), т. е. для масштаба турбулентности будем использовать соотношение

$$l = -x \frac{b/k}{\frac{d}{dz} (b/k)} \frac{1}{1 + x |f| z/0,00027G}.$$
 (7)

Последнее выражение представляет вариант интерполяционной формулы (6), к тому же при нейтральной стратификации практически от нее не отличающийся.

Граничные условия формулируются на уровне шероховатости *z*₀ и на достаточно большой высоте *Z*:

$$u=0, v=0, a_b k \frac{db}{dz}=0, l=xz_0$$
 при $z=z_0;$
 $u=G, v=0, b=0$ при $z=Z.$ (8)

Теоретическую схему пограничного слоя, представленную уравнениями (1)—(4), (7), (8), назовем моделью І. При такой постановке задачи свойства подстилающей поверхности определяются исключительно параметром шероховатости z_0 .

Чтобы выявить закономерности формирования характеристик турбулентности пограничного слоя, а вместе с тем и параметра шероховатости, необходимо в той или иной форме учесть процессы, протекающие в непосредственной близости к подстилающей поверхности. Попытки теоретического описания взаимодействия потока с элементами шероховатости до настоящего времени предпринимались лишь для высоких препятствий (трава, лес, сельскохозяйственная растительность [2, 6, 7]). В таких моделях в расчетную схему вводится слой растительности, в котором действует сила сопротивления, способствующая генерации энергии турбулентности в этом слое. Можно предположить, что физико-математическое описание процессов, связанных с сопротивлением на элементах шероховатости любой высоты и структуры, должно быть аналогично описанию взаимодействия потока с растительным покровом.

В настоящей работе сделана попытка рассчитать турбулентный режим пограничного слоя над произвольной поверхностью с учетом процессов, происходящих в слое шероховатости.

Формирование характеристик пограничного слоя над шероховатой поверхностью может быть описано системой уравнений:

- syrsels

$$\frac{d}{dz}k\frac{du}{dz} = -fv + \begin{cases} c_f s \sqrt{u^2 + v^2} & u, z \leq h, \\ 0, z > h; \end{cases}$$
(9)

$$\frac{d}{dz}k\frac{dv}{dz} = f(u-G) + \begin{cases} c_f s \sqrt{u^2 + v^2} v, & z \leq h, \\ 0 & z > h; \end{cases}$$
(10)

$$k\left[\left(\frac{du}{dz}\right)^{2}+\left(\frac{dv}{dz}\right)^{2}\right]+\alpha_{b}\frac{d}{dz}k\frac{db}{dz}=\frac{c_{0}b^{2}}{k}-\begin{cases}c_{f}^{S}\left(\sqrt{u^{2}+v^{2}}\right)^{3}, & z\leqslant h,\\ 0 & z>h;\end{cases}$$
(11)

$$x=0, v=0, a_b k \frac{db}{dz}=0, k=1,4 \cdot 10^{-5} \frac{M^2}{c}$$
 при $z=0,$

u=G, v=0, b=0 при z=Z, (12)

которые вместе с соотнощениями (4) и (7) образуют модель II. В последнюю схему вводятся два внешних параметра: h — средняя высота неровностей слоя шероховатости и c_fs — полный коэффициент сопротивления препятствий (c_f — безразмерный коэффициент сопротивления, s в м⁻¹ — эффективная поверхность элементов шероховатости в единице объема). Шероховатость z_0 будет при этом уже внутренним параметром задачи, зависящим как от величин hи c_fs , так и от характера процесса в приземном слое.

Для решения задачи использовались методы матричной и простой прогонки, метод Рунге—Кутта и метод последовательных приближений.

Все расчеты выполнялись при следующих значениях констант: $c_0 = 0,046$; $\alpha_{t'} = 0,73$; $\kappa = 0,39$; $f = 1,26 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$; $Z = 1500 \div 2000 \text{ м}$.

Рассмотрим диапазоны изменения определяющих параметров. Величина c_fs задавалась от 0,01 до 10 м⁻¹. В данной области заключены наиболее вероятные значения этого коэффициента для травы, леса, сельскохозяйственной растительности и различных моделей шероховатой поверхности. Высота элементов шероховатости изменялась в пределах 0,005—10 м. Скорости *G* придавались значения 5, 10, 20 м/с.

Сведения о структуре нижнего подслоя обычно используются в форме интегральных характеристик — параметра шероховатости z_0 и высоты слоя вытеснения *d*. Для развитого турбулентного течения параметр шероховатости предполагается пропорциональным среднему размеру неровностей

$$z_0 = mh. \tag{13}$$

Измерения в приземном слое атмосферы показали, что для различных типов ландшафта коэффициент m может изменяться от 0,1 до 0,5. Более сложные эмпирические зависимости z_0 от h были предложены Таннером и Пелтоном [10]

$$\lg z_0 = -0.88 + \lg h,$$
 (14)

Кунгом [4]

$$\lg z_0 = -1,24 + 1,19 \lg h. \tag{15}$$

Соотношения (13)—(15) не учитывают влияния плотности расположения отдельных неровностей на параметр z₀, между тем экспериментальные исследования над поверхностями с искусственной шероховатостью показывают, что это влияние весьма существенно [5, 10]. Основываясь на эмпирических данных Куцбаха, Леттау [10] получил следующую приближенную связь z₀ с высотой и удельной поверхностью элементов шероховатости:



Рис. 1. Зависимость аэродинамической шероховатости z_0 от высоты препятствий $h(z_0 \ u \ h \ в \ сантиметрах, <math>c_f s \ в \ m^{-1})$.

Теоретические кривые: сплошные линии — расчет по модели II; пунктирная линия — расчет по формуле (15). Экспериментальные данные: *I* — Кунг и Леттау, 1961; *2* — Дикон, 1963; *3* — Куцбах, 1961; *4* — Аллен, 1968; *6* — Том, 1966, 1971; *6* — Раунер, 1969; *7* — Хси и Нац, 1970; *8* — Марунич, 1971; *9* — Чемберлен, 1966, 1968.

Попытки отыскать зависимость аэродинамических параметров z_0 и d от высоты и плотности расположения неровностей еще не вышли за рамки чистого эмпиризма. До сих пор не имеется какоголибо способа расчета этой зависимости для шероховатости произвольного типа. Учет процессов динамического взаимодействия потока с элементами шероховатости по модели П позволяет теоретически обосновать закономерности формирования величин z_0 и d, а также получить связи этих характеристик с высотой и коэффициентом сопротивления препятствий.

Перейдем к анализу результатов численного решения. На рис. 1

представлена зависимость параметра шероховатости от средней высоты неровностей в логарифмическом масштабе. Сплошные кривые — результаты расчета по модели II при различных значениях коэффициента сопротивления. Пунктиром нанесен график функции 1g z₀, построенный по формуле Кунга. На этом же рисунке приведены результаты экспериментальных наблюдений в атмосфере и данные лабораторных измерений различных авторов [3—5, 8, 10— 12]. Из анализа рис. 1 можно заметить, что экспериментальным точкам на малых высотах соответствуют большие значения коэффи-



Рис. 2. Универсальная связь безразмерных параметров шероховатости и сопротивления.

1 — Том, 1966, 1971; 2 — Раунер, 1969; 3 — Хси и Нац, 1970; 4 — Чемберлен, 1966, 1968.

циента c_fs на расчетных кривых (и наоборот). Эту особенность нетрудно объяснить, сопоставив значения коэффициентов сопротивления, полученные в реальных условиях для различных типов препятствий. Например, для леса типичные значения $s \approx 1$ м⁻¹, $c_f \approx 0.02$ ($c_f s = 0.02$ м⁻¹); для кукурузы — $s \approx 6$ м⁻¹, $c_f \approx 0.17$ ($c_f s = 1$ $=1 \text{ м}^{-1}$); для искусственной шероховатости [5] (шары, цилиндры высотой не более 0,025 м) $s_{\rm max} = 30$ м⁻⁻¹, $c_t = 0.2 \div 0.4$ $(c_f s_{max} = 12 \text{ м}^{-1})$. Из рис. 1 видно, что, помимо высоты неровностей, параметр шероховатости в сильной степени зависит от коэффи-, циента сопротивления. В выбранном интервале значений с_fs при фиксированном h параметр z_0 изменяется в 25 раз. Это говорит о том, что описать влияние ха-

рактера поверхности на величину шероховатости z_0 с помощью единственной характеристики h не представляется возможным.

Из внешних параметров c_{fs} и h можно составить безразмерную комбинацию $c_{fs}h$ — параметр сопротивления. Полученная зависимость безразмерной шероховатости z_0/h от параметра $c_{fs}h$ представлена на рис. 2 вместе с теми эмпирическими результатами, в которых определен коэффициент сопротивления c_{fs} . Расчеты показали, что параметр шероховатости, приведенный к безразмерному виду, является универсальной функцией безразмерного сопротивления во всех расчетных примерах точки ложатся на прямую очень точно. Связь указанных безразмерных характеристик может быть выражена формулой

$$\lg(z_0/h) = -0.29 + 0.62 \lg(c_t sh). \tag{17}$$

Вполне вероятно, что, пользуясь найденным решением, можно получить оценки коэффициентов сопротивления для различных типов подстилающей поверхности.

Параметры z_0 и d определялись по профилю ветра над шероховатой поверхностью. При расчете параметра шероховатости для всего диапазона рассматриваемых высот h встает вопрос об определении границ слоя, в котором профиль ветра приближается к логарифмическому. По приближенной оценке, полученной путем графического анализа рассчитанных и измеренных профилей ветра, логарифмический закон распределения скорости применим в слое около 10 м, начиная от уровня $h + \sqrt{a_1h}$, где $a_1 \approx 1$ м.



Рис. 3. Вертикальные профили модуля скорости ветра, динамической скорости u_* , энергии турбулентности b. 1 — по модели I (G=10 м/с, $z_0=0.04$ м); 2 — по модели II (G=10 м/с, h=0.15 м; $c_fs=2$ м⁻¹).

Связь геострофического коэффициента трения с числом Россби, полученная по модели II, качественно соответствует эмпирическим данным о характере этой зависимости. На основе полученного решения выполнены оценки толщины пограничного слоя *H* из условия

$$\frac{1}{G} \sqrt{(G - u|_{z=H})^2 + v|_{z=H}^2} \leqslant 0.2.$$
(18)

Численные значения $Hf/\kappa u_*$ заключены в области 0,2—0,3. Угол отклонения приземного ветра от геострофического имеет сложный характер зависимости от внешних параметров и изменяется в пределах 22—34°. Коэффициенты турбулентности принимают максимальные значения на высотах порядка 180—300 м.

В заключение приведем примеры расчета по моделям I и II профилей модуля скорости ветра, динамической скорости u_* , энергии турбулентности b и составляющих уравнения энергии вблизи под-

```
2 Заказ № 263
```

стилающей поверхности (рис. 3, 4). Для возможности сравнения расчетов решение проводилось в следующем порядке: 1) задавались параметры h и $c_t s$; по схеме II находились характеристики пограничного слоя (вместе с шероховатостью z₀); 2) полученный параметр z₀ в качестве внещнего фактора вводился в модель I и выполнялись соответствующие расчеты. Характеристики турбулентности, приведенные на рис. 3, 4, при расчете по модели II «вырабатываются» в слое трения и в каждом отдельном примере зависят от особенностей структуры щероховатости.



Усл. обозначения см. рис. 3.

Несмотря на то что исходные предпосылки модели II содержат некоторые упрощающие предположения (коэффициент cfs принимается постоянным с высотой в слое шероховатости; не учитывается влияние структуры шероховатости на масштаб турбулентности), схема физически правильно отражает общие закономерности турбулентного режима в пограничном слое. При исследовании трансформации воздушной массы над подстилающей поверхностью с другими свойствами указанная схема позволит проследить за изменением параметра шероховатости вблизи границы раздела. Такого рода расчеты составят предмет обсуждения в следующей статье.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л., Ги-
- дрометеоиздат, 1970, с. 105, 191. 2. Сіопсо R. M. A mathematical model for air flow in a vegetative canopy.— J. Appl. Met., 1965, v. 4, No. 4, p. 517—522.

- 3. Thom A. S. Momentum absorption by vegetation.— Quart. J. Roy. Met. Soc., 1971, v. 97, No. 414, p. 414-428. 4. Hs i G., N a th 1. H. Wind drag within simulated forest canopies.— J. Appl.
- Met., 1970, v. 9, No. 4, p. 592-602.
- 5. Chamberlain A. C. Transport of gases to and from surfaces with bluff and wave-like roughness elements .-- Quart. J. Roy. Met. Soc., 1968, v. 94, No. 401, р. 318—332. 6. Менжулин Г. В. К методике расчета метеорологического режима в рас-
- тительном сообществе.— «Метеорология и гидрология», 1970, № 2, с. 92— 99.
- 7. Дубов А. С., Быкова Л. П. Характеристики турбулентного течения в пограничном слое атмосферы над лесом и внутри его. См. наст. сб.
- 8. Марунич С. В. Характеристики турбулентности в условиях леса по градиентным и структурным наблюдениям. Труды ГГИ, 1971, вып. 198, c. 154—165.
- 9. Blackadar A. K. The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere.— J. Geophys. Res., 1962, v. 67, No. 8, p. 3095— 3102.
- 10. Lettau H. Note on aerodynamic roughness-parameter estimation on the basis of roughness-element description.- J. Appl. Met., 1969, v. 8, No. 5, p. 828-832.
- Allen L. H., Jr. Turbulence and wind speed spectra within a Japanese Larch plantation.— J. Appl. Met., 1968, v. 7, No. 1, p. 73—78.
 Раунер Ю. Л., Ананьев И. П. Характеристики атмосферной турбулент-
- ности в условиях леса.— Изв. АН СССР. Сер. геогр., 1971. № 2. с. 70—79.

Г. В. МЕНЖУЛИН

К ТЕОРИИ СТАЦИОНАРНОГО МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО РЕЖИМА РАСТИТЕЛЬНОГО ПОКРОВА

Список обозначений

z — вертикальная координата;

 $z_0 \rightarrow$ уровень шероховатости поверхности ночвы;

λ — координата, отсчитываемая вдоль стебля растений;

t — косинус угла отгиба стебля от вертикали;

и — скорость ветра;

*и*_{*} — скорость трения над растительным покровом;

коэффициент вихревой вязкости;

l — масштаб турбулентности;

b — интенсивность турбулентности;

 φ — угол между плоскостью листовой пластинки и направлением *x*; $\varphi = \varphi_0$ при u = 0;

Т — температура воздуха межлистного пространства;

T_н — температура воздуха над растительным покровом;

*T*_w → температура биомассы растительности;

 $T_0 \rightarrow$ температура поверхности почвы;

q — влажность воздуха межлистного пространства;

- $q_{_H}$ влажность воздуха над растительным покровом;
- *q*₀ влажность верхнего слоя почвы;

R — поток коротковолновой солнечной радиации;

R_H — поток коротковолновой солнечной радиации над растительным покровом;

 I_{\star} , I_{\downarrow} — восходящий и нисходящий потоки тепловой радиации;

В — кондуктивный поток тепла в почву;

 $\Sigma(\lambda) = \int_{0}^{\infty} s(\zeta) d\zeta$ — интегральная деятельная поверхность растительности (s =

 $=d\Sigma/d\lambda$ — площадь листьев, заключенных в единице объема растительного покрова);

h — длина стеблей растений;

 п — количество листьев, расположенных в единице объема растительного покрова;

- L характерный размер листа;
- а параметр дисперсности растительности;
- е коэффициент упругости черенка листа;
- *Е* модуль Юнга стебля растений;
- точвы;

 $i(\lambda) = \frac{\pi r^4(\lambda)}{4}$ — момент инерции сечения круглого стебля; r () — радиус стебля; C_d — коэффициент аэродинамического сопротивления листа; D — коэффициент диффузивной проводимости устьиц листьев; $Re = \frac{uL}{m}$ — число Рейнольдса; $Gr = \beta \frac{gL^3}{\sqrt{2}} \Delta T$ — число Грасгофа; Pr = 7,5 - число Прандтля для воздуха; Sc_a = 0,625 — число Шмидта для водяного пара; χ — коэффициент молекулярной температуропроводности воздуха; $a_{\rm T}k$ — коэффициент турбулентной температуропроводности; а_аk — коэффициент турбулентной влагопроводности; а_bk — коэффициент турбулентной диффузии вихревой энергии; 8 — коэффициент «серости» биомассы растительности; δ₀ — коэффициент «серости» поверхности почвы; у. — коэффициент ослабления коротковолновой радиации в растительном покрове: γ₁ — коэффициент ослабления длинноволновой радиации; A0 — альбедо поверхности почвы; D_0^{-} — интегральный коэффициент влагообмена (почва—воздух); $\sim p = 0.425$ — эмпирическая константа [8]; $q_0 = 4,88 \times)$ $\times 10^{-6}$ г/см 3 эмпирические константы в формуле Магнуса; $\mu = 17.1$ $\Theta = 235^{\circ}C$ *c* = 0,046 — эмпирическая константа [2]; кинематическая вязкость воздуха; ж — постоянная Кармана; р плотность воздуха;

 А — скрытая теплота испарения воды;

 g — ускорение силы тяжести; c_n — теплоемкость воздуха при постоянном давлении: β — коэффициент объемного расширения воздуха; постоянная Стефана—Больцмана.

Математические модели агрометеорологических процессов, усиленно разрабатываемые в настоящее время, требуют проведения детальных исследований закономерностей метеорологического режима нижнего слоя воздуха, содержащего растительный покров. Стимулирование этих исследований в немалой степени связано с нуждами и физики пограничного слоя атмосферы, одной из задач которой является уяснение деталей процесса взаимодействия приземного потока воздуха и естественной подстилающей поверхности. Отмеченная актуальность проблемы метеорологического режима растительного покрова определила заметный успех в ее разработке.

Уже проведено довольно большое количество экспериментальных работ, имеющих отношение к частным задачам микрометеорологии растительности. Накопление такого рода эмпирического материала, несомненно, полезно, однако решение даже частных задач путем лишь экспериментальных наблюдений вряд ли представляется возможным. Более того, очевидно, не является обоснованным проведение ненаправленных экспериментов, не ставящих своей целью проверку исходных положений или следствий какой-либо теории метеорологического режима растительного покрова. Из этого, естественно, следует, что успешное решение отдельных задач микрометеорологии растительности в большой мере зависит от теоретических разработок проблемы в целом.

В ранее выполненных работах [3-6] был предложен один из возможных подходов к теоретическому решению задач микрометеорологии растительности. Этот подход основывается на использовании фундаментальных понятий физики приземного слоя атмосферы. Разработанная в отмеченных статьях методика была использована при исследовании отдельных сторон метеорологического режима растительного покрова, в частности закономерностей режима турбулентности, углекислотного и кислородного обмена, суммарных характеристик теплообмена и влагообмена. Тем не менее, несмотря на успешность проведенных исследований, важно отметить, что для наиболее полного решения комплексных задач микрометеорологии растительного покрова требуется совместное рассмотрение всей совокупности процессов, определяющих метеорологический режим в растительности. Это связано с тем, что дифференциальные уравнения, описывающие частные закономерности режима в растительном покрове, образуют замкнутую систему и интегрирование одного или нескольких из них, строго говоря, невозможно без одновременного решения остальных.

В настоящей статье будет изложен способ расчета характеристик метеорологического режима растительности, основанный на совместном решении совокупности уравнений переноса.

Отметим, что эта работа является логическим следствием проведенных ранее исследований и развивает намеченный в них теоретический подход.

Следуя [5, 6], выпишем систему уравнений, описывающих стационарный турбулентный режим в межлистном пространстве однородного по горизонтали растительного покрова в виде:

$$\frac{d}{d\lambda} \left(\frac{k}{t} \frac{du}{d\lambda} \right) = C_d \frac{d\Sigma}{d\lambda} u^2, \qquad (1.1)$$

$$\frac{k}{t} \left(\frac{du}{d\lambda}\right)^2 - \frac{g}{T} \alpha_{\rm T} k \frac{dT}{d\lambda} - \frac{0.61g}{\rho} \alpha_q k \frac{dq}{d\lambda} + C_d \frac{d\Sigma}{d\lambda} u^3 =$$

$$= \frac{b^{3/2}t}{cl} - \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{\alpha_b k}{t} \frac{db}{d\lambda} \right), \qquad (1.2)$$

$$\frac{1}{t} = \frac{1}{t} \left(\frac{1}{a} \frac{d\Sigma}{d\lambda} - \frac{1}{\kappa} \frac{1}{\psi} \frac{d\psi}{d\lambda} \right), \qquad (1.3)$$

$$\psi = \frac{k^2 t}{c l^4} , \qquad (1.4)$$

 $k = l \sqrt{b}, \tag{1.5}$

$$\frac{-1,4}{p}\sqrt{\frac{\nu}{L}} u^{3/2}\sin\varphi + u^2\sin^2\varphi = \frac{en}{\rho \frac{d\Sigma}{d\lambda} p} \times$$

$$\times \left\{ \left| \varphi_0 - \frac{\pi}{2} + \arcsin t \right| - \varphi \right\}, \tag{1.6}$$

$$C_{d} = p \sin \varphi + 1.4 \sqrt{\frac{\gamma}{uL}}, \qquad (1.7)$$

$$\frac{d}{d\lambda} \left\{ i(\lambda) \frac{dt/d\lambda}{\sqrt{1-t^2}} \right\} + \frac{Ft}{mE} = 0, \qquad (1.8)$$

$$F = \rho \int_{0}^{\infty} C_d u^2 d\Sigma.$$
 (1.9)

В этих выражениях $\frac{d}{d\lambda} = \frac{1}{t} \frac{d}{dz}$

Мы не будем подробно останавливаться на тех предпосылках, из которых выводятся написанные уравнения, так как их обсуждение было ранее детально проведено. Обратим лишь внимание на третье слагаемое в левой части уравнения баланса энергии турбулентности (1.2). Введение этого члена позволит провести в рамках общей схемы расчета метеорологического режима растительного покрова учет влияния вертикальных неоднородностей поля влажности воздуха межлистного пространства как дополнительного источника архимедовой силы, вызывающей генерацию энергии турбулентности.

Соотношения (1.1) — (1.9) не образуют замкнутой системы. Для их замыкания будем использовать уравнения турбулентной теплопроводности и влагопереноса в приземном слое воздуха, содержащем растительность, а также условие энергетического баланса и уравнения, описывающие закономерности радиационного режима внутри растительного покрова. В настоящей работе перечисленные соотношения использовались в виде [5]:

$$\frac{d}{d\lambda} \left(\frac{a_{\mathrm{T}}k}{t} \frac{dT}{d\lambda} \right) = -\frac{d\Sigma}{d\lambda} D_{\mathrm{T}}(T_{w} - T), \qquad (2.1)$$

$$\frac{d}{d\lambda} \left(\frac{\alpha_q k}{t} \frac{dq}{d\lambda} \right) = -\frac{d\Sigma}{d\lambda} D_q \left(\widetilde{q} - q \right), \qquad (2.2)$$

$$\widetilde{q} = \widetilde{q}_0 \exp\left(\frac{\mu T_w}{\Theta + T_w}\right), \qquad (2.3)$$

$$dR = \gamma_s R \, d\Sigma, \tag{2.4}$$

$$dI_{\dagger} = -\gamma_l I_{\dagger} d\Sigma + \delta \sigma T_w^4 d\Sigma, \qquad (2.5)$$

$$dI_{\downarrow} = \gamma_{l} I_{\downarrow} d\Sigma - \delta \sigma T_{w}^{4} d\Sigma, \qquad (2.6)$$

$$dR - dI_{\uparrow} - dI_{\downarrow} = d\Sigma \left\{ \rho c_{\rho} D_{\tau} (T_{w} - T) + \Lambda D_{q} \left(\widetilde{q} - q \right) \right\}.$$
(2.7)

В уравнениях (2.1) и (2.2) $D_{\rm T}$ и D_q — интегральные коэффициенты тепло- и влагообмена листьев растений и воздуха. Будем считать, что теплообмен листьев и воздуха межлистного пространства осуществляется посредством вынужденной и свободной конвекции и что эти два механизма работают параллельно, т. е. представим коэффициент теплообмена $D_{\rm T}$ в виде

$$D_{\rm r} = \frac{\chi}{L} \{ 0.28 {\rm Re}^{0.6} + 0.54 \, ({\rm Gr} \cdot {\rm Pr})^{0.25} \}.$$
(3)

Эта зависимость составлена с использованием эмпирических формул для коэффициентов теплообмена, предложенных в монографии М. А. Михеева [1]. Для проверки применимости выражения (3) к закономерностям теплообмена листьев было проведено сравнение значений коэффициента $D_{\rm T}$, рассчитанных с использованием этой зависимости и формулы, рекомендуемой в работе Коуэна [7]. Хорошее согласование величин коэффициента $D_{\rm T}$, полученных этими двумя способами в том диапазоне изменения чисел Рейнольдса, в котором допустимо использование формулы Коуэна, явилось в какойто мере подтверждением возможности аппроксимации зависимости $D_{\rm T}$ (Re, Gr, Pr) выражением (3). Кроме этого, следует отметить и то, что основой для формулы (3) служили довольно многочисленные и достаточно точные экспериментальные исследования в теплообменниках различных конструкций.

Что касается коэффициента влагообмена листа с воздухом межлистного пространства D_q , то его зависимость от скорости ветра зададим в виде

$$D_{q} = \frac{0.32 \text{Re}^{0.6} \text{Sc}_{q}^{0.3} D}{0.32 \text{Re}^{0.6} \text{Sc}_{q}^{0.3} + \frac{L}{\chi_{q}} D}.$$
(4)

Эта формула выражает обычный закон последовательного сложения диффузивных сопротивлений, преодолеваемых потоком водяного пара на пути: внутренние полости устьиц — пограничный слой на листе (1/D), пограничный слой — воздух межлистного пространства ($L/\chi_q 0.32 \text{Re}^{0.6} \text{Sc}^{0.3}_q$) [1]. Отметим, что влажность во внутренних

полостях устьиц *q* считается насыщающей при температуре биомассы и связанной с ней соотношением Магнуса (2.3).

Равенства (2.4)—(2.6) представляют собой простейший вид уравнений переноса коротковолновой и тепловой радиации в растительном покрове и являются естественным обобщением экспоненциальной зависимости Буге—Ламберта.

Равенства (1.1) - (1.9), (2.1) - (2.7) в совокупности определяют замкнутую систему уравнений стационарного метеорологического режима горизонтально однородного растительного покрова. Решение этой системы можно получить, задавшись граничными условиями для дифференциальных уравнений, входящих в нее. Будем ставить необходимые граничные условия на уровне шероховатости почвы z_0 , расположенном под слоем растительного покрова, и на некотором уровне H над растительностью, на котором можно задаться комплексом значений метеорологических элементов, характеризующим условия окружения. В наиболее общем и интересном случае граничные условия должны иметь вид:

при $\lambda = z_0$,

$$u = 0, \quad \frac{a_{\theta}k}{t} \frac{db}{d\lambda} = 0, \quad l = c^{-1/4} \times z_0,$$

$$t = 1, \quad -\frac{a_{q}k}{t} \frac{dq}{d\lambda} = D_0(q_0 - q),$$

$$pc_p \frac{a_{T}k}{t} \frac{dT}{d\lambda} = (1 - A_0) R(z_0) + I_{\downarrow}(z_0) -$$

$$-\Lambda D_0(q_0 - q) - B - I_{\uparrow}(z_0), \quad I_{\uparrow} = \delta_0 \sigma T_0^4;$$

при $\lambda = H$,

$$\frac{k}{t} \frac{du}{d\lambda} = u_*^2, \quad \frac{a_b k}{t} \frac{db}{d\lambda} = 0,$$

 $T = T_H, \quad q = q_H, \quad I_{\downarrow} = \sigma T_H^4 (0.82 - 0.25 \cdot 10^{-0.12 \cdot 10^{6} q_H})$
(формула Онгстрема). (5.1)

Для уравнения (1.8) требуется задание условия «свободного конца» при λ , равном длине стеблей растений; это граничное условие имеет вид

$$\frac{dt}{d\lambda}\Big|_{\lambda=h} = 0.$$
 (5.2)

Наконец, для окончательного определения задачи (1.1)—(1.9), (2.1)—(2.7), (5.1), (5.2) необходимо договориться о зависимости $dz(\lambda)/d\lambda$ при $\lambda > h$.

В нащем случае из соображений удобства реализации решения эта зависимость задавалась в виде:

 $t(\lambda) = \begin{cases} t(2h-\lambda) & \text{при } h < \lambda < 2h, \\ 1 & \text{при } 2h \leqslant \lambda \leqslant 3h. \end{cases}$

Решение поставленной задачи проводилось численно на ЭВМ. М-220 с помощью специально разработанного алгоритма, использующего метод последовательных приближений.

В настоящей статье мы не будем касаться тех многих следствий теории, которые можно получить, производя вычисления по предложенной методике, так как специальный расчет зависимостей характеристик метеорологического режима растительного покрова от различных влияющих на них факторов явится предметом широких, направленно поставленных численных экспериментов и составит отдельную публикацию. Приведем здесь лишь некоторые предварительные результаты. На рис. 1 представлены зависимости $\varphi(\lambda)$, $T(\lambda)$, $T_w(\lambda)$, $q(\lambda)$, $I_{\uparrow}(\lambda)$, $I_{\downarrow}(\lambda)$, рассчитанные при следующем наборе исходных параметров нашей задачи:

$$\begin{split} \varphi_{0}(\lambda) &= \text{const} = \frac{\pi}{4}, \quad d\Sigma/d\lambda = \text{const} = 0.05 \text{ cm}^{-1}, \\ r(\lambda) &= \text{const} = 0.2 \text{ cm}, \quad h = 100 \text{ cm}, \quad H = 3h, \\ n &= \frac{d\Sigma/d\lambda}{0.5L^{2}}, \quad L = 3 \text{ cm}, \quad a = 0.5, \\ m &= 0.01 \text{ cm}^{-2}, \quad \delta = \delta_{0} = 0.95, \quad \gamma_{s} = 0.5, \\ \gamma_{I} &= 0.95, \quad z_{0} = 5 \text{ cm}, \quad A_{0} = 0.3, \\ u_{*} &= 20 \text{ cm/c}, \quad T_{H} = 20^{\circ}\text{C}, \quad q_{H} = 0.5 \cdot 10^{-5} \text{ r/cm}^{3}, \\ R_{H} &= 0.9 \text{ kaj/(muh \cdot cm^{2})}, \quad T_{0} = 17^{\circ}\text{C}, \quad B = 0 \text{ kaj/(c \cdot cm^{2})}. \end{split}$$

Эти параметры, равно как и значения универсальных констант, перечисленных в списке обозначений, в проведенном расчете оставались неизменными. Кривые 1 и 2 на рис. 1 соответствуют случаям, когда

Общей особенностью вертикальных профилей всех метеорологических характеристик приземного слоя воздуха является существенная трансформация их в нижнем слое, занятом растительностью, по сравнению с обычным их видом в приземном слое, лишенном ее. Это относится ко всем элементам, составляющим метеорологический режим растительного покрова, в том числе к температуре и влажности воздуха межлистного пространства (см. рис. 1 б и 1 в).

Представляет определенный интерес и ход зависимостей $T_w(\lambda)$ (см. рис. 1 б). Характерно, что температура биомассы растительности растет с высотой в отличие от температуры воздуха межлистного пространства, которая уменьшается с ростом λ . В нижних слоях растительного покрова теплообмен листьев и воздуха межлистного пространства отрицателен (листья поглощают тепло). Выше слоя, где $T_w = T$, этот теплообмен меняет знак.

Зависимости потоков восходящего I_{\uparrow} и нисходящего I_{\downarrow} теплового излучения от λ (см. рис. 1 *a*) довольно естественны, если учесть вид $T_w(\lambda)$, которым в основном они определяются. В середине растительного покрова располагается слой, где наблюдается лучистое равновесие, т. е. $I_{\uparrow} = I_{\downarrow}$.

Комментируя приведенную зависимость $\varphi(\lambda)$, отметим эффект перемены знака угла ориентации листьев верхнего слоя растительности при малых величинах коэффициента упругости черенка





листа и модуля Юнга стебля. Сильный изгиб стеблей в этом случае (см. рис. 1 д) и вызывает принудительный поворот листьев.

Проведенные расчеты показывают принципиальную возможность и перспективность использования разработанной методики для исследования особенностей метеорологического режима растительного покрова в их естественной взаимосвязи с его геометрической структурой.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Михеев М. А. Основы теплопередачи. М., Гостехиздат, 1954.
- 2. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М., «Наука», 1965.
- 3. Гандин Л. С., Менжулин Г. В. Расчет характеристик теплового режима растительного покрова. Труды ГГО, 1968, вып. 229.
- 4. Менжулин Г. В. Методика расчета углекислотного режима в слое растительного покрова.— Труды ГГО, 1969, вып. 249. 5. Менжулин Г. В. К методике расчета метеорологического режима в ра-
- стительном сообществе.— «Метеорология и гидрология», 1970, № 2.
- 6. Менжулин Г. В. Об аэродинамических параметрах растительного покрова. -- Труды ГГО, 1972, вып. 282.
- 7. Cowan I. R. Mass, heat and momentum exchange between stands of plants and their atmospheric environment. - Quart. J. Roy. Met. Soc., 1969, v. 94, No. 402.
- 8. Thom A. S. The exchange of momentum, mass and heat between an artifical leaf and the airflow in a wind tunnel.— Quart. J. Roy. Met. Soc., 1968, v. 94, No. 339.

Э. К. БЮТНЕР

МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ТЕПЛООБМЕНА С ПОВЕРХНОСТЬЮ, ПОКРЫТОЙ ДВИЖУЩИМИСЯ НЕРОВНОСТЯМИ

Целью настоящей работы является построение простой модели, описывающей теплообмен и диффузию через поверхность раздела двух сред — воздух — вода при наличии на поверхности бегущих волн, из-за которых возникает сопротивление формы добавочно к величине касательного трения о поверхность. Для того чтобы вычислить величину диффузионных потоков через границу раздела воздух — вода по данным скорости ветра и перепада концентраций (или температур), нужно знать числа Стэнтона St или Дальтона D:

$$St = \frac{\sqrt{C_u(z)}}{r_n^{0-z}}, \quad D = \frac{\sqrt{C_u(z)}}{r_n^{0-z}}, \quad (1)$$

где $C_u(z)$ — коэффициент аэродинамического сопротивления в расчете на единицу площади подстилающей поверхности, а $r_{\rm T}$ или $r_{\rm g}$ — величины безразмерного теплового или диффузионного сопротивления слоя от поверхности земли до уровня z, которые определяются следующим образом:

$$r_{\tau}^{0-z} = v_* \int_0^z \frac{dz}{\chi(z)}, \quad r_{\pi}^{0-z} = v_* \int_0^z \frac{dz}{d(z)}.$$
(1a)

Здесь $\chi(z)$ — коэффициент теплопроводности, а d(z) — коэффициент диффузии, включающий в себя как турбулентный, так и молекулярный механизмы переноса.

В работе был предложен метод расчета чисел St и D в применении к морской поверхности на основе формулы (1). В этом методе значения $C_u(z)$ предлагалось брать из результатов экспериментальных измерений касательного напряжения над морем, а значения диффузионного сопротивления (r^{0-z}) вычислялись, исходя из тех соображений, что при небольших скоростях ветра (u(z=10 м) < < 10 м/c) режим обтекания морской поверхности близок к режиму гладкого обтекания [2]. Тогда тепловое (или диффузионное) сопротивление (r^{0-z}) слоя любой толщины z, но находящегося в пределах логарифмического приводного слоя, можно вычислить, воспользовавшись хорошо известными из эксперимента параметрами, описывающими примыкающий к гладкой поверхности вязко-буферный слой [3].

В вязко-буферном слое, толщина которого равна примерно $30v/v_*$ (где v — молекулярный коэффициент вязкости, а $v_* = \sqrt{\tau/\rho}$), молекулярный механизм переноса, превалирующий у самой поверхности, примерно до значений $z = 5v/v_*$ постепенно заменяется турбулентным; обычно оба механизма считаются аддитивными и $\chi(z)$ (или d(z)) представляется просто суммой коэффициентов теплопроводности (или диффузии) — молекулярного и турбулентного. Относительно поведения последнего в вязко-буферном слое существует целый ряд гипотез; однако в [1] было показано, что это мало сказывается на результатах расчета величины r, если только правильно определены основные параметры вязко-буферного слоя, известные из эксперимента. Это и послужило основой для расчета чисел St и D в применении к морской поверхности.

Выводы работы [1] находятся в согласии с экспериментальными данными [8], однако последние для условий морской поверхности имеются пока при небольших скоростях ветра. Очевидно, что при увеличении скорости ветра сопротивление формы бегущих по поверхности волн должно все сильнее сказываться на режиме обтекания поверхности, причем по-разному на разных стадиях разгона; это должно сказываться на величине r^{0-z} , и предложенная в [1] «квазигладкая» модель теплообмена не должна соответствовать действительности. Проведенная в той же работе оценка влияния неровностей (h) на теплообмен явно недостаточна для объяснения основных экспериментальных зависимостей поведения функции r^{0-z} над шероховатой поверхностью даже с неподвижными препятствиями. Очевидно, что модель, правильно описывающая влияние движения неровностей по поверхности на величину теплообмена, должна, прежде всего, давать результаты, согласующиеся с основными экспериментальными закономерностями теплообмена с поверхностью, покрытой неподвижными препятствиями. Кроме того, такая модель должна проиллюстрировать зависимость коэффициента сопротивления С_и от высоты препятствий и от скорости их движения. Правда, нужно отметить, что от такого рода иллюстрации до сопоставления ее с экспериментальными данными по Си над морской поверхностью есть еще определенная дистанция: нужно навести некую специфическую статистику на морскую поверхность на разных стадиях развития волнения. Однако это — тема для отдельной работы и здесь этот вопрос рассматриваться не будет.

Что касается вопроса о зависимости величины r^{0-z} от характеристик подстилающей поверхности, то в последние годы появился целый ряд работ, в которых исследуется влияние неподвижных неровностей разных размеров и формы на величину диффузионного сопротивления. Таких работ с уклоном в технические приложения имеется довольно много. Здесь мы приводим результаты лабораторных исследований теплового (или диффузионного) сопротивления в трубах и каналах либо наиболее фундаментального характера [4],

где исследовано влияние на теплообмен песочных шероховатостей того же типа, что исследовал в свое время Никурадзе в работах по сопротивлению, либо так или иначе имеющие отношение к теплообмену и диффузии в натурных условиях.

Измерения u(z) и T(z) при r > h, где h — высота гребней неровностей, указывают на автомодельность области z > h, начиная почти от уровня z=h. В то же время коэффициенты теплообмена St и сопротивления C_u ведут себя по-разному: для St не наблюдается выхода на константу, соответствующую режиму развитого шероховатого обтекания поверхности, поэтому понятие о режиме развитой шероховатости не имеет смысла в применении к теплообмену и диффузии. Очевидно, отличия числа Стэнтона St от C_u обусловлены структурой потока в слое z < h и для того чтобы интерпретировать эту разницу, нужно описание свойств потока в примыкающем к поверхности слое.

Все авторы [4—7], производившие одновременные измерения C_u , St или D в лабораторных условиях, обрабатывая результаты, так или иначе выделяли диффузионное сопротивление r^{0-h} слоя [0, h] и получали его зависимость от числа Рейнольдса шероховатостей hv_*/v или от z_0v_*/v , где z_0 — гидродинамический параметр шероховатости, определяемый по профилю u(z) в автомодельной области потока, т. е. при z > h. В работах [5, 7] по результатам экспериментальных исследований вычислялась не эта величина, а разность диффузионного сопротивления слоя от поверхности до уровня $z - r^{0-z}$ и сопротивления переносу количества движения для этого же слоя. Эту разность авторы [5, 7] обозначили как 1/*B*:

$$\frac{1}{B} = v_* \int_0^z \frac{dz}{\chi(z)} - \frac{1}{\chi} \ln \frac{z}{z_0} \,. \tag{2}$$

Однако, легко показать, что кривые зависимости 1/B от hv_*/v для разных типов шероховатостей примерно так же расходятся между собой, как и кривые зависимости r^{0-h} от hv_*/v . Нам удобнее характеризовать диффузионные свойства границы раздела двух сред величиной r^{0-h} , где под h понимается средняя высота гребней неровностей. Для приложений к расчетам потоков над морской поверхностью нужно будет вычислить полное сопротивление слоя 0—z, где z— высота порядка 10 м над поверхностью. Эта высота будет вычисляться как сумма r^{0-h} и r^{h-z} , где последняя величина r^{h-z} немного отличается от $\frac{1}{\infty} \ln \frac{z}{h}$ из-за нарушений, вносимых в слой

(*h*, *z*) дополнительной турбулизацией потока воздуха, обтекающего неровности.

В работе [4] была построена связь теплового сопротивления r^{0-h} с параметрами hv_*/v и числом Прандтля Рг для водного потока над плотно упакованной песочной шероховатостью (число Рг изменя-

лось в пределах от 1,2 до 6). Оказалось, что r^{0-h} , вычисляемое авторами по данным эксперимента как разность

$$r^{0-h} = v_* \int_0^z \frac{dz}{\chi(z)} - \frac{1}{\chi} \ln \frac{z}{h}, \qquad (3)$$

описывается эмпирической формулой

$$r^{0-h} = 5.2 \left(\frac{hv_*}{v}\right)^{0.2} \mathrm{Pr}^{0.44}.$$
 (3a)

Отметим, что для 1/В авторы [6] получили

$$\frac{1}{B} = 0.5 \left(\frac{hv_*}{\gamma}\right)^{0.45} \mathrm{Pr}^{0.8}.$$
 (2a)

Однако если добавить к 1/B величину $\frac{1}{\varkappa} \ln \frac{h}{z_0} \approx 8,5$, то расхождение между двумя эмпирическими формулами сильно уменьшается. На рис. 1 приведены значения r^{0-h} для поверхностей, обклеенных двухмерными препятствиями разных размеров и формы, полученные по данным работ Чемберлена [6, 7] при помощи формулы (3); для сравнения штриховыми кривыми приведены результаты, полученные по эмпирической формуле (3а).

Из данных рис. 1 следует совершенно однозначный вывод, что величина диффузионного сопротивления растет с ростом числа Рейнольдса шероховатости hv_*/v , причем тем сильнее, чем больше шероховатость (каждая кривая соответствует фиксированному значению h). Кривые значений r^{0-h} указывают также на то, что hv_*/v не является единственным параметром, определяющим диффузионное сопротивление: величина r^{0-h} явно зависит также от взаимного расположения и формы препятствий. Следовательно, любая модель, претендующая на правильное описание диффузионного сопротивления слоя воздуха, примыкающего к шероховатой границе раздела, должна объяснить факт роста r^{0-h} с ростом hv_*/v и должна содержать по крайней мере еще один параметр, описывающий свойства препятствий.

Поскольку в процессах теплообмена и диффузии существенную роль играет примыкающий к поверхности вязко-буферный слой, то с этой точки зрения разумно разделить все многообразие встречающихся в природе препятствий на два класса — густо расположенные и редко расположенные. Препятствия считаются расположенными густо в том случае, когда в промежутках между ними имеется слой конечной толщины по вертикали, в котором средняя скорость

направленного движения меньше, чем флуктуационная скорость \sqrt{b} , где b — средняя энергия турбулентности. При этом толщина примыкающего к большей части поверхности раздела вязко-буферного слоя определяется величиной флуктуационных скоростей у поверхности, т. е. связана с b. Исключение могут составлять только небольшие участки поверхности у вершин препятствий. Препятствия считаются расположенными редко, когда в промежутках между ними практически всюду $\overline{u} > \sqrt{b}$ и толщина примыкающего к поверхности вязко-буферного слоя так же, как и в случае гладкой поверхности, составляет приблизительно $30v/v_{*8}$, где



Рис. 1. Диффузионное сопротивление слоя [0, *h*] для разных шероховатых поверхностей.

Штриховые линии — эмпирическая формула (3a). 1) Pr=2,77; 2) Pr=0,73. Точечные линии — результаты теоретического расчета при различных значениях параметра уh/λ: 1) 10⁻³; 2) 5 · 10⁻³; 3) 10⁻².

Сплошные линии — экспериментальные данные Чемберлена [5]. c — цилиндры диаметром 2,54 см при расстоянии 5,08 см между центрами; d — цилиндры диаметром 0,79 см, расстояние между центрами 1,58 см; i — то же самое, но расстояние между центрами 4,76 см; g — полуцилиндры диаметром 2,54 см, плотная упаковка; h — стеклянные волны трохондальной формы высотой 2,54 см и длиной 25,4 см; i — стеклянные волны высотой 0,6 см и длиной 25,4 см; k Р = 0,73.

v — коэффициент молекулярной вязкости, но величина v_{*} есть динамическая скорость касательного трения, определяемая равенством

$$v_*^2 = \frac{F_{\text{comp}}}{\rho} + v_{*^s}^2, \qquad (4)$$

3 Заказ № 263

где $F_{\text{сопр}}$ — полная сила сопротивления формы бегущих препятствий, рассчитанная на единицу площади подстилающей поверхности. Следуя работам [9, 10], запишем ее в виде

$$\frac{F_{\text{comp}}}{\rho} = \frac{1}{k} \int_{0}^{h} \gamma(z) (u-c)^2 dz.$$
(5)

Здесь λ — среднее расстояние между препятствиями, h — высота гребней, c — скорость их движения, γ — коэффициент аэродинамического сопротивления в расчете на единицу площади препятствия, нормальную к направлению воздушного потока. Как будет показано ниже, редкость или густота препятствий определяется значением параметра $\gamma h/\lambda$, т. е. зависит не только от геометрических, но также и от аэродинамических свойств препятствий.

Провести разделение полного сопротивления поверхности на сопротивление формы и касательное трение можно только для случая редко расположенных препятствий. Так как возможные пределы значений параметра $\gamma h/\lambda$ для морских волн таковы, что все они могут считаться редко расположенными препятствиями, то в этой работе будет вычислена величина диффузионного сопротивления только для этого случая. При этом всюду будем считать коэффициент у независящим от z, но сама величина у определяется формой препятствий. Это означает, что препятствия, имеющие форму, например, синусоидальных или трохоидальных волн высоты h, моделируются двухмерными пластинами той же высоты h, расположенными перпендикулярно воздушному потоку и отстоящими друг от друга на величину длины волны λ . Значение у в этом случае примерно на два порядка меньше, чем обычное значение коэффициента аэродинамического сопротивления таких пластин (величина у для пластин, расположенных перпендикулярно потоку, равна 1-1,5 [12], для двухмерных синусоид она составляет $(1 \div 2) \cdot 10^{-2}$) [13].

Параметр $\gamma h/\lambda$ наряду с hv_*/v определяет динамические свойства потока вблизи поверхности, а следовательно, и диффузионное сопротивление. По смыслу $\gamma h/\lambda$ есть коэффициент аэродинамического сопротивления, отнесенный к единице площади подстилающей поверхности. При этом для каждого значения hv_*/v можно сразу оценить, при каких минимальных значениях $\gamma h/\lambda$ режим обтекания поверхности начинает отклоняться от гладкого и при каких $\gamma h/\lambda$ обтекание становится полностью шероховатым. Действительно, отклонение от режима гладкого обтекания наступает тогда, когда сила сопротивления формы становится сравнимой с силой касательного трения. По порядку величины сила сопротивления формы

$$\frac{F_{\rm comp}}{\rho}\approx\frac{\gamma h}{\lambda}(u_h-c)^2,$$

а сила касательного трения

$$\rho v_*^2 = \frac{x^2}{\ln^2\left(\frac{9hv_*}{v}\right)} u_h^2.$$

Следовательно, при

$$\frac{\gamma h}{\lambda} \approx \frac{\chi^2}{\ln^2\left(\frac{-9hv_*}{\gamma}\right)} \frac{u_h^2}{(u_h - c)^2}$$

режим обтекания отклоняется от гладкого; при значениях $\gamma h/\lambda$, примерно на порядок больших, основную роль в полном сопротивлении играет сопротивление формы, а при еще больших $\gamma h/\lambda$, начиная примерно от $5 \cdot 10^{-2}$, происходит переход к случаю густых препятствий.

Модель, используемая для расчета величины диффузионного сопротивления приповерхностного слоя в случае редко расположенных препятствий, изображена на рис. 2. Весь примыкающий к по-



Рис. 2. Схема обтекания редко расположенных препятствий.

верхности слой разбивается на три части. При $z < z_s$, где $z_s = 30v/v_{*s}$, профили скорости u(z) и коэффициента турбулентной вязкости – k(z) имеют тот же вид, что и при отсутствии препятствий, т. е.

$$\frac{u(z)}{v_*} = 10 \arctan\left(\frac{0.1zv_{*s}}{v}\right) + 1.2,$$
 (6)

$$\frac{k(z)}{\gamma} = \left(0, 1 \frac{zv_{*s}}{\gamma}\right)^2. \tag{7}$$

Как известно, формула (6) неплохо описывает экспериментально наблюдаемый профиль скорости в вязко-буферном слое у гладкой стенки, а значения k из (7), умноженные на du/dz из (6), согласуются с результатами прямых измерений [11] напряжения Рейнольдса почти по всей толщине слоя $z \leq z_s$. Величина v_{*s} , определяющая вязко-буферный слой, связана с аэродинамическими свойствами препятствий, т. е. с параметром $\gamma h/\lambda$, формулой (4) и находится путем решения уравнений движения в слое I, т. е. при $z_s \leq z \leq h$. В этом слое аэродинамическое сопротивление формы препятствий, бегущих со скоростью *с*, играет доминирующую роль;

3*

уравнения движения и баланса турбулентной энергии имеют следующий вид:

$$\frac{d}{dz}\left(k\frac{du}{dz}\right) = \frac{\gamma}{\lambda} \frac{(u-c)^3}{|u-c|},$$
(8)

$$k\left(\frac{du}{dz}\right)^2 + \frac{\gamma}{\lambda} |u - c|^3 + \alpha_b \frac{d}{dz} k \frac{db}{dz} - c_1 \frac{b^2}{k} = 0, \qquad (9)$$

$$k = c_1^{1/4} l \sqrt{b}. \tag{10}$$

Мы считаем, что гипотеза Колмогорова относительно связи k и b выполняется в промежутках между препятствиями, т. е. в слое $[z_s, h]$. Что касается характерного масштаба флуктуаций турбулентного потока, то для густо расположенных препятствий, скорее всего, $l=\beta h$, где β — константа, необязательно равная \varkappa ; в случае редких и хорошо обтекаемых, вероятно, лучше считать $l=\varkappa z$ в слое I так же, как и в слое II. Константы α_b и c_1 имеют свои обычные значения: $\alpha_b = 0,73$ и $c_1 = 0,046$. Значения динамической скорости v_* и турбулентной энергии b на верхней границе слоя I определяются из условий склейки решений в слое I и в слое II. На нижней границе слоя I

$$u\Big|_{z=z_s} = Av_{*s}, \quad \frac{db}{dz}\Big|_{z=z_s} = 0, \quad (11)$$

где A — параметр, определяемый по результатам измерений профиля скорости ветра над гладкой поверхностью. При аппроксимации (6) он равен 13,7. Второе из условий (11) есть также эмпирический вывод, следующий из результатов измерений функции b(z)вблизи гладкой стенки [10]. В слое II при z > h отсутствует сопротивление формы и система уравнений для функций u(z) и b(z)имеет обычный вид:

$$k \frac{du}{dz} = v_*^2, \tag{12}$$

$$k = c_1^{1/4} l V b,$$

$$k \left(\frac{du}{dz}\right)^2 + \alpha_b \frac{d}{dz} k \frac{db}{dz} = c_1 \frac{b^2}{k}.$$
(13)

В качестве верхней границы слоя II можно выбрать любой уровень z=H, расположенный вне влияния зоны шероховатости. Для удобства дальнейшего применения результатов к морской поверхности выберем в качестве H фиксированную высоту H=10 м и будем считать значение скорости $u|_{z=H}$ заданным. Для функции b(z) наверху должно иметь место асимптотическое условие:

при
$$\frac{db}{dz} \rightarrow 0$$
 $b \rightarrow c_1^{-1/2} v_*^2$. (14)

Значения функций u(z) и b(z) на нижней границе слоя II u_h и b_h , как уже упоминалось, находятся из условия склейки решений на
границе между слоями I и II. Решение системы (12) и (13) с учетом асимптотики (14) имеет следующий вид:

$$\int_{\widetilde{t}}^{\widetilde{z}} \frac{d\widetilde{z}}{\widetilde{t}(\widetilde{z})} = \sqrt{\frac{3z_b}{2c_1^{1/2}}} \int_{\widetilde{b}_h}^{\widetilde{b}} \frac{\sqrt{\widetilde{b}} \ d\widetilde{b}}{\sqrt{\widetilde{b}^3 - 3\widetilde{b} + 2}}, \qquad (15)$$

$$\widetilde{u}\left(\widetilde{z}\right) = \int_{1}^{\widetilde{z}} \frac{d\widetilde{z}}{\widetilde{\iota}\sqrt{\widetilde{b}}}.$$
(15a)

Здесь

$$\widetilde{z} = \frac{z}{h} \quad \widetilde{l} = \frac{l}{h} \quad \widetilde{b} = \frac{b}{c_1^{-1/2} v_1^2}. \tag{16}$$



Рис. 3. Функция \widetilde{b}_h от $\widetilde{\Phi}_h$.

Что касается слоя I, то здесь мы приведем результаты упрощенного решения системы уравнений (8)—(10). Упрощение заключается в том, что в слое I диссипация турбулентной энергии в тепло в среднем уравновешивает обычную трансформацию энергии среднего движения в турбулентную энергию, а добавочная трансформация, возникающая за счет работы по преодолению сопротивления формы

$$\mathrm{Tr}_{F} = \frac{\gamma}{\lambda} \int_{z_{s}}^{h} (u-c)^{3} dz \equiv \Phi_{h}, \qquad (17)$$

равна диффузионному потоку турбулентной энергии Φ_h , направленному вверх из слоя I в слой II через границу z = h. Легко показать, что значения Φ_h и b_h однозначно связаны между собой простым соотношением

$$\widetilde{\Phi}_{h} = \frac{\Phi_{h}}{c_{1}^{-3/4} v_{*}^{3}} = \alpha_{b} c_{1}^{3/4} \widetilde{\mathcal{U}} \sqrt{\widetilde{b}} \frac{d\widetilde{b}}{d\widetilde{z}} \Big|_{z=h} = \sqrt{\frac{2\alpha_{b}c_{1}}{3}} \sqrt{\widetilde{b}_{h}^{3} - 3\widetilde{b}_{h} + 2} .$$
(18)

Функция b_h от Φ_h приведена на рис. 3. Отметим, что эта связь не зависит от выбора формулы для масштаба турбулентности l, а является просто следствием уравнения баланса турбулентной энергии (13). В слое II приближение функции $\widetilde{u(z)}$ к логарифмическому профилю происходит значительно быстрее, чем выход функции $\widetilde{b(z)}$ на константу: при $\widetilde{b(z)} = 1,5$, т. е. когда средняя энергия турбулентности еще на 50% превышает свое равновесное значение, профиль $\widetilde{u(z)}$ уже практически неотличим от логарифмического.

Модель позволяет получить значения коэффициента сопротивления $C_u(z)$, где z = 10 м, в зависимости от высоты препятствий и от



Рис. 4. Коэффициент сопротивления модели бегущих препятствий для γh/λ == 2 · 10⁻³. 1) c/v_{*S} =0, 2) c/v_{*S} =5. 3) c/v_{*S} =10.

скорости их движения с. Действительно,



Последний интеграл легко вычисляется по известным значениям функции $\tilde{b}(z)$ в слое II; значения \tilde{b}_h определяются через $\tilde{\Phi}_h$, а значения $\tilde{\Phi}_h$ и $u_h/v_* =$ $= \tilde{u}_h$ находятся из решения системы (8)—(10) в слое I. Здесь мы приведем значения C_u (рис. 4), которые получаются в результате точного решения уравнения (8) в слое I

в предположении, что $l = \beta h$ и $k = l^2 du/dz$, для значения параметра $\gamma h/\lambda = 2 \cdot 10^{-3}$; параметр β принят равным $\varkappa/2$.

На рис. 5 приведены динамические характеристики слоя I — значения v_{*s}/v_* и u_h/v_* для неподвижных препятствий (c=0) и для движущихся ($c/v_*=5$). Движение препятствий по поверхности, как и следовало ожидать, приводит к уменьшению силы сопротивления формы (v_{*s}/v_* увеличивается) и к росту значения скорости u_h/v_* у гребней. Величины ($u_h - c$)/ v_* для движущихся препятствий получаются меньше, чем для неподвижных, что означает уменьшение

потока турбулентной энергии Φ_h из слоя I в слой II. Зависимость коэффициента сопротивления C_u от c/v_* иллюстрирует те же закономерности. Качественно можно сопоставить зависимость C_u от вы-

соты препятствий при каком-то эффективном значении c/v_* с получаемой экспериментально зависимостью C_u от средней скорости ветра над морем, а зависимость C_u от c/v_* — с данными о зависимости C_u от возраста волн [2]. Однако количественное сопоставление можно будет провести только после выявления соответствующих статистических характеристик волнения на разных стадиях разгона.



Рис. 5. Динамические характеристики модели бегущих препятствий.

а) величина отношения v_{*S}/v_{*} ; б) безразмерная средняя скорость на уровне гребней. сплошные кривые $c/v_{*S} = 0$, штриховые кривые $c/c_{*S} = 5$; l) h/l=2,5, 2) h/l=5, 3) h/l=8.

Расчет величины диффузионного сопротивления слоя (0-h) можно произвести, используя формулу (1а). При этом в вязко-буферном слое, толщина которого определяется величиной v_{*s} , коэффициент теплопроводности равен

$$\chi(z) = \nu \left[\frac{1}{\Pr} + \left(\frac{0.1 z v_{*s}}{\nu} \right)^2 \right].$$

В слое $[z_s, h]$ коэффициент турбулентной теплопроводности считаем равным коэффициенту турбулентности k(z). Последний при этом расчете просто линейно интерполирован от значения жг_еи 🚕 в при $z = z_s$ до значения $\varkappa c_{4h}^{1/4} h \gamma b_h$ при z = h. При этом получается

$$r^{0-h} = \frac{v_*}{v_{*s}} 10 \sqrt{\Pr} \operatorname{arctg} 3 \sqrt{\Pr} + \frac{1}{\sqrt{\widetilde{b}_h}} \ln \frac{hv_*}{30\nu} \sqrt{\widetilde{b}_h}.$$

Результаты такого расчета нанесены точечным пунктиром на экспериментальные значения r^{0-h} рис. 1. Здесь важно, разумеется, не столько количественное согласование с экспериментом, которое существенно зависит от того, какое значение параметра $\gamma h/\lambda$ приписать той или иной поверхности и как ведет себя функция l(z) в слое I, сколько общий характер поведения функции r^{0-h}. Видно, что при любых $\gamma h/\lambda$ величина r^{0-h} растет с ростом hv_*/v и что этот рост тем интенсивнее, чем больше величина параметра γh/λ. Наличие отличной от нуля положительной скорости движения препятствий уменьшает величину диффузионного сопротивления, причем это уменьшение тем сильнее, чем больше величина $\gamma h/\lambda$.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Бортковский Р. С., Бютнер Э. К. Расчет коэффициента теплообмена над морем. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1969, т. 5. .№ 5.
- 2. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л., Гидрометеоиздат, 1970.
- Л. Пирометсиязат, 1970.
 Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. М., Физматгиз, 1962.
 Dipprey D. F., Sabersky R. H. Heat and momentum Transfer in smo-oth and rough tubes.— Int. J. Heat a. Mass Transfer, 1963, 6, p. 329—353.
 Owen P. R., Thomson W. R. Heat Transfer across rough surfaces.— J.
- Fl. Mech., 1963, 15, p. 321-334. 6. Chamberlain A. C. Transport of gases to and from surfaces with rough-
- ness elements.— Quart. J. Roy. Met. Soc., 1968, No. 401. 7. Ch a m b e r l a i n A. C. Transport of gases to grass-like surfaces.— Proc. Roy. Soc., 1966, ser. A. 290, No. 1421.
- 8. Бортковский Р. С., Бютнер Э. К. Проверка модели турбулентного теплообмена над морем по экспериментальным данным.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1970, т. 6, № 1.
- 9. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Гл. 2, § 9. Л., Гидрометеоиздат, 1970.
- 10. Менжулин Г. В. Расчет характеристик турбулентности в растительном сообществе.— «Метеорология и гидрология», 1970, № 2.
- 11. Ротта И. К. Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости. Л., «Судостроение», 1967.
- 12. Motzfeld H. Turbulente Strömung an Welligen wänden.- Z. Angew. Math.
- u. Mech., 1937, 17, S. 193.
 13. Savage D. W., Myers J. E. The Effect of Artificial Surface Roughhess on Heat and Momentum Transfer.— A. I. Ch. E. J., 1963, 9, No. 5.

Л. Ю. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

ОЦЕНКА КОМПОНЕНТ БАЛАНСА ЭНЕРГИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПРИВОДНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ

При изучении пограничного слоя над различными подстилающими поверхностями большой интерес представляют экспериментальные оценки компонент баланса энергии турбулентности. Уравнение баланса пульсационной энергии, описывающее изменение во времени плотности кинетической энергии турбулентности, широко применяется в теоретических моделях строения пограничных слоев и при анализе происходящих в них физических процессов. Между тем экспериментальных данных о соотношении составляющих этого уравнения чрезвычайно мало даже для условий твердой подстилающей поверхности, а попытки замкнуть уравнение баланса по данным наблюдений над морем отсутствуют полностью.

Уравнение баланса энергии турбулентности для горизонтально однородного слоя обычно записывается в виде

$$\frac{\partial b}{\partial t} = v_*^2 \frac{du}{dz} + \frac{gq}{T \rho c_p} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b}{\partial z}, \qquad (1)$$

где b — кинетическая энергия турбулентного движения, q — поток тепла, ε — скорость диссипации турбулентной энергии в тепло, k — коэффициент турбулентности, v_* — скорость трения, ρ — плотность воздуха, T — абсолютная температура воздуха, g — ускорение силы тяжести.

Оценка приходо-расходных компонент баланса для приводного слоя атмосферы осложняется необходимостью учета влияния водной поверхности на структуру ветра и взаимного обмена энергией и количеством движения через границу раздела вода—воздух. Наличие в поле ветра, наряду со «случайными» пульсациями, вынужденных волнами колебаний [1—3 и др.], приводит к изменению членов уравнения баланса. Действительно, оказывается необходимым учитывать локальную диссипацию индуцированных волнами колебаний скорости ветра в тепло: $\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$ и непостоянство кинетической энергии турбулентности по высоте, вызванное вкладом индуцированных колебаний: $b = b_1 + b_2(z)$ [1, 3, 4] (случайные компоненты

обозначены индексом 1, а индуцированные — индексом 2). Появляется добавочный поток импульса, знак и величина которого зависят от стадии развития волн [2, 3, 5]:

$$= -\rho \overline{u'w'} = -\rho \overline{u_1w_1} - \rho \overline{u_2w_2} = \tau_1 + \tau_2 = \text{const.}$$
(2)

Здесь $u' = u_1 + u_2$ — продольная, $w' = w_1 + w_2$ — вертикальная составляющая пульсаций скорости ветра, τ — поток количества движения. Кроме того, необходимо учитывать непостоянство по высоте τ_1 и τ_2 и взаимодействие их с профилем ветра [6].

Представления о возможности учета этих добавочных членов в настоящее время отсутствуют. Таким образом, строгий расчет компонент баланса энергии турбулентности оказывается невозможным из-за наличия неизвестных и в настоящее время практически неопределенных экспериментально величин.

Однако приближенную оценку можно сделать на основе уравнения (1), пренебрегая ε_2 и τ_2 и исключая b_2 . Основаниями для этого являются следующие экспериментальные факты.

а) Слабое влияние индуцированных компонент потока импульса на процессы, происходящие в основной толще приводного слоя. На высотах $z \ge (0,1 \div 0,2) \lambda$, где λ — средняя длина основных энергонесущих волн на поверхности, $\tau_2 = 0$. Кроме того, значения т, получаемые из прямых измерений, оказываются близкими (с точностью до 10-20%) к значениям потока импульса, определяемым из градиентных измерений при нейтральной термической стратификации [6]. На слабое влияние индуцированной компоненты потока количества движения указывает также тот факт, что логарифмический закон для профиля ветра выполняется при нейтральной термической стратификации в основной толще приводного слоя. Отклонения от него наблюдаются только в самом нижнем слое, на высотах, сравнимых с высотой волны на поверхности [2, 3, 7].

б) Индуцированные колебания скорости ветра слабо диссипируют в тепло, так как значения диссипации, определяемые по инерционному участку спектров пульсаций скорости и по данным динамической скорости v_* , полученной прямым методом и из профильных измерений ($\varepsilon = v_*^3 / \varkappa z$), оказываются близкими [6].

в) Выполнимость гипотезы о слабом взаимодействии между случайными и индуцированными компонентами пульсаций скорости ветра, на основании которой оказывается возможным определить b₂(z) [6].

Замыкание баланса энергии турбулентности производилось по данным измерений с плавучего буя в Северной Атлантике в 1965 г. [7] и измерений с установленной на грунт мачты (Балтийское море, 1967 г.) [8]. В обоих случаях в комплекс измерений входили пульсационные измерения на 2—3-х уровнях (термоанемометры), волновые измерения и градиентные измерения скорости ветра и температуры воздуха. Длина записей пульсаций скорости ветра составляла 7—10 мин.

1. Измерения на Балтийском море производились при скоростях ветра 3—10 м/с, ветровом волнении (высота волн 0,1—0,8 м) и тер-

мической стратификации, близкой к безразличной. В этом случае влияние волнения на ноле ветра сравнительно невелико. Высота установки приборов при измерении пульсаций (2 и 0,5—0,9 м) близка к (0,1÷0,4) λ , т. е. выше или близка к верхней границе «волнового подслоя» [6].

Расчет составляющих уравнения (1) производился следующим образом. Для вычисления трансформации энергии среднего движения в энергию турбулентности использовались данные прямых измерений динамической скорости на соответствующем уровне и данные профильных измерений

$$\mathrm{Tr} = v_*^2 \frac{d\overline{U}}{dz} = \overline{u'w'} \frac{d\overline{U}}{dz} \,. \tag{3}$$

Градиент средней скорости ветра вычисляется по формуле

$$\frac{d\overline{U}}{dz} = \frac{1}{z} \frac{\Delta \overline{U}}{\Delta \ln z}.$$

Скорость диссипации турбулентной энергии в тепло рассчитывалась из спектров и структурных функций пульсаций продольной составляющей скорости ветра. Универсальные константы в формулах спектров и структурных функций для инерционной подобласти частот принимались равными 0,48 и 1,9 соответственно [9]. Оценки члена, характеризующего влияние сил плавучести, производились по данным градиентных измерений температуры воздуха на уровнях 3,7 и 2,1 м и температуры поверхности моря

$$F = \frac{g}{Tz} k \frac{\Delta T}{\Delta \ln z} .$$
 (4)

Здесь ΔT — измеренная разность температур. При расчетах по формуле (4) коэффициент турбулентности определялся, как $k = \frac{\overline{u'w'}}{d\overline{U}/dz}$. Число Прандтля, таким образом, было принято равным

1, что вполне допустимо в условиях, близких к равновесным.

Для расчета значений кинетической энергии турбулентности $b_1 = (\overline{u_1^2} + \overline{v_1^2} + \overline{w_1^2})/2$ использовались результаты [4], на основании которых можно по данным о волнении вычислить индуцированную составляющую пульсаций скорости и определить случайную, как:

$$\overline{u_1^2} = \overline{u'^2} - \overline{u_2^2}; \quad \overline{w_1^2} = \overline{w'^2} - \overline{w_2^2}.$$
 (5)

Здесь

 $\overline{u_2^2} \approx (\sigma_{\eta} \overline{\omega})^2 \exp(-20z/\lambda),$ $\overline{w_2^2} \approx (0.7 \sigma_{\eta} \overline{\omega})^2 \exp(-20z/\lambda),$

 σ_{η}^2 — дисперсия волнения, $\overline{\omega}$ — частота основных энергонесущих компонент волнения.

Значения *b*₁ на каждом уровне вычислялись по приближенной формуле

 $b_1 = \frac{2\overline{u_1^2} + \overline{w_1^2}}{2}.$ (6)

Применение (6) оправдано тем, что значения дисперсий продольной и поперечной составляющих случайных колебаний можно принять равными, так как из измерений в приземном слое значения универсальных констант $\overline{u''}/v_*$ и $\overline{v''}/v_*$ близки (2,3 и 1,7—2,0 соответственно) [9]. Изменения энергии турбулентности во времени вычислялись по данным b_1 в предыдущий и последующий сроки наблюдений

 $\frac{\partial b_1}{\partial t} = \frac{\Delta b_1}{\Delta t}.$ (7)

Диффузия энергии турбулентности в слое является наиболее трудноопределимой компонентой уравнения баланса. Расчет ее прямым методом через третьи моменты для приводного слоя практически невозможен из-за наличия индуцированных колебаний, которые могут вносить большую погрешность. Однако при наблюдавшейся в эксперименте термической стратификации приводного воздуха, близкой к безразличной, этот член следует ожидать малым. Поэтому для оценки диффузии применен приближенный способ, предложенный в [10]. Предполагается, что b_1 линейно меняется с высотой и $\partial b_1/\partial z = \Delta b_1/\Delta z$; тогда

$$\text{Dif} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b_1}{\partial z} \approx \frac{\Delta b_1}{\Delta z} \frac{k_2 - k_1}{z_2 - z_1}.$$
(8)

Значения Dif рассчитывались для уровня $z = (z_1 + z_2)/2$, k_1 и k_2 — коэффициенты турбулентности на уровнях z_1 и z_2 .

Результаты расчета составляющих уравнения баланса энергии турбулентности, по данным Балтийской экспедиции, сведены в табл. 1. В последней графе таблицы дано соотношение приходной и расходной частей баланса, т. е. отношение приход приход %.

2. Результаты оценки компонент уравнения баланса для условий открытого моря (Атлантический океан) приведены в табл. 2. Наблюдения производились при скорости ветра 2—8 м/с и нейтральной или слабонеустойчивой термической стратификации приводного слоя. Пульсации скорости ветра измерялись на уровнях 5, 2 и 0,5— 1,2 м (нижний уровень всегда располагался по возможности ближе к гребням волн). В период измерений наблюдалось смешанное волнение, причем высота волн зыби в ряде случаев достигала 3 м, а длина 100 м. Таким образом, измерения, как правило, производились в слое ниже $z = (0,1 \div 0,2) \lambda$, где влияние волнения на структуру ветра существенно [4, 6].

44

Таблица 1

Составляющие баланса энергин турбулентности в приводном слое (m²/c³ · 10⁻⁴). Балтийское море, 1967 г.

	0/0		48	17	10	21	-106	58	15	28	7	49	
•	$\frac{\Delta b_1}{\Delta t}$	÷.	I	1	0,01	0,02	0,01	0,03	1	0,02	ľ	l	
	Dif		ī	-1	2		H	1		I	-15	-15	
	ω ΄		12	. 67	12	86	72	84	1540	2370	680	1880	
	<u>ل</u> ر.		2	2,5	0	0	َ ب	Ħ	12	15	9	0	
	Tr		9	80	15	140	31	145	1800	3300	740	3700	
	z/Y		0,42	0,10	0,45	0,11	0,40	0,09	0,04	0,03	0,38	0,16	
	v, M/C		0,08	0,14	0,10	0,15	0,16	0,17	0,37	0,46	0,39	0,45	
	U ₁₀ M/c		3,7		3,1		3,4		9,1	10,1	6,9	-	
	W N		2,25	0,50	2,09	0,50	2,09	0,50	0,76	0,69	2,00	0,86	
	Время, ч, мин		16 05		2154		04 30		21 45	23 30	11 50		
	Дата		23 VIII				24		28 X		31		

Таблица 2

$(M^2/c^3 \cdot 10^{-4}).$	
слое	
мондовидп	1965 r.
турбулентности в	Атлантика, июль
энергии	Северная
баланса	-
Составляющие	

0/0	$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$
$\frac{\Delta b_1}{\Delta t}$	
ω.	- 7 - 2 - 2 - 2 - 2 - 2 - 2 - 2 - 2 - 2
Ĺ,	00055-5000000000000000000000000000
Tr	-wI-wICT451 -wI-wICT450-wown36 -wI-wICT450-wown36 -wI-wICT450-wown36 -wI-wICT450-wown36 -wI-wICT450-wown36 -wI-wICT450 -without10 -wI-wICT450 -without10 -
z/Y	0,000,000,000,000,000,000,000,000,000,
v, * M/C	(0,0,0,0) (0,0
U ₁₀ M/c	2,0 2,3 3,6 3,1 2,4 1,9 1,5 2,0 2,0
W 2	00000000000000000000000000000000000000
В р емя, ч, мин	08 30 11 30 14 30 20 30 08 30 08 30 11 40 14 40
Дата	41 51

0/0	$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$
$\frac{q p^1}{\nabla t}$	8 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3
ω	$\begin{array}{c} (310)\\ (310)\\ (310)\\ (310)\\ (310)\\ (310)\\ (310)\\ (320)\\ (3$
<i>ц</i> ,	でしょうしょうしょう こここのできょう ()
Tr	$\overset{7}{12}\overset{1}{12}\overset{1}{12}\overset{2}$
z/λ	0,009 0,001 0,0000 0,0000 0,000000
v, * M/C	00000000000000000000000000000000000000
U ₁₀ M/c	7,1 7,1 8,0 8,0 6,1 6,1 6,1 5,7 5,9 3,8 3,8
W <i>Z</i>	минииниинойнойинойинойний обобобобобойнобйнобйнобобобобо
Время, ч, мин	17 50 20 30 05 30 11 50 14 30 20 30 05 30 14 30 14 30 19 30
Дата	22 23 24

Расчеты производились по формулам (1)—(8). Для оценки величины F использовались данные измерений температуры воздуха на уровнях 8, 4,6 и 2 м и температуры поверхности моря. Использование последней для расчетов F на нижнем уровне (0,5-1,2 м) не может вносить больших погрешностей, так как при равновесных условиях температура воздуха близка к температуре поверхности моря.

Вычисления є в некоторых случаях (при отсутствии рассчитанных спектров) производились по формуле, полученной на основании [1, 4], в предположении о независимости между случайными и индуцированными компонентами скорости ветра

$$D(\Delta t) = C(\varepsilon \overline{U} \Delta t)^{2/3} + 2\overline{u_2^2}(1 - \cos \omega \Delta t e^{-\alpha \Delta t}).$$

Вычисляя второй член правой части уравнения по данным о волнении ($1/\alpha$ — временной масштаб корреляции определяется из структурных функций волнения), можно определить турбулентную составляющую структурной функции. Критерием правильности расчета является выполнимость для инерционного интервала «закона $^{2}/_{3}$ ». Полученные таким образом величины диссипации (в табл. 2 они заключены в скобки) оказываются близкими к значениям, определенным по спектрам пульсаций. Значения v_* в скобках получены из осреднения измеренных величин скорости трения на соседних уровнях.

Как видно из таблиц, расхождение приходо-расходных составляющих баланса кинетической энергии турбулентности в среднем меньше 50%. Эта цифра указывает на удовлетворительную сходимость. Такая же точность замыкания баланса турбулентной энергии наблюдается при расчетах для приземного слоя атмосферы [10].

Поступление энергии турбулентности за счет эффекта плавучести имеет, как и следовало ожидать, малое значение (около 0,05 Tr).

Нестационарность несущественна: $\Delta b_1/\Delta t \approx 0.01$ Tr. Оценки диффузии энергии турбулентности по формуле (8) показывают, что она в среднем близка к нулю, однако имеет большой разброс, вызванный неточностью определения.

Таким образом, основную роль в бюджете энергии турбулентности при стационарных условиях и термической стратификации приводного воздуха, близкой к нейтральной, играет трансформационная и диссипативная компоненты.

Определенный интерес представляет сравнение экспериментальных оценок компонент баланса энергии турбулентности с результатами расчетов по теоретическим схемам строения пограничного слоя над морем. Сравнение выполнено с единственным имеющимся в настоящее время решением нелинейной системы уравнений для пограничного слоя атмосферы над морем и верхнего слоя моря, предложенной Д. Л. Лайхтманом [11, 12]. На рис. 1 приведены результаты сравнения экспериментальных оценок с расчетом по [12]. Рисунок построен по данным табл. 1 и 2, а также по данным, не вошедшим

в таблицы из-за отсутствия какой-либо компоненты баланса. Как видно, согласование эксперимента и расчета вполне удовлетворительно. Наибольшие расхождения (в 2—3 раза) наблюдаются при



Рис. 1. Компоненты баланса энергии турбулентности, рассчитанные по схеме Д. Л. Лайхтмана для уровней 5, 2, 1 и 0,5 м, и из наблюдений в приводном слое на различных уровнях.

1) 5 м, 2) 2 м, 3) 1,0—1,2 м, 4) 0,5—0,7 м.

слабых ветрах. Это объясняется тем, что при малых скоростях ветра (до 5 м/с) поведение параметра шероховатости описывается не принятой в [11, 12] формулой Чарнока, а формулой для аэродинамически гладкого обтекания поверхности [3, 7]. Наилучшее согласование наблюдается при умеренных ветрах.

4 Заказ № 263

- 1. Преображенский Л. Ю. Некоторые характеристики воздупного потока в нижнем слое атмосферы над морем. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1968, т. 4, № 9,
- 2. Волков Ю. А. Турбулентные потоки импульса и тепла в приводном слое воздуха над взволнованной поверхностью моря. - Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1970, т. 6, № 12.
- 3. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л., Гидрометеоиздат, 1970.
- 4. Преображенский Л. Ю. Зависимость характеристик турбулентности в приводном слое от высоты.— «Метеорология и гидрология», 1971, № 10.
- 5. Филлипс О. М. Динамика верхнего слоя океана. М., «Мир», 1969.
- 6. Преображенский Л. Ю. Некоторые экспериментальные данные о строении приводного слоя атмосферы. — См. наст. сб. 7. Преображенский Л. Ю. Расчет коэффициента турбулентности в при-
- поверхностном слое воздуха над морем. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1969, т. 5, № 6.
- 8. Андреев Б. М. и др. К методике морских метеорологических наблюдений в приводном слое атмосферы.— Труды ГГО, 1969, вып. 241.
- 9. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2, М.,
- «Наука», 1966. 10. Утина З. М. Опыт расчета составляющих баланса энергии турбулентности.— Труды ГГО, 1968, вып. 226.
- 11. Лайхтман Д. Л. Динамика пограничных слоев атмосферы и океана с учетом взаимодействия и нелинейных эффектов. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1966, т. 2, № 10.
- 12. Бобылева И. М., Зилитинкевич С. С., Лайхтман Д. Л. Турбулентный режим в термически стратифицированном планетарном пограничном слое атмосферы.- Международный коллоквиум по микроструктуре атмосферы и влиянию турбулентности на расстояние радиоволн. М., «Наука», 1965.

Л. Ю. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О СТРОЕНИИ ПРИВОДНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Полученные в последние годы экспериментальные данные о структуре поля ветра в приводном слое показали, что вблизи поверхности моря существует слой воздуха, где турбулентный воздушный поток оказывается под определяющим влиянием волновых перемещений на подстилающей поверхности [1—5 и др.]. Здесь наряду с турбулентными случайными колебаниями разных масштабов, подчиняющимися закономерностям, полученным на основе теории подобия, наблюдаются колебания, вынужденные волновыми движениями водной поверхности. Индуцированные таким образом колебания проявляются в корреляционных и структурных функциях пульсаций скорости ветра в виде гармонической составляющей с периодом, равным периоду волнения на поверхности [2].

В спектрах пульсаций наблюдаются характерные максимумы, наложенные на участок спектра с наклоном -5/3. Эти максимумы приходятся на частоты, соответствующие максимумам спектральной плотности волнений [1-4]. По мере удаления от поверхности индуцированные колебания затухают. При этом происходит отфильтровывание более высокочастотных компонент [6, 7]. На существование индуцированных колебаний указывают также высокие значения коэффициентов взаимной корреляции пульсаций скорости ветра с ординатами волновых перемещений водной поверхности (до 0,3-0,5 на уровнях 0,5—2,0 м) [7]. Рассчитанные по данным синхронных волновых и пульсационных измерений спектральные коэффициенты корреляции «ветер-волнение» достигают 0,4-0,9 в области частот, соответствующих частотам волновых колебаний [3, 5, 8]. Для примера на рис. 1 показаны типичные амплитудные взаимные спектры S_{un}(ω), полученные из измерений пульсаций скорости ветра на четырех уровнях в слое от поверхности до 2.5 м

$$S_{u^{\eta}}(\omega) = \sqrt{Q^{2}(\omega) + Co^{2}(\omega)}, \qquad (1)$$

где Со(ω) — квадратный спектр, Q(ω) — синус-спектр. Известно, что спектральный коэффициент корреляции Коg(ω) = =S_{un}(ω)/ γ S_u(ω)S_n(ω) достигает единицы в диапазоне частот, где зависимость амплитуд компонент Фурье от частоты для обеих записей подобна. Если на некоторой частоте компоненты Фурье полностью не связаны (некогерентны), то Kog (ω) = 0. Функция же фазового сдвига $\Theta(\omega)$ = arctg $\frac{Q(\omega)}{Co(\omega)}$ характеризует сдвиг фазы когерентных компонент Фурье в обеих реализациях по частоте. Соответствующие цифры приведены на рис. 1 около всплесков спектральной плотности. Для анализа использованы семь записей пульсаций на 3—4 уровнях, синхронных с волнением длительностью



Рис. 1. Примеры расчетов взаимных спектров «ветер—волнение» для условий смешанного волнения и преобладающей зыби (на врезке). Цифрами около всплесков спектральной плотности показаны значения когерентности и фазового сдвига.

5 мин. Данные получены в условиях смешанного волнения (ветровое волнение и зыбь). Поэтому на всех уровнях хорошо заметен максимум в области частот $\omega = 0,6 \div 0,9$, соответствующей волнам зыби.

Убывание Kog (ω) с ростом высоты на этих частотах не замечается, так как измерения производились вблизи поверхности, в слое, где наиболее развиты вызванные волновыми движениями возмущения скорости. Спектральный коэффициент корреляции в этой области высок и на всех уровнях близок к 0,6—0,7. На частотах $\omega = 1,4 \div 2,4$ (ветровое волнение) заметен менее отчетливо выраженный максимум, слабеющий с высотой. Значения Kog (ω) в этой спектральной области имеют большой разброс, вследствие

недостаточной длины реализаций, но при осреднении в диапазоне скоростей ветра 5—9 м/с оказывается меняющимся от 0,7 на высоте 0,5—1,0 м (12 случаев) до 0,5 на высоте 1,5—2,5 м (12 случаев). Величины фазовых сдвигов также имеют значительный разброс. В среднем, при смешанном волнении и умеренных ветрах, он оказывается близким к $180\pm70^{\circ}$, т. е. индуцированные колебания скорости ветра находятся в противофазе по отношению к волновым перемещениям поверхности. Вне спектральной области, охваченной волновыми движениями, ординаты взаимных спектров пренебрежимо малы.

Высота *z*, до которой распространяются индуцированные волнами колебания, как показано в [7], составляет 0,3—0,4 средней длины волны на поверхности λ . Эту высоту можно назвать «высотой волнового подслоя». В зависимости от степени развитости и ха-

рактера волнения на поверхности z может быть больше или меньше высоты приводного слоя h, т. е. слоя, где влияние силы Кориолиса мало. Определяя высоту приводного слоя, как

$$h = 0, 1 \frac{|\tau/\rho|}{2\Omega_z U_0}, \qquad (2)$$

где параметр Кориолиса $2\Omega_z \approx 10^{-4}$ с⁻¹, U_0 — скорость геострофического ветра, для разных значений параметра C/U_{10} , характеризующего «возраст» волн, получим:

а) В случае развитого ветрового волнения, когда скорость ветра на уровне 10 м (U_{10}) близка к фазовой скорости видимых волн на поверхности C, т. е. $C/U_{10} \approx 1$, при характерной скорости ветра 5— 10 м/с. ($v_* = \sqrt{\tau/\rho}$ меняется от 0,15 до 0,5 м/с) и характерной длине

волны 10—50 м оказывается, что $h = 4 \div 25$ м, $z \approx 3 \div 15$ м.

б) При наличии на поверхности моря волн зыби (характерная длина волны порядка 100 м) и слабом ветре ($U_{10}=2-3$ м/с, $v_*==0.05\div0.1$ м/с, $C/U_{10}\gg1$) высота волнового подслоя оказывается

больше высоты приводного слоя $h = 1,5 \div 2$ м, $z \approx 30 \div 40$ м.

Выше волнового подслоя движения воздуха не отличаются от турбулентных колебаний над твердой подстилающей поверхностью [2, 6, 7].

Внутри этого подслоя наблюдается сложная система движений. Здесь мгновенные значения составляющих скорости могут быть представлены суммой «гурбулентной» пульсации u_1 , w_1 , v_1 и индуцированного волнами колебания u_2 , w_2 , v_2 (u, w, v — продольная, вертикальная и поперечная компоненты скорости ветра). В таком потоке наряду с рейнольдсовыми турбулентными напряжениями

 u_1w_1, u_1v_1, v_1w_1 могут возникать добавочные напряжения в результате взаимодействия индуцированных компонент u_2w_2, u_2v_2, v_2w_2 . Процесс переноса количества движения в приводном слое оказывается существенно отличным от условий твердой подстилающей по-

верхности. Механизм обмена кинетической энергией через подвижную жидкую границу раздела в настоящее время мало изучен. Экспериментальных данных о структуре потока импульса недостаточно.

Для условий двумерного волнения на поверхности, стационарности и однородности поля ветра О. М. Филлипс [9] показал, что в основной толще приводного слоя поток импульса т состоит из турбулентного т₁ и индуцированного т₂ напряжений:

$$-\rho u_1 w_1 - \rho u_2 w_2 = \tau_1 + \tau_2 = \tau = \text{const.}$$
(3)

Турбулентное напряжение составляет основную часть полного напряжения трения т и определяется в основном сопротивлением формы мелких гравитационных волн с фазовыми скоростями $C \ll U$, а также касательным трением о поверхность. Согласно Филлипсу [9], индуцированное напряжение составляет основную часть потока импульса, идущего на волнообразование. Величина и знак его оказываются зависящими от стадии развития волн. При развивающемся и установившемся волнении ($C \ll U$) т₂ направлено к поверхности. Суммарный поток т в этом случае увеличивается. По мере ослабления ветра или при наличии зыби (C > U) т₂ убывает и может изменить знак [10, 11].

Некоторое представление о соотношении индуцированной и случайной компонент полного потока импульса можно получить из рассмотрения взаимных корреляционных функций пульсаций продольной ($u' = u_1 + u_2$) и вертикальной ($w' = w_1 + w_2$) составляющих скорости ветра:

причем

$$R_{uw}(\Delta t) = \overline{u'(t)} w'(t + \Delta t), \qquad (4)$$

$$R_{uw}(0) = \overline{u'w'} = v_*^{\prime^2}.$$

Типичные взаимные корреляционные функции, рассчитанные по данным измерений u' и w' при чисто ветровом ($U \ge C$) и смешанном волнении ($U \le C$), показаны на рис. 2.

Кривая 2 характерна для случаев, когда измерения производились на высотах 0,5—2 м, причем период волнения составлял 3—4 с [6, 7]. При таком волнении уровни измерений оказываются близкими к верхней границе волнового подслоя: $z/\lambda \approx 0,3 \div 0,4$.

При наличии на поверхности волн зыби с периодами 6—8 с уровни измерений 2 и 5 м оказываются в слое, существенно подверженном волновому влиянию: $z/\lambda \approx 0.02 \div 0.1$.

Кривая 3 на рис. 2 представляет собой типичный вид функции R_{uw} при наличии зыби. Как видно, на высотах ниже z корреляционные функции содержат хорошо выраженную гармоническую составляющую, период которой равен периоду основных волн на поверхности. Это объясняется наличием в воздушном потоке индуцированных волнами колебаний. В [2, 7] было показано, что вынужденные компоненты продольной и вертикальной составляющих скорости (u_2 и w_2) могут быть описаны синусоидами с фазовым

сдвигом относительно друг друга, примерно равным $\pi/2 \pm \Delta \varphi$. Значения $\Delta \varphi$ составляют в среднем 10—20° (длина реализаций 5—10 мин). В этом случае при условии независимости вынужденной и случайной слагающих

$$v_*^{\prime 2} = R_{uw}(0) \approx \overline{u_1 w_1} - \sqrt{\overline{u_2^2(z) w_2^2(z)}} \sin \Delta \varphi.$$

Знак и величина т₂ существенно зависят от знака и величины Δφ. Амплитуда индуцированной компоненты полного потока





импульса быстро затухает с высотой, так как $\overline{u_2^2(z)} \approx \overline{w_2^2(z)} \approx \overline{w_2^2(z)} \approx \overline{w_2^2(0)} \exp(-20z/\lambda)$ [7] и на высоте $(0,1-0,2)\lambda$ пренебрежимо мала. На уровнях $z \ge (0,1-0,2)\lambda$ вид функции $R_{uw}(\Delta t)$ определяется только случайной компонентой. Здесь $R_{uw}(\Delta t)$ является симметричной функцией с максимумом при $\Delta t = 0$. При увеличении Δt значения $R_{uw}(\Delta t)$ стремятся к нулю. Такой вид функции характерен для условий твердой подстилающей, поверхности (кривая 1 на рис. 2).

Наличие гармонического члена приводит к возникновению асимметрии кривых $R_{uw} (\Delta t)$ и к смещению максимума относительно начала координат к значениям аргумента Δt , близким к $\pi/2\omega_0$, где ω_0 — частота основных энергонесущих волн на поверхности. Это означает, что $\Delta \varphi$ — невелико. Оценить его величину по нашим данным не представляется возможным, однако в ряде случаев (например, кривая 2 на рис. 2) ход функции R_{uw} ясно указывает на то, что $\Delta \varphi \neq 0$.

Наличие индуцированной компоненты полного потока импульса подтверждается также измерениями Волкова и Мордуховича [12]. Полученные ими спектры потока количества движения имеют минимум спектральной плотности на частотах, соответствующих волнам зыби, и максимум на частотах ветрового волнения. Первые измерения такого рода не обнаружили никаких особенностей в распределении спектральной плотности потока количества движения, связанных с волновыми колебаниями на поверхности [13, 14]. Повидимому, это связано с тем обстоятельством, что наблюдения проводились выше или близко к верхней границе волнового подслоя, которая в условиях экспериментов Смита [13], Уэйлера и Бёрлинга [14] составляет 1—2 м, т. е. близка к высоте установки приборов (2 м).

Можно полагать, что максимальное значение τ_2 будет наблюдаться на поверхности моря, точнее, в прилегающем к поверхности слое, где происходит непосредственная передача энергии от ветра к волнам. Здесь, по оценкам различных авторов, основанных на рассмотрении баланса энергии ветрового волнения при различных скоростях ветра и различных разгонах, отношение τ_2/τ колеблется от 0,1 до 0,6. Подробные сводки оценок τ_2 приводятся в [10, 15].

В толще волнового подслоя τ_1 случайная турбулентная компонента полного потока количества движения должна убывать по мере приближения к поверхности вследствие появления τ_2 и в силу выполнимости условия (3).

Влияние индуцированной компоненты потока импульса на строение приводного слоя атмосферы можно косвенно оценить на основании следующих соображений. Если принять, как это сделано в [9, 10, 16, 17], гипотезу о слабой диссипации индуцированных колебаний скорости в толще приводного слоя, то локальная диссипация энергии турбулентности в тепло (ε) будет происходить за счет «турбулентных» флуктуаций. Тогда уравнение баланса пульсационной энергии без учета влияния стратификации для однородного стационарного турбулентного потока будет иметь вид

$$\frac{\tau_1}{\rho} \frac{dU}{dz} \approx \varepsilon_i, \tag{5}$$

и профиль скорости будет определяться случайной компонентой т:

$$\frac{dU}{dz} = \frac{v_{*1}}{xz}.$$
 (6)

-56



Рис. 3. Корреляционные графики v_{*rp} с $v_{*\varepsilon}(a)$ и v_{*rp}

с v'_{*} (б). 1 — зависимость Волкова [11]; 2, 3 — данные автора, полученные в Северной Атлантике и на Балтийском море соответственно; 4 — данные Смита [13]; 5 — данные Мияке и др. [19], 6 — данные Зубковского и Кравченко [18]. Из (5) и (6) видно, что значения потока количества движения (или скорости трения), определенные из профильных измерений (τ_{rp} , v_{*rp}), должны быть равны величинам τ_{ε} (или $v_{*\varepsilon}$), определенным по значениям скорости диссипации, рассчитанным из спектров пульсаций. В то же время $v_{*rp} = v_{*1}$ и $v_{*\varepsilon}$ может не совпадать с v'_{*} , вычисленным прямым методом.

Подтверждением этих выводов являются экспериментальные данные Ю. А. Волкова [11]. Он показал, что v_{*rp} совпадает в среднем с $v_{*\epsilon}$. Значения v'_{*} оказываются завышенными по сравнению с v_{*rp} и $v_{*\epsilon}$ при больших скоростях ветра приблизительно на 15—20%, а при малых скоростях занижены. Это объясняется влиянием волн зыби, передающих свою энергию воздуху. В этом случае τ_2 направлено от поверхности.

Из корреляционного графика v_{*rp} с $v_{*\epsilon}$ (рис. 3 *a*), построенного по нашим данным, полученным в открытом море (Северная Атлантика) и в прибрежной зоне Балтийского моря [2, 6], видно, что, несмотря на большой разброс точек, значения динамической скорости, определенные из градиентных измерений и из спектров, хорошо согласуются.

На рис. З б показаны результаты сравнения значений динамической скорости, определенных прямым методом (v'_*) и из профильных измерений при нейтральной стратификации приводного воздуха (v_{*rp}) по данным различных авторов [4, 13, 18, 19]. Здесь же приведены наши данные. Как видно, разброс точек велик. Наиболее вероятным объяснением этого является различие в состоянии поверхности моря во время наблюдений.

По нашим данным видно, что при больших значениях v_* ($v_* > 20$ см/с) v'_* несколько выше, чем v_{*rp} . При слабых ветрах $v'_{rp} \leqslant v_{*rp}$. Сделать какие-либо количественные оценки не представляется возможным, так как наблюдающиеся различия находятся в пределах точности измерений.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Макова В. И. Связь спектров турбулентности в приводном слое атмосферы со спектром поверхностного волнения.— «Океанология», 1965, т. 5, № 4.
- Преображенский Л. Ю. Некоторые характеристики воздушного потока в нижнем слое атмосферы над морем.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1968, т. 4, № 9.
 Бышев В. И., Кузнецов О. А. Структурные характеристики атмосфер-
- 3. Бышев В. И., Кузнецов О. А. Структурные характеристики атмосферной турбулентности в приводном слое над открытым океаном.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1969, т. 5, № 6.
- Волков Ю. А. Спектры пульсаций скорости и температуры воздушного потока над взволнованной поверхностью моря.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1969, т. 5, № 12.
 Ефимов В. В., Сизов А. А. Экспериментальное исследование поля ско-
- Ефимов В. В., Сизов А. А. Экспериментальное исследование поля скорости ветра над волнами.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1969, т. 5, № 9.

- 6. Андреев Б. М. и др. К методике морских метеорологических наблюдений: в приводном слое атмосферы. — Труды ГГО, 1969, вып. 241. 7. Преображенский Л. Ю. Зависимость характеристик турбулентности.
- в приводном слое от высоты.— «Метеорология и гидрология», 1971, № 10.
- 8. Навроцкий В. В., Филюшкин Б. Н. Статистический анализ измерений. скорости ветра в приводном слое. Изв. АН СССР. Физика атмосферы. и океана, 1970, т. 6, № 3.
- 9. Филлипс О. М. Динамика верхнего слоя океана. М., «Мир», 1969.
- 10. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л., Гидрометеоиздат, 1970.
- 11. Волков Ю. А. Турбулентные потоки импульса и тепла в приводном слоевоздуха над взволнованной поверхностью моря. -- Изв. АН СССР. Физика. атмосферы и океана, 1971, т. 7, № 1.
- 12. Волков Ю. А., Мордухович М. И. Спектры турбулентных потоков. импульса и тепла над волнующейся поверхностью моря. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1971, т. 7, № 1.
- S mith S. D. Thrust-anemometer measurements of wind-velocity spectra and Reynolds stress over a coastal inlet.— J. Marine Res., 1967, v. 25, No. 3.
 W eller H. S., Burling R. W. Direct measurements of stress and spectra
- of turbulence in the boundary layer over the sea .-- J. Atm. Sci., 1967, v. 24, No. 6.
- 15. Korvin-Kroukovsky B. V. Air pressures causing wave development, estimate by theory, model tests and sea observations .- Deutsche Hydr. Z., 1966, H 19, Nr. 4.
- 16. Stewart R. W. The wave drag of wind over water.-J. Fluid Mech., 1961, 10 (2).
- 17. Miles J. W. A note on the interaction between surface waves and wind. profiles .-- J. Fluid Mech., 1965, v. 22, No. 4.
- 18. Зубковский С. А., Кравченко Т. К. Прямые измерения некоторых характеристик атмосферной турбулентности в приводном слое. Изв. АН
- СССР. Физика атмосферы и океана, 1967, в. v. No. 2. 19. Miyake M., Stewart R. W., Burling R. W. Spectra and cospectra of turbulence over water.— Quart. J. Roy. Met. Soc., 1970, v. 96, No. 407.

А. В. КАРАСЕВ, Л. Ю. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ, В. Ю. ВОСКОБОВИЧ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ И ВОЗДУШНОГО ПОТОКА В НИЖНЕМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ НАД МОРЕМ НА АНАЛОГОВЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ МАШИНАХ

Метод математического моделирования основан на идентичности уравнений, описывающих явления в оригинале и модели, и позволяет с помощью моделирующего устройства решать задачи теоретического и прикладного характера. Математическое моделирование с использованием вычислительных машин позволяет построить модель взаимодействия морского волнения и ветра в нижнем слое атмосферы над морем с инженерными сооружениями с включением элементов реальной аппаратуры управления и контроля выходными параметрами. Такие модели позволяют избежать сложных и дорогих экспериментов при исследовании воздействия ветроволновых возмущений на инженерные сооружения и решать ряд задач на этапе проектирования. Особенно эффективным метод математического моделирования оказывается в случае, когда математическая модель инженерного сооружения является нелинейной.

Решение вероятностных задач расчета и управления инженерными сооружениями, подверженными ветро-волновому воздействию, методом математического моделирования накладывает определенные ограничения на форму представления статистических характеристик волнения и ветра. Эти ограничения сводятся к следующему. Флуктуации скорости ветра и морское волнение рассматриваются как стационарные случайные процессы с нормальным законом распределения и характеризуются частотными спектпредставлены аналитическими рами. Спектры могут быть формулами или заданы в графической форме, согласно замерам, проведенным в заданном районе. При необходимости ветровые флуктуации могут быть представлены с математическим ожиданием, изменяющимся по некоторому закону, или в форме импульсного воздействия различной интенсивности.

При получении аппроксимационных формул для статических характеристик турбулентного поля ветра вблизи морской поверхности необходимо учитывать наличие колебаний, вызываемых волновыми движениями [1—4 и др.], и их взаимодействие со случайными беспорядочными пульсациями скорости. В первом приближении обычно предполагается, что это взаимодействие пренебрежимо мало.

Возможность применения этой гипотезы косвенно подтверждается тем, что при разделении индуцированной и случайной компонент пульсаций скорости ветра различными способами (из спектров, корреляционных функций пульсаций [2, 3] и из взаимных корреляционных функций «ветер—волнение» [5]) величины выделенных «турбулентных» безразмерных дисперсий σ_u/v_* и σ_w/v_* оказываются при нейтральной термической стратификации близкими к значениям универсальных констант, полученным из измерений над твердой подстилающей поверхностью: $\sigma_u/v_* \approx 2,3$, $\sigma_w/v_* \approx 1,0$ [3, 5, 6].

Этот вывод подтверждается также при сопоставлении результатов вычисления взаимных корреляционных функций «ветер—волнение» $R_{u\eta}(\Delta t)$, «течение—волнение» $R_{s\eta}(\Delta t)$ и «ветер—течение» $R_{us}(\Delta t)$, рассчитанных по данным синхронных измерений пульсаций по обе стороны от границы раздела и записей волнения. Экспериментальные работы с такого рода измерениями проводились в прибрежной зоне Балтийского моря на мачте, жестко установленной на грунт [5, 7].

Нетрудно показать, что при отсутствии взаимодействия, для случая синусоидальных колебаний как водной поверхности, так и индуцированной компоненты скорости, по обе стороны от границы раздела коэффициенты взаимной корреляции при аргументе корреляционной функции Δt , равном 0, определяются:

$$\frac{R_{u\eta}(0)}{\sigma_{u}\sigma_{\eta}} = -\frac{\sigma_{u_{2}}}{\sigma_{u}}, \quad \frac{R_{s\eta}(0)}{\sigma_{s}\sigma_{\eta}} = -\frac{\sigma_{s_{2}}}{\sigma_{s}}, \quad \frac{R_{us}(0)}{\sigma_{u}\sigma_{s}} = -\frac{\sigma_{u_{2}}\sigma_{s_{2}}}{\sigma_{u}\sigma_{s}}.$$
 (1)

Отсюда

$$\frac{R_{\mu s}(0)}{\sigma_{\mu}\sigma_{s}} = \frac{R_{\mu\eta}(0)}{\sigma_{\mu}\sigma_{\eta}} \frac{R_{s\eta}(0)}{\sigma_{s}\sigma_{\eta}}.$$
(2)

Формула (2) позволяет проверить допустимость гипотезы о слабом взаимодействии между турбулентными и индуцированными волнами колебаний скорости. Ниже приведены коэффициенты корреляции, снятые с экспериментальных кривых и рассчитанные по (2):

N₂	Эксп	Расчет по (2)		
п/п	$\frac{R_{u^{\eta}}(0)}{\sigma_{u^{\sigma}n}}$	$\frac{R_{s^{\eta}}(0)}{\sigma_{s}\sigma_{n}}$	$\frac{R_{us}(0)}{\sigma_{u}\sigma_{s}}$	$\frac{R_{us}(0)}{\sigma_u \sigma_s}$
1 2 3 4 5 6	$\begin{array}{c} 0,20\\ 0,12\\ 0,24\\ 0,18\\ 0,49\\ 0,35 \end{array}$	0,37 0,62 0,55 0,53 0,52 0,72	0,10 0,09 0,16 0,15 0,20 0,33	$\begin{array}{c} 0,07\\ 0,07\\ 0,13\\ 0,10\\ 0,26\\ 0,25 \end{array}$

Из таблицы видно, что соотношение (2) выполняется в среднем с точностью до 20% (расчетные значения коэффициента $R_{us}(0)/\sigma_u\sigma_s$ оказываются заниженными), т. е. расхождение лежит в пределах точности измерений.

Таким образом, представление о независимости «случайных» и «индуцированных» колебаний скорости в первом приближении подтверждается. В этом случае статистические характеристики турбулентного поля ветра представятся суммой двух членов: «случайного», описываемого соотношениями, полученными на основе теории подобия, и «индуцированного» волновыми движениями поверхности океана.

Ранее [5] из анализа экспериментальных данных о вертикальном распределении турбулентных характеристик в толще приводного слоя было получено, что дисперсия пульсаций скорости описывается как:

$$\sigma_{u}^{2}(z) \approx (2,3v_{*})^{2} + (\sigma_{\eta}\overline{\omega})^{2} e^{-10\frac{z_{\omega}^{2}}{\pi g}},$$

$$\sigma_{\omega}^{2}(z) \approx (1,0v_{*})^{2} + (\sigma_{\eta}\overline{\omega})^{2} e^{-10\frac{z_{\omega}^{2}}{\pi g}}.$$
 (3)

Здесь v_* — скорость трения, σ_{η}^2 — дисперсия волнения, z — высота.

Спектральная плотность пульсаций скорости хорошо аппроксимируется выражением

$$S(\omega) = C\left(\varepsilon \overline{U}\right)^{2/3} \omega^{-5/3} + S_{\eta}(\omega) \omega^2 e^{-10 \frac{Z \omega^2}{\pi g}}, \qquad (4)$$

где ω — текущая частота, что позволяет учесть тот факт, что более высокочастотные компоненты «индуцированных» колебаний затухают с высотой над уровнем моря быстрее; $S_{\eta}(\omega)$ — спектр волнения, \overline{U} — скорость ветра на уровне наблюдений z. Для продольной и вертикальной компонент скорости при нейтральной термической стратификации универсальная константа C принимает значения 0,48 и 0,63 соответственно [6]. Скорость диссипации энергии турбулентности в тепло может быть оценена как $\varepsilon = v_*^3 / \varkappa z$. Значения динамической скорости v_* могут быть определены из эмпирических зависимостей v_* от средней скорости ветра на высоте 10 м [1, 2, 4]. Расхождение рассчитанных по формуле (4) и реальных спектров находится в пределах погрешности расчета спектров.

Корреляционная функция пульсаций удовлетворительно описывается выражением

$$R(\Delta t) = R_1(\Delta t) + \sigma^2(z) \cos(\omega_0 \Delta t + \varphi) e^{-\alpha \Delta t}, \qquad (5)$$

если декремент затухания α принять равным декременту затухания волнения [2].

Полученные формулы позволяют по данным о волнении и скорости ветра (скорость трения v_* может быть определена через сред-

нюю скорость с помощью эмпирических зависимостей) вычислить спектры мощности для инерционной подобласти частот. Для рассматриваемых задач наибольший интерес представляют энергетические характеристики пульсации в интервале частот 0,1—0,5 рад/с и выше.

Моделирование ветра и морского волнения связано с использованием известного выражения

$$S(\omega)_{\text{Bbix}} = |\Phi|^2 S(\omega)_{\text{BX}}, \qquad (6)$$

где $S(\omega)_{\text{вых}}$ — спектральная плотность выходного сигнала; $S(\omega)_{\text{вх}}$ — спектральная плотность входного сигнала, Φ — передаточная функция фильтра.

Если спектральная плотность входного сигнала будет соответствовать «белому шуму» в необходимом диапазоне частот, т. е. $S(\omega)_{Bx} = \text{const}$, а $|\Phi|^2$ будет равно спектральной плотности моделируемого сигнала, то тем самым реализуется непрерывная случайная функция с заданными спектральными характеристиками.

Одним из путей технической реализации этого принципа является получение низкочастотного «белого шума» на основе регистрации радиоактивного излучения [8]. Контроль за статистическими характеристиками процессов может быть осуществлен по реализациям или путем текущего контроля с применением вычислительных средств непосредственно на ABM.

Представление ветра и морского волнения в виде непрерывной случайной функции изменения напряжения постоянного тока с заданными статистическими характеристиками позволяет использовать аналоговые вычислительные машины, на которых решаются дифференциальные уравнения, описывающие физические процессы, протекающие в рассматриваемых объектах; возможно сопряжение с реальной аппаратурой управления и контроля.

Следуя работе [9], при моделировании двухмерного морского волнения и индуцированных волнами колебаний скорости ветра удобнее использовать спектры, параметры которых связаны с наблюдаемыми статистическими характеристиками и удовлетворительно согласующимися натурными измерениями, как, например, спектры, полученные на основе выражения вида (5) [9]

$$S_{\eta}(\omega) = \frac{4}{\pi} \sigma^2 \frac{\alpha (\alpha^2 + \beta^2)}{\omega^4 + 2\omega^2 (\alpha^2 - \beta^2) + (\alpha^2 + \beta^2)}, \qquad (7)$$

где $\alpha = 0,21\beta$, $\beta = 1.44 (h_{3\%})^{-2/5}$, $\omega_{\text{max}} = \sqrt{\beta^2 + \alpha^2}$, $h_{3\%}$ — высота волны 3%-ной обеспеченности.

Как известно, передаточной функции, характеризующей реакцию системы на внешние возмущения, соответствует линейное дифференциальное уравнение, описывающее колебание рассматриваемой системы под влиянием внешних возмущений. Для передаточной функции (7) такое дифференциальное выражение имеет вид

$$\ddot{y}+2\alpha\dot{y}+(\alpha^{2}+\beta^{2}) y=\sqrt{\frac{4\sigma^{2}}{\pi}\alpha(\alpha^{2}+\beta^{2})} x, \qquad (8)$$

где *у* — выходной сигнал фильтра, *х* — входной сигнал («белый шум»).

Построение математической модели в этом случае не вызывает затруднений (см. блок *A* на рис. 1) [8]. Коэффициенты модели определяются формулами:





Моделирование индуцированных волнами колебаний скорости ветра осуществляется согласно выражениям (4), (7) и на основе изложенных выше принципов, так как выражение для спектральной плотности индуцированных волнами колебаний скорости ветра аналогично выражению (7) для спектральной плотности волнения. Если спектры морского волнения индуцированных волнением колебаний скорости ветра и турбулентных пульсаций скорости ветра могут быть представлены в виде дробно-рациональной функции вида

$$\Phi(j\omega) = \frac{Y(j\omega)}{X(j\omega)} = \frac{B_m(j\omega)^m + B_{m-1}(j\omega)^{m-1} + \dots + B_0}{A_n(j\omega)^n + A_{n-1}(j\omega)^{n-1} + \dots + A_0},$$
 (10)

где m < n, то, составив дифференциальное уравнение, аналогичное (8), можно осуществить моделирование широкого класса непрерывных случайных функций.

При моделировании «турбулентных» случайных компонент пульсаций скорости ветра $(u_1v_1w_1)$, согласно выражению (4), целесообразно частотный спектр представлять в графической форме.

Если заданный спектр имеет «колоколообразный» вид с одним или несколькими максимумами, реализация таких спектров возможна с помощью R - L - C-контуров, передаточная функция которых выражается через характеристики заданного вида спектральной плотности

$$\Phi(j\omega) = \frac{\sqrt{S(\omega)_{\max}} \frac{\Delta\omega}{\omega_1^2}(j\omega)}{\frac{1}{\omega_1^2}(j\omega)^2 + \frac{\Delta\omega}{\omega_1^2}(j\omega) + 1},$$
(11)

где $\omega_1 = 1/\sqrt{LC}$, $\Delta \omega = \omega_{\rm B} - \omega_{\rm H} -$ ширина пропускания на уровне 0,707 $\sqrt{S(\omega)_{\rm max}}$.

Структурная схема моделирования с передаточной функцией (11) для реализации «турбулентной» случайной компоненты скорости ветра *и*₁ имеет вид, представленный блоком *Б* на рис. 1. При этом коэффициенты модели определяются на основании следующих выражений:

$$q_{20} = \sqrt{S(\omega)_{\text{max}}} \Delta \omega;$$

$$q_{21} = \omega_1^2, \quad q_{22} = \Delta \omega \omega_1.$$

Моделирование «турбулентных» случайных компонент скорости ветра v₁, w₁ осуществляется аналогично.

Общая аналоговая модель морского волнения и ветра в приводном слое атмосферы приведена на рис. 1.

Телеграфный сигнал (сигнал «белого шума») с ГБШ (генератор белого шума) поступает на первый усилитель (Y_1) для получения нулевого математического ожидания «белого шума». Блок A — модель морского волнения. Блоки B, B и Γ представляют собой модели продольной, поперечной и вертикальной составляющих скоростей ветра соответственно. На усилителях Y_5 , Y_6 , Y_7 ; Y_9 , Y_{10} , Y_{13} , Y_{14} , Y_{15} моделируются турбулентные составляющие случайных колебаний скорости ветра. На усилителях Y_8 , Y_{12} , Y_{16} суммируются турбулентные колебания и индуцированные волнами колебания скорости ветра. Коэффициенты $q_{23}=q_{33}=q_{43}=$

5 Заказ № 263

 $=(\sigma_{\eta}\overline{\omega})^{2}\exp\left(-10\frac{z\overline{\omega}^{2}}{\pi g}\right)$. Моделирование постоянной составляющей скорости ветра осуществляется подачей постоянного напряжения на вход усилителя \mathcal{Y}_{8} с коэффициентом $q_{24}=\overline{U(z)}/\alpha_{\overline{U(z)}}$, где $\alpha_{\overline{TU_{27}}}$ — выбранный масштаб скорости ветра.







При моделировании «турбулентных» случайных колебаний скорости ветра основное внимание уделялось точности аппроксимации в инерционном интервале.

Проведенная проверка точности моделирования волнения и ветра в приводном слое атмосферы по выбранным выражениям показала, что расчетные значения дисперсий и амплитудных значений

пульсаций заданной обеспеченности выдерживаются с точностью ≈5%. Корреляционные функции молелируемых сигналов уловлетворительно согласовываются с заданными (рис. 2).

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Филлипс О. М. Динамика верхнего слоя океана. М., «Мир», 1969.
- 2. Преображенский Л. Ю. Некоторые характеристики воздушного потока в нижнем слое атмосферы над морем. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1968. т. 4. № 9.
- 3. Волков Ю. А. Спектры пульсаций скорости и температуры возлушного потока над взволнованной поверхностью моря. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1969, т. 5, № 12.
- Китайгородский С. А. Мелкомасштабное взаимодействие океана и ат-мосферы.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1969, т. 5, № 11.
 Преображенский Л. Ю. Зависимость характеристик турбулентности
- в приводном слое от высоты.— «Метеорология и гидрология», 1971, № 10.
- 6. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М., «Наука», 1966.
- 7. Андреев Б. Н. и др. К методике морских метеорологических наблюлений в приводном слое атмосферы. Труды ГГО, 1969, вып. 241.
- 8. Карасев А. В. Моделирование нерегулярного морского волнения на вычислительных машинах непрерывного действия.— Изв. вузов. 1966. т. 9. № 5.
- 9. Крылов Ю. М. Спектральные методы исследования и расчета ветровых волн. Л., Гидрометеоиздат, 1966. 10. Левин Л. Методы решения технических задач с использованием аналого-
- вых вычислительных машин. М., «Мир», 1966.

Н. З. АРИЕЛЬ, Р. С. БОРТКОВСКИЙ

НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ О СТРУКТУРЕ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ ВЕТРА НАД ОКЕАНОМ

Сведения о спектральных характеристиках турбулентности над морем и о связи их с элементами волнения представляют интерес для понимания механизма взаимодействия океана и атмосферы, а также могут быть использованы в ряде приложений.

Для широкого диапазона периодов спектры пульсаций скорости ветра в приземном слое приведены лишь в немногих работах: Ван дер Ховена [3], Пановского [4], Зингера и Райнера [5] — по измерениям над сушей; Бышева и Кузнецова [1] и Милларда [6] по измерениям над морем. Отмеченные в [1, 3, 4] особенности энергетического спектра: наличие микрометеорологического максимума для области периодов от нескольких секунд до 10 мин и мезометеорологического минимума (периоды от 10 мин до нескольких часов) — позволили сделать практически важный вывод о необходимом интервале осреднения при измерении скорости ветра.

Однако длительные непрерывные записи скорости ветра над морем, а также синхронные измерения пульсаций скорости ветра и ординат волнения пока немногочисленны; поэтому во время экспедиции 1969 г. в Северную Атлантику на НИС «Океанограф» были поставлены специальные измерения скорости ветра и характеристик волнения.

Скорость ветра на высотах 1,75; 4,5; 6,5 м измерялась малоинерционными индукционными анемометрами, аналогичными описанным в [1], а волнение — струнным волнографом, сконструированным и изготовленным сотрудниками ААНИИ Г. Г. Альтшуллером и А. В. Чирейкиным.

Регистрация скорости ветра и волнения велась на электронные потенциометры ЭПП-09. Инерция индукционного анемометра при наблюдавшихся скоростях ветра характеризуется постоянной времени порядка 0,2—0,5 с. Инерцию системы «анемометр—ЭПП-09 со временем пробега кареткой всей шкалы 1 с» можно считать, повидимому, не превышающей 0,7 с. Такого же порядка инерция системы «струнный волнограф—ЭПП-09».

Все датчики были установлены на специальном буе типа вехи Фруда, характеристики качки которого были исследованы нами ра-

нее [2]. Анализируемые ниже измерения выполнялись в условиях волнения, период которого T (соответствующий максимуму энергии в спектре) не превышал 10,5 с. Передаточная функция вертикальных колебаний буя [2], составляющая при T = 10,5 с всего 0,1, в области более высоких частот еще меньше; хотя при периодах, больших чем 10,5 с, передаточная функция быстро возрастает (до 0,5 при T = 13,5 с), энергия волнения в этой области становится ничтожно малой. Поэтому можно полагать, что спектр атмосферной турбулентности, полученный по данным измерений на буе во всем диапазоне периодов, свободен от искажений, связанных с качкой буя. Наибольшая продолжительность непрерывной записи горизонтальной составляющей скорости ветра была около 4 часов (6 сентября 1969 г.); это позволило получить спектральную плотность



Рис. 1. Энергетический спектр скорости ветра над морем 6 сентября 1969 г. 8—12 ч.

в области низких частот до 0,00075 Гц (что соответствует периоду 22 мин). Со стороны высоких частот граница (0,37 Гц — период 2,7 с) определялась интервалом съемки ординат 1,34 с, в свою очередь выбранным с учетом инерции приборов и скорости протяжки. Средняя скорость ветра во время измерений составляла 9 м/с, наблюдалась зыбь высотой 2,5 м с периодом 7 с и ветровое волнение высотой 1,5 м с периодом 4 с. Высота измерений скорости ветра была 4,5 м.

Для расчета спектра в широком диапазоне частот применялась методика расчета, изложенная в [7]; погрешность рассчитанных индивидуальных спектральных плотностей составляет 30% [8]; доверительные интервалы 80%-ной надежности (при числе степеней свободы 20) равны 0,62—1,42.

Со всей записи были сняты через 1,34 секунды 2000 ординат. Чтобы спектр в области высоких частот получился надежным, по этим ординатам были рассчитаны пять спектров (каждый по 400 ординат, т. е. по записи T = 530 с). Участок I спектральной кривой на рис. 1 представляет собой среднее из пяти индивидуальных спектров. Разброс дисперсий скорости ветра для отдельных спектров составляет ~15% ($\sigma^2 = (0.94 \pm 0.14) \, \text{м}^2/\text{c}^2$). Основная особенность этой спектральной кривой — наличие максимумов, соответствующих частоте зыби (период 6,5 с) и ветрового волнения (период 4,5 с), прослеживается на всех индивидуальных спектрах. Участок II на рис. 1 получен по предварительно осредненным значениям ординат (период осреднения $T_0=13,4$ с) и относится к области частот 0,0043—0,038 Гц. Осреднение исходных данных производилось для исключения влияния высокочастотных колебаний [9]. Участок III рис. 1 получен по осредненным за $T_0=54,4$ с ординатам записи; при этом осреднялись значения ординат, снятых со всей четырехчасовой записи через 6,8 с, а не через 1,34 с. Такая методика была применена с целью уменьшения большой трудоемкости подготовки материала для расчетов; однако увеличение интервала съемки привело к появлению некоторого «шума» в этом диапазоне частот.

В полученном энергетическом спектре микрометеорологический максимум отличается от соответствующего максимума в спектре над сушей тем, что больше растянут и сдвинут к более высоким частотам; основная доля энергии падает на две частоты, соответствующие зыби и ветровому волнению, которые имели место в момент наблюдения. Уровень энергии в максимуме равен 0,3— 0,4 м²/с². Мезоминимум начинается над морем тоже на более высоких частотах; в данном случае на частоте $3 \cdot 10^{-3}$ Гц энергия составляет всего 0,025—0,05 м²/с². Эти результаты согласуются с данными работы [1].

Известно, что положение и величина микрометеорологического максимума как над сушей, так и над морем зависит от метеорологических условий, а над морем и от волнения. В нашем случае наблюдалось смешанное волнение (зыбь и ветровые волны), что и отразилось на энергетическом спектре ветра. Хотя полученный нами спектр скорости ветра в целом подчиняется «закону —⁵/₃», в широких полосах частот наблюдаются отклонения от этого закона — в областях максимумов, связанных с волнением. В области уменьшения энергии — от максимума к высоким частотам — во всех случаях отчетливо прослеживается наклон «—5», что соответствует наклону высокочастотной части спектра волнения ($F_{\eta}(\omega) \sim \omega^{-5}$). На более высоких частотах спектр атмосферной турбулентности над морем вновь подчиняется «закону —⁵/₃» [10, 11].

Наличие синхронных записей ветра на двух горизонтах (1,75 и 4,5 м) и волнения позволило провести взаимный спектральный анализ. На рис. 2 изображены спектры скорости ветра и волнения по наблюдениям в 17 часов 29 сентября 1969 г. Анализируемый случай относится к смешанному волнению с тремя максимумами на спектре: два из них соответствуют двум системам зыби с периодами 10,5 и 6,7 с, а третий — слабому ветровому волнению (3,8 с); скорость ветра во время наблюдения была 4—5 м/с. В спектрах скорости ветра проявились те же особенности, что и в спектре волнения.

Анализ взаимных спектров показал, что существует четкая связь между ветром на обоих уровнях и волнением. На рис. 3 при-

водятся когерентность и фазовые углы между ветром на двух уровнях и между ветром на этих уровнях и волнением. Из рис. 3 следует, что связь между ветром на двух уровнях растет при уменьшении частоты, а связь между ветром и волнением максимальна на частотах зыби и близка к нулю на низких частотах (период T > 14 с). Поскольку фазовые углы имеет смысл рассматривать лишь при на-



Рис. 2. Спектры скорости ветра и волнения 29 сентября 1969 г.

1 — ветер на z=1,75 м; 2 — ветер на z= =4,5 м; 3 — волнение.



Рис. 3. Когерентность и фазовые углы (цифры под кривой), 29 сентября 1969 г.

1 — ветер на z=1,75 м и волнение; 2 — ветер на z=4,5 м и волнение; 3 — ветер на z=4,5 и 1,75 м.

личии заметной связи (когерентность больше 0,3), то мы не приводим графиков фазовых углов, а указываем эти углы только при максимальных значениях когерентности.

На уровне z = 1,75 м максимальные значения когерентности (в анализе ветер—волнение) составляют 0,5—0,55 и приходятся на период зыби (10—12 и 5—7 с), фазовые углы при этом соответственно равны 120 и 145°. На высоте 4,5 м максимум когерентности падает на период зыби (10,5 с) и составляет 0,73, фазовый угол равен 170°; на частотах более короткой зыби также есть некоторый всплеск когерентности (0,45), а фазовый угол равен 156°.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что между ветром

и волнением существует четкая связь на частотах двух систем зыби; влияние ветрового волнения во взаимных спектрах практически не прослеживается. Это объясняется не только небольшой интенсивностью ветрового волнения, но и тем, что оно имеет довольно высокую частоту, а следовательно, быстро затухает по мере удаления от поверхности раздела. Фазовые углы увеличиваются по мере удаления от поверхности моря.

Эти выводы согласуются с результатами работ [1, 2] и подтверждают существенность взаимодействия между волнением и турбулентностью в приводном слое атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Бышев В. И., Кузнецов О. А. Структурные характеристики атмосферной турбулентности в приводном слое над открытым океаном.—Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1969, т. 5, № 6.
- Ариель Н. З., Бортковский Р. С. О применении градиентного буя при исследовании турбулентности над морем. — Труды ГГО, 1969, вып. 241.
- 3. Van der Hoven J. Power Spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0,0007 to 900 cycles per hour.— J. Meteorol., 1957, v. 14, No. 2.
- 5. Singer J. A., Raynor G. S. A study of the wind profile in the lowest 400 feet of atmosphere. Progr. Rep., 1959, No. 4.
- 6. Millard R. C. Wind measurements from buoys.— J. Geophys. Res., 1971, v. 76, No. 24.
- 7. Ариель Н. З. О расчете энергетических спектров по экспериментальным данным.— «Метеорология и гидрология», 1967, № 10.
- 8. Ариель Н. З. Оценка искажений и погрешностей расчета спектров по экспериментальным данным.— Труды ГГО, 1968, вып. 226.
- 9. Краус В. Внутренние волны. Л., Гидрометеоиздат, 1968.
- Волков Ю. А. Спектры пульсаций скорости и температуры над взволнованной поверхностью моря. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1969, т. 5, № 12.
- Преображенский Л. Ю. Некоторые характеристики воздушного потока в нижнем слое атмосферы над морем. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1968, т. 4, № 9.
- Ефимов В. В., Сизов А. А. Экспериментальное исследование поля скорости ветра над волнами. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1969, т. 5, № 9.
А. С. ДУБОВ, Е. В. РОМАНОВ, В. А. ТРОИЦЫН

О ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКАХ ВЛАГИ У БЕРЕГОВ ВОДОЕМОВ

В настоящее время в метеорологической литературе довольно хорошо изучены особенности вертикальных турбулентных потоков тепла и количества движения над горизонтально однородными поверхностями. Основная информация об этих потоках, связанная с изучением энергетики самых нижних слоев воздуха, примыкающих к подстилающей поверхности, получена с помощью измерения вертикальных градиентов скорости ветра и температуры.

Использование так называемых прямых методов, основанных на обработке пульсационных измерений, позволило перейти к определению турбулентных потоков в условиях горизонтальной неоднородности средних полей метеоэлементов, в частности приступить к изучению горизонтальных турбулентных переносов тех или иных субстанций. Подобного рода исследования проводились применительно к макромасштабным процессам в свободной атмосфере [1, 2]. Для условий приземного слоя подобные работы еще только начинаются.

Уже в одной из первых статей по этому вопросу [3] отмечается, что величины горизонтальных турбулентных потоков тепла превышают вертикальные, хотя условия эксперимента с достаточной точностью соответствуют требованиям горизонтальной однородности. В рамках пульсационных представлений это может быть объяснено следующими соображениями. Наличие напряжения трения т/о= = u'w' (о — плотность воздуха, u' и w' — пульсации горизонтальной и вертикальной скорости соответственно, черта вверху означает осреднение) свидетельствует о наличии корреляции между пульсациями компонент ветра, а наличие вертикального турбулентного потока тепла $H = c_p \rho \overline{w'T'}$ (c_p — теплоемкость воздуха при постоянном давлении, Т' — пульсации температуры) — о существовании корреляции между пульсациями температуры и вертикальных порывов ветра. Таким образом, должна существовать корреляция и между пульсациями температуры и горизонтальными пульсациями скорости ветра, т. е. должен существовать горизонтальный турбулентный поток тепла. Все это может происходить в горизонтально однородной среде; пульсации вертикальной скорости и температуры, вызванные наличием вертикальных неоднородностей, в силу выполнения уравнения неразрывности и наличия касательного напряжения трения, сопровождаются горизонтальным переносом тепла. Аналогичное положение имеет место и для других субстанций.

Для объяснения этого явления в рамках полуэмпирической теории были привлечены представления о тензорном характере коэффициента турбулентного обмена. Данному вопросу посвящена, в частности, статья А. М. Яглома [4]. В соответствии с развиваемыми в этой работе представлениями, горизонтальный турбулентный поток E_{qr} субстанции q для двухмерного случая может быть записан в виде

$$E_{qr} = -K_{xx} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x} - K_{xz} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}, \qquad (1)$$

где K_{xx} и K_{xz} — компоненты тензора коэффициента турбулентного обмена, x и <u>y</u> — горизонтальная и вертикальная координаты соответственно, <u>q</u> — среднее значение переносимой субстанции. (В дальнейшем мы будем понимать под q удельную влажность.)

Как следует из равенства (1), горизонтальный турбулентный поток может существовать и при отсутствии горизонтальных градиентов переносимой субстанции ($\partial \overline{q}/\partial x = 0$), за счет наличия недиагонального члена тензорной матрицы коэффициента турбулентного обмена K_{xz} и, естественно, вертикального градиента $\partial \overline{q}/\partial z$.

Для экспериментальной проверки подобного рода построений были поставлены специальные наблюдения во время экспедиционных работ отдела физики пограничного слоя ГГО в районе Валдайского озера, Новгородской области, летом 1971 г. Пульсации вертикальной компоненты скорости ветра измерялись акустическим анемометром [5], горизонтальной — термоанемометром конструкции Л. Ю. Преображенского [6], пульсации влажности регистрировались с помощью аппаратуры, разработанной Е. В. Романовым [5]. Датчиком в этом последнем приборе служил гигристор, электрическое сопротивление которого зависело от влажности окружающего воздуха. Инерционность прибора, регистрирующего пульсации влажности, оценивалась 0,1 с, инерционность термоанемометра составляла 0,01 с, акустический анемометр при сравнительно небольшой базе (расстояние между микрофоном и приемником звука) можно считать практически безынерционным.

Измерения производились у берегов озера — на наветренной и подветренной сторонах. Поскольку влажность над озером больше, чем над сушей, то естественно было ожидать, что горизонтальные турбулентные потоки влаги у противоположных берегов будут иметь различные знаки, т. е. будут всегда направлены от озера к суше. Интервал между наблюдениями составлял около получаса. Время осреднения составляло 4 мин. На рис. 1 приведен пример спектра пульсаций влажности в инерционном интервале. При более низких частотах спектральная плотность начинала более медленно падать с частотой и выходила на постоянное значение.

На рис. 2 приведены безразмерные энергетические коспектры вертикальных и горизонтальных потоков влаги. Горизонтальные потоки измерялись у наветренного и подветренного берегов, вертикальный поток — только у подветренного. Как и следовало ожидать, эти коспектры оказались различных знаков с аналогичным распределением «энергии» по масштабам, но частоты, соответствующие максимумам в энергетических спектрах, несколько смещены. Как видно из рис. 2, максимумы в спектрах горизонтальных потоков расположены в более низких частотах и в 2-3 раза превосходят максимум спектра вертикального потока. Пересчет на волновые числа для средних скоростей ветра на уровне измерений (2 м) 3,5 м/с для подветренной стороны и 5,5 м/с для наветренной дает масштабы возмущений, обусловливающих максимальные вклады в исследуемые турбулентные переносы: 22 м для вертикального потока и 63 м (с подветренной стороны) и 35 м (с наветренной стороны) для горизонтального.

Приведенные цифры отражают естественный процесс трансформации воздушного потока при переходе с суши на водную поверхность — увеличение средней скорости и уменьшение характерных масштабов вихрей. Средние квадратические значения пульсаций влаги у обоих берегов были близки между собой и равны 0,26 и 0,24 г/кг. Если учесть теперь, что средние квадратические значения пульсаций горизонтальных и вертикальных порывов у подветренного берега составляли 1,9 и 0,37 м/с, то турбулентные потоки в горизонтальном и вертикальном направлениях должны различаться на порядок.

Для удобства сравнения с обычными значениями вертикальных турбулентных потоков энергии у подстилающей поверхности приведем количество переносимой влаги в единицах скрытой теплоты, которая выделится при ее испарении. Горизонтальные потоки равны 0,92 кал/(мин · см²) с подветренной стороны и 0,86 кал/(мин × × см²) с наветренной стороны. Вертикальный поток с подветренной стороны составил 0,075 кал/(мии · см²). Тот факт, что горизонтальные потоки у обоих берегов оказались направленными в одну сторону, свидетельствует о том, что в соответствии с (1) горизонтальный перенос в условиях измерений формируется в основном за счет недиагонального члена матрицы коэффициентов обмена K_{xz} . Наличие первого слагаемого в этом равенстве несколько увеличивает перенос у подветренного берега и уменьшает у наветренного.

Если для оценки принять, что величины (по модулю) обоих членов в левой части равенства (1) одинаковы у обоих берегов, а первый член меняет знак, то получим следующие значения:

$$\begin{vmatrix} K_{xx} & \frac{\partial \bar{q}}{\partial x} \end{vmatrix} = \frac{E_{\Pi O \Pi B} - E_{H A B}}{2} = 0.03 \frac{K A J.}{M H H + C M^2}, \\ K_{xz} & \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \end{vmatrix} = \frac{E_{\Pi O \Pi B} + E_{H A B}}{2} = 0.89 \frac{K A J.}{M H H + C M^2}.$$



Таким образом, потоки $K_{rr} \partial \overline{a} / \partial x$ и $K_{rr} \partial \overline{a} / \partial x$ оказываются одного порядка (0,075 и 0,03 соответственно), поток же $K_{xz} \partial \overline{q} / \partial z$ на порялок больше $K_m \partial a / \partial z$. По данным [4], последнее соотношение для горизонтально однородных условий и нейтральной стратификации равно З.

Провеленные оценки являются сугубо ориентировочными хотя бы потому, что они выполнены на материале одной серии наблюдений. Но представляется естественным, что в условиях резкой горизонтальной неоднородности недиагональные члены в матрице коэффициентов турбулентного обмена приобретают большее значение.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Lettau H. Note on horizontal diffusivity for large-scale atmospheric currents.- J. Meteorol., 1955, No. 4.
- 2. Григорьева А. С. К вопросу о горизонтальном обмене в атмосфере.-
- Труды ГГО, 1958, вып. 84.
 Зубковский С. Л., Цванг Л. Р. О горизонтальном турбулентном потоке тепла.— Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана», 1966, т. 2, № 12.
- 4. Yaglom A. M. Horizontal turbulent transport of heat in the atmosphere and the form of the eddy diffusivity tensor. - Fluid dynamic Transact., Warszawa, 1969, No. 4.
- 5. Дубов А. С., Романов Е. В. О структуре поля влажности в приземном слое атмосферы. Труды ГГО, 1972, вып. 282.
- 6. Преображенский Л. Ю. Некоторые характеристики воздушного потока в нижнем слое атмосфере над морем. - Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1968, т. 4. № 9.

Р. С. БОРТКОВСКИЙ

О ВЛИЯНИИ УРАГАНОВ НА МАКРОМАСШТАБНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ

Предварительные оценки [1] показали, что при шторме должен происходить значительный рост тепло- и влагообмена океана и атмосферы. Данный вывод подтверждается результатами пока немногочисленных экспериментов [2—4]. Однако эти эксперименты проводились при скорости ветра, не превышавшей 20—23 м/с; оценить значения коэффициента испарения при ураганной скорости (30— 40 м/с) можно, используя данные Эстлунда [5].

По результатам измерений концентрации паров обычной воды на нижней границе облачного слоя в урагане и на поверхности океана Эстлунд определил испарение в кольцевых зонах, концентрических относительно глаза бури. Для этого была решена система уравнений баланса массы воздуха, массы обычной воды (H₂O) и массы тритиевой воды (HTO) для слоя, где радиальная составляющая скорости ветра направлена к центру урагана. Эти уравнения можно записать в виде:

$$W = \frac{d}{dr} (VH), \tag{1}$$

$$Wq_{\tau} = \frac{d}{dr} (VHq) + E - P, \qquad (2)$$

$$Wq_{\tau}^* = \frac{d}{dr} \left(VHq^* \right) + E^* - P^*.$$
(3)

Здесь W — вертикальная скорость воздуха; $q_{\rm T}$ и $q_{\rm T}^*$ — отношения смеси обычной и тритиевой воды на верхней границе слоя втока, имеющего толщину H; V — средняя для слоя H радиальная составляющая скорости ветра (относительно центра урагана); q и q^* отношения смеси, также осредненные по вертикали от 0 до H; Eи E^* — скорости испарения обычной и тритиевой воды; P и P^* скорости образования осадков H_2O и НТО внутри слоя H, выраженные в см/с. При некоторых допущениях, не влияющих существенно на численный результат, из (1) — (3) следует

$$E = VHq \,\frac{d\theta/dr}{\theta - \theta_s} \left(1 - \frac{q_{\rm B}}{q_s} \right),\tag{4}$$

где $\theta = q^*/q$; индекс «*s*» означает поверхность океана, а «в» — уровень нижней границы облачного слоя. Для кольцевой зоны, заключенной между окружностями, описанными около центра урагана с радиусами r_1 и r_2 скорость испарения вычислялась по формуле

$$E_{r_1-r_2} = \pi \left(r_2^2 - r_1^2 \right) \overline{V} H \overline{q} \frac{d\theta/dr}{\theta - \theta_s} \left(1 - \frac{q_{\mathsf{B}}}{q_s} \right), \tag{4'}$$

где радиальная составляющая скорости \overline{V} и отношение смеси \overline{q} , осреднены по радиусу от r_1 до r_2 . Результаты расчета испарения приведены в табл. 1 вместе с данными о перепаде отношений смеси $(q_s - q_B)$ и о средней скорости ветра, измеренной на самолете. \overline{U} .

20		~					
	2	ĥ	π	T	ΤŤ	2	
	ч.	~	91	21	ш.	ч	

$r_1 - r_2$	<i>q_s — q_в</i> г/кг	<i>й</i> м/с	<i>Е</i> .10 ⁵ г/см ² .с	$C_{E}^{'} \cdot 10^{3}$
15-3030-5050-7575-100100-125	7,1	30	0,81	3,7
	8,5	46	1,84	4,6
	9,4	42	1,76	4,4
	10,3	36	1,71	4,6
	10,4	31	1,33	4,1

Высота полета во время измерений *q*_в и *U* была близка к уровню нижней границе облаков и составляла в среднем 1200 м.

По данным табл. 1 можно определить коэффициент испарения и сопоставить полученные значения с имеющимися оценками и экспериментальными результатами. Обычное выражение для коэффициента испарения C'_{r} , отнесенного к подоблачному слою, имеет вид

$$C'_{E} = \frac{E}{\left(a_{s} - a_{\rm B}\right) U_{\rm BS}}, \qquad (5)$$

где a_s и a_B — плотности водяного пара (в г/м³), U_{Bs} — скорость ветра. Смысл индексов — тот же, что и в (4).

Переход от величины отношения смеси (q) к плотности водяного пара производится по формуле (см., например, [6])

$$a = \frac{2.17 \cdot 10^{-6}}{T} \frac{Pq}{623 + q}, \qquad (6)$$

где *P* — давление в миллибарах, *T* — температура воздуха в кельвинах.

Приведенным в [5] значениям температуры воды на поверхности океана 28,3° С и давления атмосферы 1005 мб соответствует насыщающая плотность водяного пара $a_s = 27,6$ г/м³ и отношение смеси $q_s = 24,5$ г/кг. Определив по известному q_s и перепаду $(q_s - q_B)$ (см. табл. 1) значения q_B и полагая, что на уровне 1200 м давление в урагане близко к 880 мб, а температура воздуха равна 22—23° С [7, 8], можно вычислить по формуле (6) значения a_B и найти коэффициент испарения C'_{F} , отнесенный к подоблачному слою; результаты вычислений включены в табл. 1. Однако в расчетах турбулентных потоков через поверхность океана чаще пользуются соответствующими коэффициентами, отнесенными к приводному слою воздуха. Коэффициент испарения для этого слоя определяется выражением

$$C_E = \frac{E}{(a_s - a_z) U_z}, \tag{7}$$

где a_z и U_z относятся к уровню, не превышающему приблизительно 50 м.

Из сопоставления (5) и (7) следует соотношение

$$\frac{C_E}{C_E} = \frac{(a_s - a_{\rm B}) U_{\rm B}}{(a_s - a_z) U_z}.$$
(8)

Оценки отношений $\frac{a_s - a_B}{a_s - a_z}$ и $\frac{U_B}{U_z}$ можно сделать на основании

экспериментальных данных о вертикальной структуре урагана. Изменения скорости ветра с высотой в урагане очень малы; вычисленные по данным Пальмена и Риля [9] отношения скорости ветра на уровне 1000 мб (U_{1000}) к скорости ветра на различных уровнях (U_p) приведены в табл. 2 для двух значений r.

Морские	<i>Р</i> мб							
мили <i>г</i>	1000	900	800	700				
60	1,00	0,95	1,00	1,00				
120	1,00	0,93	0,96	1,01				

Для P = 880 мб ($z \approx 1200$ м) можно положить $U_{1000}/U_p = 0.95$ независимо от расстояния до центра (r). Так как во время урагана, исследованного Эстлундом, давление у поверхности океана составляло 1004—1005 мб [5], можно полагать, что давление 1000 мб соответствует высоте 40—50 м. Соотношение между скоростями ветра на этой высоте и 10 м можно оценить, предположив, что профиль скорости на высотах от 50 до 10 м логарифмичен:

$$\frac{U_{50}}{U_{10}} = \frac{V C_{x_{10}}}{\pi} \ln \frac{50}{10} + 1.$$
(9)

Значения коэффициента трения морской поверхности, отнесенного к высоте 10 м, $C_{x_{10}}$ для большой скорости ветра оценены в [1]. На основании (9) и принятого значения U_{1000}/U_p можно записать $U_{10} = \frac{0.95U_B}{\sqrt{C_{x_{10}}} \ln \frac{50}{10} + 1}$. (10)

 $\mathbf{80}$

Среднее для тропического урагана отношение перепада влажности в приводном слое к перепаду в слое «поверхность воды — уровень 880 мб» можно принять равным 0,6 [9].

Найденные по данным Эстлунда [5] с использованием соотношений (5), (8) и эмпирических оценок величины коэффициента испарения C_E для уровня 10 м приведены на рис. 1. Они неплохо согласуются с зависимостью C_E от скорости ветра, полученной в [1] для интервала скоростей 15—25 м/с в результате анализа роли брызг в штормовом взаимодействии океана и атмосферы. Такое согласование значений C_E , полученных на совер-

шенно различной основе, подтверждает, что они близки к реальным величинам.

Следовательно, за счет того что коэффициент испарения и (теплоотдачи) при урагане увеличивается в 8—10 раз по сравнению с величинами, соответствующими средней скорости ветра, и за счет увеличения самой скорости ветра в 3— 5 раз потоки пара и тепла увеличиваются в 30—50 раз при условии, что перепады температуры и влажности во время шторма остаются неизменными [10].

Относительный вклад ураганов во влаго- и теплообмен Мирового океана с атмосферой в среднем за год можно описать выражением

$$\frac{Q_y}{Q} = \frac{E_y}{E} = \frac{C_E(U_y)U_y\bar{s}\bar{n}\bar{t}}{C_E(\bar{U})\bar{U}\bar{S}\bar{T}}, \quad (1)$$

где Q и E — суммарный теплообмен и испарение поверхности океанов за год; Q_y и E_y — количество тепла и пара, переносимое во время ураганов; U_y — характерная скорость ветра в центральной



Рис. 1. Зависимость коэффициента испарения C_E от скорости ветра U_z (z=10 м).

1 — результаты расчета по теоретической модели [1], 2 — экстраполяция, 3 — экспериментальные данные из работы [5].

части урагана; $C_E(U_y)$ — коэффициент испарения (теплообмена) при этой скорости; \overline{s} — средняя площадь части урагана, где скорость ветра превышает 30 м/с; \overline{n} — среднее число ураганов за год; \overline{t} — средняя продолжительность «жизни» тропического циклона в стадии урагана; $C_E(\overline{U}) = 1,3 \cdot 10^{-3}$ — коэффициент испарения при средней скорости ветра над океаном около 7 м/с, $S = 3,6 \cdot 10^8$ км² площадь Мирового океана; T = 365 суток.

1)

При выводе (11) предполагалось, что перепады температуры и влажности в приводном слое при ураганном ветре несущественно отличаются от средних климатологических значений перепадов; подобное предположение достаточно хорошо выполняется для внетропических штормов [10].

6 Заказ № 263

Принимая $U_v = 35$ м/с, $C_E(U_v) = 10^{-2}$, $\overline{s} = 5 \cdot 10^4$ км² (плошадь части урагана, заключенная между окружностями с радиусами 125 и 15 км), $\overline{n} = 29$ ураганов в год [11], $\overline{t} = 5.5$ суток [12, 13], находим

$$\frac{Q(U_y)}{Q(\overline{U})} \simeq 0,003.$$

Для тропических зон океана относительный вклад $Q(U_n)/Q(\overline{U})$ хотя и значительно больше (около 1.5%), но также мал.

Внетропические штормы при меньшей скорости ветра, характеризующиеся значительно большей площадью и несравненно большей повторяемостью, чем ураганы, вносят намного больший вклад в климатологию теплового баланса поверхности океанов [10].

Следует, однако, иметь в виду, что влияние ураганов на взаимолействие океанов и атмосферы проявляется также в изменениях стратификации мощных слоев воздуха и воды, сохраняющихся долгое время спустя после прохождения центра тайфуна.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Бортковский Р. С. О механизме взаимодействия океана и атмосферы при шторме. Труды ГГО, 1972, вып. 282.
- 2. Okuda S., Hayami S. Experiments on Evaporation from Wavy Water Surface.— Rec. Oceanograph. Works in Jap., 1959, v. 5, No. 1.
- Monahan E. C. Sea Spray as a Function of Low Elevation Wind Speed.---J. Geohys. Res., 1968, v. 73, No. 4.
- 4. Toba Y. Drop Production by Bursting of air Bubbles on the Sea Surface. III. Study by Use of a Wind Flume.— J. Meteorol. Soc. Jap., 1962, v. 40, No. 1.
- 5. Östlund H. G. Hurricane Tritium III: Evaporation of Sea Water in Hurricane Faith 1966 .-- J. Geophys. Res., 1970, v. 75, No. 12.

- Кргиан А. Х. Физика атмосферы. М., Гостехиздат, 1953.
 Риль Г. Тропическая метеорология. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
 Dunn G. E., Miller B. I. Atlantic Hurricanes, Stanford Univ. Press, 1964.
- 9. Palmén E., Riehl H. Budget of Angular Momentum and Energy in Tropical Cyclones.-J. Meteorol., 1957, v. 14, No. 2.
- 10. Ариель Н. З., Бортковский Р. С., Бютнер Э. К. Оценка роли штормов в тепло- и влагообмене океана с атмосферой. Труды ГГО, 1972. вып. 282.
- 11. Peterssen S. Introduction to meteorology. McGraw-Hill, N. Y., 1970.
- 12. Кодрау О. Д. Характеристика штормовой деятельности, связанной с образованием тропических циклонов в западной части Северной Атлантики. Труды ГГО, 1965, вып. 182.
- 13. Cry G. W. Tropical Cyclones in North Atlantic Ocean. Tracks and Frequencies of Hurricanes and Tropical Storms, 1871-1963. Wash.- Techn. Pap., 1965, No. 55.

Н. В. КУЧЕРОВ

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ СКОРОСТЕЙ ВЕТРА В ТИХОМ ОКЕАНЕ ПО СЕЗОНАМ И ШИРОТАМ

Целью настоящей работы является определение повторяемостей среднечасовых значений модуля скорости ветра над океаном и сопоставление их с кривой максвелловского распределения и с данными американского морского климатического атласа [1].

В качестве исходного материала были взяты наблюдения скорости ветра на высоте 10—11 м над поверхностью моря, полученные экспедиционными судами за период с 1962 по 1971 г. Было обработано свыше 42 600 среднечасовых измерений скорости ветра. Район исследований располагался от 50° с. ш. до 50° ю. ш. и от 140° до 180° в. д. Весь материал в пределах указанных долгот был разделен на 20-градусные широтные полосы. Для удобства обработки число случаев для каждой градации скоростей выражено в процентах от общего числа случаев. Результаты обработки сведены в табл. 1. В колонках 3, 5, 7, 9, 11 помещены повторяемости скорости ветра, полученные по судовым измерениям (н), а в колонках 4, 6, 8, 10, 12— повторяемости, рассчитанные по кривой максвелловского распределения (р) в соответствии с формулами:

$$\eta_{0-5} = 1 - e^{-u_1^2/u^2}, \quad \eta_{5-10} = e^{-u_1^2/u^2} - e^{-u_2^2/u^2}, \quad \dots, \quad \eta_{>17} = e^{-u_4^2/u^2},$$

где η — повторяемость скоростей ветра в диапазонах 0—5, 5—10, 10—14, 14—17 и > 17 м/с; u_1 , u_2 , u_3 и u_4 — скорости ветра, соответственно равные 5, 10, 14 и 17 м/с, $\overline{u^2}$ — средний квадрат скорости во всем диапазоне значений для фиксированной полосы широт и сезона.

На рис. 1 приведена корреляционная зависимость отношения $\overline{u^2/u^2}$ от средней скорости. Из рисунка видна тенденция возрастания этого отношения с уменьшением средней скорости ветра. На рис. 2 показана корреляционная связь повторяемостей, полученных по экспериментальным данным, с рассчитанными по кривой распределения Максвелла. Удовлетворительная согласованность экспериментальных данных с рассчитанными свидетельствует о том, что повторяемость скоростей ветра во всем рассмотренном диапазоне

Таблица 1

Повторяемость скоростей ветра

рости	МВИН	$\overline{u}^2/\overline{u}^2$	18	1,23 1,23 1,23 1,19 1,22	1,22 1,26 1,24 1,17 1,23	1,25 1,19 1,19 1,16 1,17	1,21 1,25 1,29 1,32 1,32
ние ско	ветра аблюдеі	$\left \frac{1}{u^2} \right $	17	$128, 3 \\ 94, 0 \\ 52, 0 \\ 54, 5 \\ 75, 6$	78,4 56,7 38,6 76,6 86,9	65,6 63,7 63,1 63,1 85,6 212,9	100,1 64,5 53,0 64,2 64,2 78,0
Сред	н оп	17	16	$10,2 \\ 6,4 \\ 6,8 \\ 7,9$	8.07.088 4.167.0	7,72 10,2 10,2	9,1 7,4 7,4 7,7
с по	IM [1]	>17	15	10,0 33,3 20,0	00004 00004	0,00++ 0,00,0,4	, 30, 00 , 30, 00, 00, 00, 00, 00, 00, 00, 00, 00
/W 77	даннь	0—5	14	38 33 38 38 38 38	32 26 33 33	32 43 27 27	300 300 300 300 300 300 300 300 300 300
140.00	часовых	набл.	13	6200 2509 2979 1767 995	4197 1552 1675 1240 350	4035 1768 3749 2498 283	$\begin{array}{c} 2737 \\ 952 \\ 939 \\ 1367 \\ 887 \end{array}$
	> 17	С,	12	$[\begin{array}{c} 10,0\\ 4,6\\ 0,4\\ 0,5\\ 0,5\\ 0,2 \end{array}]$	0000 30000 30000	9,00 33,00 9,30	3,5 3,0 3,0 3,0
	Λ	H	11	9,4 0,1 0,5	2,0004 0,0004	0,000 0,000 0,000	
	-17	ď	10	12,0 12,0 1,6 2,8 2,8	25,8 7,8 1,1 8,0 7,1 8,0 7,8 9,0 8,0 8,0 8,0 8,0 7,8 9,0 8,0 7,8 9,0 8,0 7,8 9,000 7,8 9,000 7,8 9,000 7,8 9,000 7,8 9,000 7,8 9,000 7,8 9,000 7,8 9,000 7,8 9,000 7,8 9,000 7,8 9,000 7,8 9,000 7,8 9,000 7,8 9,000 7,8 9,000 7,8 9,000 7,8 9,000 7,8 9,000 7,0000 7,0000 7,0000 7,0000 7,00000000	10,00 10,00 10,00	∞
	14-	H	6	14 7 1,0 1 6 6	00040	[20150	412-128
/c		b	8	24 13 22 22	$^{14}_{21}$	17 16 21 21 21	10 10 10 13 13 13 13 13 13 13 13 13 13 13 13 13
m m	10	H	7	25 110 118 118	22 0 23 23 23 23 23	11 32 3 32 3	25 112 20 20
	-10	d	9	36 35 47 46	44444444444444444444444444444444444444	84 84 84 44 88 84 84 86 84 86 86 86 86 86 86 86 86 86 86 86 86 86	41 47 47 47
	2	H .	5	35 46 60 48	47 53 47 84 47	3228420 322840	46 57 38 38
	5	d	4	18 23 29 29 29	27 26 26 26 26	33 31 33 33 33 33 33 33 33 33 33 33 33 3	833337 7833337 78
		н	3	17 18 38 26 26	15023	30 30 11 12 12	22 35 35
	0 9-		2	50 - 30 c. 30 - 10 c. 10 c 10 n. 30 - 50 n.	50 - 30 c. 30 - 10 c. 10 c 10 n. 30 - 50 n.	50 - 30 c. 30 - 30 c. 30 - 10 c. 10 10 b. 30 b. 30 b.	50 – 30 c 30 – 10 c 10 c – 10 c 30 – 30 m 30 – 50 m
	Сезон			Декабрь— февраль	Mapr Maŭ	Июнь— август	Сентябрь— ноябрь

скоростей близка к максвелловскому распределению и что качество наблюдений удовлетворительное.

В колонках 14, 15 приведены ве- $\overline{u^2}$ личины повторяемостей для соот- \overline{u}^2 ветствующих сезонов и участков, 1,3 г полученные из морского климатического атласа [1]. Из сопоставления колонок 11 и 15 видно, что в диапазоне скоростей ветра >17 м/с имеется вполне удовлетворительная согласованность между данными, взятыми из климатического атласа, и измерениями на советских судах. Из соотношения колонок 3 и 14 для диапазона скоростей ветра 0-5 м/с следует, что малые скорости ветра советскими судами наблюда- 11 лись меньшее число раз, чем этого следовало ожидать по данным морского климатического атласа [1]. %







Рис. 2. Соотношение экспериментально полученных и рассчитанных повторяемостей скоростей ветра для различного диапазона скоростей.

1) 0-5 M/c, 2) 5-10 M/c, 3) 10-14 M/c, 4) 14-17 M/c, 5) >17 M/c. Из табл. 1 хорошо видна асимметричность хода повторяемостей скоростей ветра во всех диапазонах скоростей ветра для широтных полос 50—30 и 30—10° северного и южного полушарий в исследуемом участке акватории Тихого океана. Так, например, если в декабре—феврале в северном полушарии на широте 40° наблюдается возрастание кривой распределения до максимума, то для этого же времени в южном полушарии на широте 40° наблюдается понижение кривой распределения скоростей ветра до минимума. В июле—августе для 40° ю. ш. наблюдается максимум кривой распределения скоростей ветра, что соответствует для этих широт зимним условиям; в это же время в северном полушарии наблюдается минимум кривой распределения скоростей ветра.

В табл. 2 представлена вероятность наблюдения скорости ветра больше 17 м/с по сезонам в зависимости от широты, на которой находится судно. Из таблицы видно, что подавляющее количество случаев штормов наблюдается в осенне-зимний период и что вероятность сильно увеличивается по мере удаления от экватора. От осени к зиме вероятность наблюдения скорости ветра u > 17 м/с сильно возрастает, а в весенне-летний период сильно уменьшается.

Таблица 2

Вероятность	(%) набл	пюдения	скорости	ветра
-	более	17 м/с	-	-

φ ⁰	Осень	Зима	Весна	Лето
40	3,3	9,2	2,2	0,2
20	0,3	1,6	0,2	0,8

Вероятность встречи случаев u > 17 м/с в зоне от 10° с. ш. до 10° ю. ш. очень мала и в среднем составляет около 0,03% от общего числа наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Marine climatic atlas of the world. V. 8. Ed. by H. L. Guetches, O. M. Davis. Waschington, 1969.

Б. Н. ЕГОРОВ, Т. В. КИРИЛЛОВА

СУММАРНАЯ РАДИАЦИЯ НАД ОКЕАНОМ В УСЛОВИЯХ БЕЗОБЛАЧНОГО НЕБА

При построении карт «Атласа теплового баланса земного шара» [1] было принято предположение о том, что суммы возможной радиации, полученные на основании обобщения наблюдений на континентах, можно распространить и на океан.

В настоящее время появилась возможность проверки этого предположения на основании использования данных актинометрических наблюдений на научно-исследовательских судах.

Н. А. Тимофеевым [2] для определения дневного хода суммарной радиации и месячных сумм ее рекомендована методика. основанная на наблюдениях над океаном. При этом им использованы наблюдения рейсов НИС «Ю. М. Шокальский» и «А. И. Воейков» за 1958—1963 гг. В цитируемой работе принимается, что над океаном аэрозольное ослабление можно считать постоянным, и расчет суммарной радиации рекомендуется проводить с помощью коэффициента прозрачности, приведенного к единичной массе атмосферы. Указанная методика положена в основу расчета карт «Атласа теплового баланса океанов» [3]. Месячные суммы возможной радиации, рекомендуемые здесь для океанов, отличаются от принятых в работе [1]. Как следует из сопоставления, над океаном возможная радиация меньше, чем над континентом. В зимнее время различия относительно велики, в среднем составляют 10%. Летом в зоне широт 0-30° обоих полушарий они порядка 5%. Что касается широтной зоны 40-60°, то здесь летом различия малы и имеют разные знаки.

Можно указать на несколько возможных причин этих различий. Прежде всего, над океаном и континентом неодинаковы условия прозрачности атмосферы. Кроме того, различия в рассеянной и суммарной радиации могут быть обусловлены различиями в альбедо поверхностей суши и океана. И, наконец, на результаты расчета могут оказать влияние различия в методике обработки материалов.

В данной работе была поставлена задача сопоставить дневной ход суммарной радиации над океаном и континентом при одинаковой прозрачности атмосферы. При этом нам казалось правильным не вводить никаких ограничений относительно ослабления радиации за счет аэрозольной составляющей и использовать данные непосредственных наблюдений за прямой и рассеянной радиацией.

В нашем распоряжении имелись данные наблюдений в Северной Атлантике на судах Гидрографии и ААНИИ за 1958—1969 гг. и данные шести рейсов НИС «Ю. М. Шокальский» и «А. И. Воейков», где при ясной погоде проводились учащенные наблюдения за прямой и рассеянной радиацией.

При обработке наблюдений была принята методика, рекомендуемая для условий суши, чтобы при сопоставлении суммарной радиации над океаном и над континентом по возможности исключить ошибки за счет различий в методике. В частности, в качестве характеристики прозрачности атмосферы нами был принят коэффициент прозрачности при массе атмосферы, равной 2. Использование этого коэффициента имеет и то преимущество, что значительно чаще можно наблюдать прямую радиацию при высоте солнца $h=30^\circ$, чем 90°, и, таким образом, можно избежать ошибок при экстраполяции к значениям S при $h=90^\circ$.

Прямая радиация

Для получения зависимости прямой радиации от высоты солнца и от прозрачности атмосферы над океаном были построены кривые дневного хода прямой радиации. При построении этих кривых отбирались случаи, когда имелось не менее четырех наблюдений за прямой радиацией в дополуденное или послеполуденное время. Полагалось, что каждая из построенных кривых характеризует изменения прямой радиации при одном неизменном значении прозрачности атмосферы.

Далее, с полученных кривых снимались значения прямой радиации для высот солнца, кратных 10°. Полученные ряды группировались по интервалам значений коэффициента прозрачности, определяемого при массе атмосферы, равной 2. Величины p_2 определялись по значениям прямой радиации при высоте солнца 30° для каждого ряда.

Всего удалось использовать 438 таких рядов, включающих около 2600 отдельных наблюдений за прямой радиацией над океаном. Каждое наблюдение прямой радиации на перпендикулярную солнечным лучам поверхность приводилось к среднему расстоянию между Землей и Солнцем.

В табл. 1 приведены средние величины прямой солнечной радиации в зависимости от высоты солнца в различных интервалах значений коэффициента прозрачности p_2 .

Данные таблицы показывают, что значения прямой радиации при $h = 30^{\circ}$ изменяются от 0,86 до 1,31, при средних значениях 1,05—1,12.

Если сопоставить эти данные с результатами теоретических расчетов, приведенных в монографии С. И. Сивкова [4], то полученные значения прямой радиации при влагосодержании 3 см, являю-

щемся средним для океана, соответствуют значениям «оптической плотности» атмосферы $\tau = 0,2 \div 0,3$, т. е. близким к величинам, которые дает Сивков для реальной атмосферы над континентом.

Таким образом, средним условиям над океаном соответствуют относительно высокие значения «оптической плотности» атмосферы, поскольку для океана характерна значительно меньшая запыленность по сравнению с континентом. Возможным объяснением этогоявляется то, что над океаном больше конденсационная мутность.

В табл. 2 представлена зависимость прямой радиации от высоты солнца над континентом, заимствованная у Сивкова [5], и над океаном, рекомендуемая Тимофеевым [2], при тех же величинах интенсивности при $h = 30^{\circ}$, которые указаны в табл. 1.

Таблица 1

Интервал				1	1°				Число
прозрачности	10	20	30	40	50	60	70	80	рядов
< 0,680 0,680-0,699 0,700-0,719 0,720-0,739 0,740-0,759 0,760-0,779 0,780-0,799 > 0,800	0,40 0,49 0,53 0,60 0,67 0,71 0,81 0,89	0,69 0,77 0,83 0,92 0,97 1,02 1,07 1,18	0,86 0,94 1,00 1,05 1,12 1,17 1,23 1,31	0,97 1,06 1,11 1,15 1,21 1,26 1,32 1,39	1,05 1,13 1,18 1,22 1,27 1,32 1,37 1,44	1,10 1,18 1,23 1,26 1,31 1,35 1,40 1,47	1,14 1,21 1,26 1,29 1,33 1,38 1,43 1,43 1,48	1,16 1,23 1,27 1,31 1,34 1,40 1,44 1,49	33 50 63 76 77 62 51 26

Средние значения прямой солнечной радиации на перпендикулярную лучам поверхность (кал/(мин · см²)) в зависимости от высоты солнца

Сопоставление данных табл. 1 и 2 показывает, что над океаном прямая радиация, по нашим данным, во всем диапазоне прозрачности при $h < 30^{\circ}$ несколько больше, а при $h > 30^{\circ}$ — меньше, чем над континентом. Из этого следует, что вычисление коэффициента прозрачности при m=2, производимое по методике, основанной на континентальных данных, приводит для океана к завышенным результатам при $h < 30^{\circ}$ и заниженным — при $h > 30^{\circ}$.

В табл. З представлена осредненная по всем интервалам прозрачностей, указанных в табл. 2, выраженная в процентах разность между значениями коэффициента прозрачности p_2 , вычисленными по таблицам Сивкова, и фактическими для океана.

Из табл. З следует, что вычисление коэффициента прозрачности p_2 по таблицам Сивкова приводит при $h > 30^\circ$ к результатам, в среднем на 1% ниже фактических.

Фактические значения коэффициента прозрачности над океаном для различных высот солнца, полученные при введении в величины p_2 , вычисленные по Сивкову, средней поправки, взятой из табл. 3, приведены в табл. 4.

Что касается сопоставления прямой радиации по нашим данным и по данным Тимофеева, то при низких значениях прозрачности

Таблица 2

Средние значения прямой солнечной радиации на перпендикулярную лучам поверхность (кал/(мин · см²)) в зависимости от высоты солнца и прозрачности атмосферы (по S₂) по С. И. Сивкову [5] и по Н. А. Тимофееву [2]

					h°				
S_2	Автор	10	20	30	40	50	60	70	80
0,86	[5] [2]	0,40	0,69	0,86	0,99	1,09	1,15	1,17	1,18
0,94		0,48	0,77	0,94 0.94	1,07	1,15	1,20	1,23 1.14	1,25
1,00		0,53	0,83	1,00	1,12 1,09	1,19	1,24	1,27	1,28 1,23
1,05		0,58 0.62	0,88	$1,05 \\ 1.05$	1,16	$1,23 \\ 1,20$	1,28	1,31 1.27	1,32
1,12		0,65 0.67	$0,95 \\ 0.96$	$1,12 \\ 1,12$	1,23 1,22	1,29 1,28	1,34	$1,36 \\ 1,35$	1,38
1,17	[5]	0,71 0,72	$1,01 \\ 1,01$	1,17 1,17	$1,27 \\ 1,27$	1,33 1,33	1,38 1,37	$1,40 \\ 1,40$	1,42 1,41
1,23	[5] [2]	0,77	$1,07 \\ 1,07$	1,23 1,23	1,32 1,32	$1,38 \\ 1,38$	1,43 1,43	1,45 1,45	1,46 1,46
1,31	[5] [2]	0,85 0,85	1,16 1,16	1,31 1,31	1,39 1,40	$1,44 \\ 1,46$	$1,48 \\ 1,50$	$1,50 \\ 1,52$	$1,52 \\ 1,53$

Таблица З

Разность между значениями коэффициента прозрачности p_2 , вычисленными по таблицам С. И. Сивкова, и фактическими над океаном ($\overline{\Delta \%}$)

h ^o	• • •	. 10	20	30	40	50	60	70	80	
δ.	• .• •	. 0,7	0,4	0,0	0,7	-1,0	-1,4	-1,2	1,1	
									Габлица	ι4

Фактические значения p_2 над океаном

		h°									
(по Сивкову)	10	20	30	40	50	60	70	80			
$\begin{array}{c} 0,650\\ 0,675\\ 0,700\\ 0,725\\ 0,750\\ 0,775\\ 0,800 \end{array}$	0,645 0,670 0,695 0,720 0,745 0,769 0,794	0,647 0,672 0,697 0,722 0,747 0,772 0,796	0,650 0,675 0,700 0,725 0,750 0,775 0,800	0,654 0,680 0,705 0,730 0,755 0,780 0,805	0,657 0,682 0,707 0,732 0,758 0,783 0,808	$0,659 \\ 0,684 \\ 0,710 \\ 0,735 \\ 0,761 \\ 0,786 \\ 0,811$	$0,658 \\ 0,683 \\ 0,709 \\ 0,734 \\ 0,759 \\ 0,785 \\ 0,810$	$0,658 \\ 0,682 \\ 0,708 \\ 0,733 \\ 0,758 \\ 0,784 \\ 0,809$			

прямая радиация, рассчитанная по формуле Тимофеева, при $h > 30^{\circ}$ на 3—6% меньше; в средних интервалах прозрачности различия несущественные, а при высокой прозрачности значения прямой радиации у Тимофеева на 2—3% выше, чем у авторов.

Таким образом, за исключением высокой прозрачности, по обеим методикам подтверждается тот факт, что дневной ход прямой радиации над океаном несколько отличен от такового над континентами и различия носят неслучайный характер.

Что касается различий в дневном ходе прямой радиации над океаном по нашим данным и по Тимофееву, то, если исключить ошибки за счет различного числа случаев при осреднении в разных интервалах прозрачности, следует искать причину в том, что формула, предложенная Тимофеевым, получена им из предположения, что аэрозольное осслабление над океаном при m=1 составляет 2% от общего потока. В действительности в условиях Северной Атлантики, к которой относится основное количество актинометрических наблюдений, используемых в данной работе, аэрозольное ослабление составляет от 5 до 15% от общего потока [6].

Для полученной нами зависимости прямой радиации от высоты солнца и прозрачности можно найти аналитическое выражение. Следуя Сивкову [7], будем искать это выражение в следующем виде:

$$S_h = S_0 \left(\frac{S_{30}}{S_0}\right)^M, \qquad (1)$$

где $M = f(\sin h)$.

Прологарифмировав обе части равенства (1), будем иметь

$$M = \frac{\lg S_h - \lg S_0}{\lg S_{30} - \lg S_0}.$$
 (2)

Значения этой функции при различных высотах солнца и различной прозрачности атмосферы, вычисленные на основе табл. 1, приведены в табл. 5.

Таблица 5

Значения функции М при различных высотах солнца и различной прозрачности

c					h°			
\mathfrak{S}_2	10	20	30	40	50	60	70	80
$0,860,941,001,051,121,171,231,31\overline{M}$	1,92 1,86 1,92 1,86 1,89 1,96 1,89 1,96 1,91	$1,27 \\ 1,27 \\ 1,27 \\ 1,21 \\ 1,25 \\ 1,30 \\ 1,28 \\ 1,27 \\ $	1,00 1,00 1,00 1,00 1,00 1,00 1,00 1,00	0,86 0,85 0,86 0,86 0,86 0,86 0,86 0,86 0,85	0,76 0,75 0,76 0,77 0,78 0,77 0,78 0,77 0,79 0,77	0,70 0,69 0,69 0,71 0,72 0,72 0,72 0,72	0,65 0,66 0,66 0,70 0,68 0,70 0,68 0,70 0,68	0,63 0,64 0,65 0,65 0,69 0,66 0,67 0,69 0,65

Данные табл. 5 показывают, что значения функции *М* незначительно изменяются с изменением прозрачности, и, следовательно,

взяв средние значения *M*, мы будем иметь функцию, практически не зависящую от условий прозрачности.

График зависимости средних значений *M* от sin *h* представлен на рис. 1. Полученная кривая имеет вид показательной функции.



Рис. 1. Зависимость значений функции *M* от синуса высоты солнца.

 $Y = \lg \overline{M}$, то получится линейная зависимость вида

Если обозначить, $X = \lg \sin x$,

$$Y = -0,186 - 0,618X. \tag{3}$$

Возвращаясь к прежним переменным и потенциируя, будем иметь

$$\overline{M} = \frac{0,652}{(\sin h)^{0,618}}.$$
 (4)

Подставив значения \overline{M} в формулу (1), получим

$$S_{h} = S_{0} \left(\frac{S_{30}}{S_{0}} \right)^{\frac{0,652}{(\sin h)^{0,618}}}.$$
 (5)

В табл. 6 представлены величины интенсивности прямой радиации для различных высот солнца, рассчитанные по формуле (5).

Коэффициент корреляции между фактическими значениями прямой радиации и рассчитанными равен 0,996, среднее квадратическое отклонение равно 0,01.

Таблица б

				÷ .	h°				
	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$\begin{array}{c} 0,86\\ 0,94\\ 1,00\\ 1,05\\ 1,12\\ 1,17\\ 1,23\\ 1,31\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,40\\ 0,47\\ 0,53\\ 0,58\\ 0,66\\ 0,72\\ 0,80\\ 0,89\\ \end{array}$	0,69 0,77 0,83 0,89 0,96 1,02 1,08 1,18	$\begin{array}{c} 0,86\\ 0,94\\ 1,00\\ 1,05\\ 1,12\\ 1,17\\ 1,23\\ 1,31\\ \end{array}$	0,97 1,05 1,10 1,15 1,22 1,26 1,32 1,39	$1,04 \\ 1,12 \\ 1,17 \\ 1,22 \\ 1,28 \\ 1,32 \\ 1,37 \\ 1,44$	1,091,161,221,261,321,361,411,48	1,121,191,241,281,341,381,431,50	1,14 1,22 1,26 1,30 1,36 1,40 1,45 1,51	1,15 1,23 1,27 1,31 1,37 1,40 1,45 1,51

Величины прямой солнечной радиации на перпендикулярную лучам поверхность (кал/(мин · см²)), рассчитанные по формуле (6)

Введя в формулу (5) коэффициент прозрачности $p_2 = \gamma S_{30}/S_0$, будем иметь

$$S_{h} = S_{0} p_{2}^{\frac{1,304}{(\sin h)^{0,618}}}.$$
 (6)

Путем несложных алгебраических преобразований получим формулу зависимости прямой солнечной радиации от высоты солнца при неизменной прозрачности

$$S_{h_2} = S_0 \left(\frac{S_{h_1}}{S_0} \right)^{\left(\frac{\sin h_1}{\sin h_2} \right)^{0,618}}.$$
 (7)

Формула (7) позволяет рассчитать дневной ход прямой радиации над океаном по наблюдениям при одной фиксированной высоте солнца, если считать, что прозрачность атмосферы при этом является неизменной.

Рассеянная радиация

Для получения зависимости рассеянной радиации от высоты солнца при разных условиях прозрачности величины рассеянной радиации при безоблачном небе и малом количестве облаков, не превышающем 1 балла, группировались по различным интервалам коэффициента прозрачности атмосферы *p*₂, значения которого определялись по параллельным наблюдениям за прямой радиацией по формуле (6).

Весь материал, включающий 994 случая, был разбит на семь интервалов прозрачности p_2 от 0,650 до 0,800. Далее для каждого интервала строились графики зависимости значений рассеянной радиации от высоты солнца. Снятые с графиков средние значения рассеянной радиации при различных высотах солнца на середину интервала прозрачности приведены в первой строке табл. 7.

В этой же таблице для сравнения приведены значения рассеянной радиации безоблачного неба над океаном, взятые у Тимофеева [2], и над континентом, полученные М. С. Аверкиевым [8]. Данные Аверкиева пересчитаны нами для значений солнечной постоянной $S_0 = 1,98$ кал/(мин · см²).

Сопоставление данных табл. 7 показывает, что рассеянная радиация над океаном при малых высотах солнца (10—30°) несколько выше, чем у Тимофеева. При h>30° значения рассеянной радиации практически совпадают по обеим методикам.

Различия между значениями рассеянной радиации при малых высотах солнца можно отнести за счет специфики атмосферных условий над различными частями Мирового океана. Основная часть наблюдений, используемая авторами, относится к акватории Северной Атлантики, которая из-за относительно небольших, в сравнений с другими океанами, размеров больше подвержена влиянию окружающих ее континентов, откуда выносится значительное количество песка и пыли.

Таблица 7

-								
6 0	Monor				p_2			
<i>IL</i> -	метод	0,650	0,675	0,700	0,725	0,750	0,775	0,800
10	1	0,12	0,11	0,10	0,09	0,08	0,08	0,07
20	$\frac{2}{3}$ 1 2	0,10 0,16	0,09 0,15 0,13	0,08 0,14 0,12	0,07 0,13 0,11	$0,06 \\ 0,12 \\ 0,10$	0,06 0,10 0,09	0,09
30	$\frac{3}{1}$	0,15 0,18	0,13 0,17 0,15	0,12 0,16 0,14	0,11 0,15 0,13	$0,10 \\ 0,13 \\ 0,12$	0,09 0,11 0,11	0,11 0,10
40	$\begin{array}{c} 3\\1\\2\end{array}$	0,18 0,20	0,17 0,19 0,17	0,15 0,17 0,16	0,14 0,15 0,15	$0,12 \\ 0,13 \\ 0,13$	$0,11 \\ 0,12 \\ 0,12 \\ 0,12$	0,12 0,11
50	$\begin{array}{c} 3\\1\\2\end{array}$	$0,21 \\ 0,21 \\ -$	$0,19 \\ 0,20 \\ 0,19$	$ \begin{array}{c} 0,17 \\ 0,19 \\ 0,18 \end{array} $	0,16 0,17 0,16	$0,14 \\ 0,15 \\ 0,14$	$0,12 \\ 0,13 \\ 0,13$	0,13 0,11
60	3 1 2	0,23	0,21 0,21 0,20	0,19 0,19 0,19	0,17 0,17 0,17	$0,15 \\ $	$0,14 \\ 0,14 \\ 0,13$	0,13 0,12
70	$\begin{array}{c} 3\\ 1\\ 2\end{array}$	0,24 0,24	$0,22 \\ 0,22 \\ 0,21$	$ \begin{array}{c} 0,20 \\ 0,20 \\ 0.20 \end{array} $	0,18 0,17 0,17	$0,18 \\ 0,15 \\ 0.16$	0,16 0,14 0.14	0,13 0,12
80		$0,24 \\ 0,25$	0,22	0,20	0,18	0,16 0,15	0,15 0,14 0,14	-
	$\frac{2}{3}$	0,25	0,22	0,20	0,18	0,10	$0,14 \\ 0,15$	

Зависимость рассеянной радиации при безоблачном небе (кал/(мин см²)) от высоты солнца и прозрачности атмосферы над океаном и континентом

ПРИМЕЧАНИЕ. 1 — океан, 2 — океан [2], 3 — континент [8].

Что касается сравнения величин рассеянной радиации над океаном и континентом, то значения рассеянной радиации над континентом мало отличаются от аналогичных над океаном. Такие значительные величины рассеянной радиации, соизмеримые с континентальными значениями, обусловлены, видимо, большим количеством конденсационной мутности в атмосфере над океаном, играющей значительную роль в аэрозольном рассеянии.

По данным табл. 7 графическим методом были определены коэффициенты в известной формуле В. Г. Кастрова [9]

$$D = A \sin h^B, \tag{8}$$

характеризующей зависимость рассеянной радиации от прозрачности и высоты солнца. Значения коэффициента В незначительно меняются с изменением прозрачности. Поэтому возможно для всех условий прозрачности принять его среднюю величину, равную 0,365. Величины коэффициента А для разных значений прозрачности даны в табл. 8.

Таблица 8

Значения коэффициента А в формуле (8)

p_2	•	•	•	•	0,650	0,675	0,700	0,725	0,750	0,775	0,800
Α.					0,240	0,224	0,204	0,183	0,158	0,146	0,140

Среднее квадратическое отклонение значений рассеянной радиации, вычисленных по формуле (8), от фактических не превышает 0,02.

Суммарная радиация

Изменения суммарной радиации в зависимости от высоты солнца и прозрачности атмосферы представлены в табл. 9.

Таблица 9

40	Мотол				<i>p</i> ₂			
<i>16</i>	меюд	0,650	0,675	0,700	0,725	0,750	0,775	0,880
10	1	0,18	0,18	0,18	0,19	0,20	0,21	0,22
20		$0,15 \\ 0,39 \\7$	0,16 0,40 0,39	0,17 0,42 0,40	0,18 0,44 0,41	0,19 0,45 0,43	0,20 0,46 0,44	0,21 0,49 0,46
30	3 1 2	0,60	0,62	0,40 0,64 0,62	0,42 0,67 0,65	0,43 0,69 0,68	0,44 0,71 0.70	0,46 0,76 0.73
40	$3 \\ 1 \\ 2$	0,59 0,81	0,61 0,83 0,81	0,63 0,86 0,83	0,66 0,89 0,88	0,68 0,91 0,92	0,71 0,94 0,95	0,73 0,99 0,99
50	3 1 2	0,83	0,84 1,03 0,99	0,86 1,06 1,03	0,90 1,08 1,08	0,93 1,11 1,12	0,96 1,15 1,16	0,98 1,20 1,20
60	$\begin{array}{c} 3\\ 1\\ 2\end{array}$	1,16	1,06 1,19 1,14	1,08 1,22 1,18	1,10 1,25 1,24	$1,13 \\ 1,27 \\ 1,28$	1,16 1,32 1,33	1,18 1,37 1,38
70	$ \begin{array}{c} 3 \\ 1 \\ 2 \end{array} $	1,21 1,29	1,22 1,31 1,25	1,24 1,34 1,29	1,27 1,36 1,36	1,30 1,38 1,41	$1,34 \\ 1,44 \\ 1,46$	$1,38 \\ 1,48 \\ 1,51$
80	3 1 2 3	1,31 1,38 1.38	1,33 1,40 1,31 1.40	1,36 1,43 1,37 1,43	1,38 1,45 1,43 1,46	1,41 1,47 1,48 1,49	$1,45 \\ 1,52 \\ 1,54 \\ 1,52 $	1,49
	Ŭ] -,		.,	1,10	1,02	

Зависимость суммарной радиации при безоблачном небе (кал/(мин · см²)) от высоты солнца и прозрачности над океаном и континентом

ПРИМЕЧАНИЕ. 1 — океан, 2 — океан [2], 3 — континент [4].

Обработка материалов актинометрических наблюдений, послуживших основанием для составления данной таблицы, производилась так же, как и в случае рассеянной радиации.

В этой же таблице приведены значения суммарной радиации над океаном, взятые у Тимофеева [2], и над континентом, взятые у Сивкова [4]. Сопоставление данных табл. 9 показывает, что суммарная радиация, по нашим данным, в среднем на 1,5% выше, чем у Тимофеева.

Сравнение с континентальными данными показывает, что величины суммарной радиации над океаном в среднем близки континентальным.

Найдем аналитическое выражение зависимости суммарной радиации от высоты солнца и прозрачности атмосферы. Исходя из формул (6) и (8), имеем

$$Q = S' + D = S_0 p_2^{(\sin h)^{0.618}} \sin h + A (\sin h)^B.$$
(9)

Более простое выражение этой зависимости получим, предположив, что

$$Q = C (\sin h)^D, \tag{10}$$

где коэффициенты C и D зависят только от прозрачности атмосферы.

Зависимость lg Q от lg sin h при различных значениях коэффициента прозрачности p_2 получается в виде семейства прямых, на основании которых можно определить значения C и D. Определенные таким образом численные значения коэффициентов C и D приведены в табл. 10.

Таблица 10

				<i>p</i> ₂			
	0,650	0,675	0,700	0,725	0,750	0,775	0,800
; ;	1,40 1,22	1,42 1,19	1,45 1,18	1,48 1,14	1,50 1,13	1,55 1,13	1,60 1,10

Значения коэффициентов С и D в формуле (10)

Среднеквадратическое отклонение рассчитанных величин Q от фактических составляет 0,02.

Полученные нами результаты по зависимости суммарной и рассеянной радиации от высоты солнца над океаном свидетельствуют об очень незначительных различиях по сравнению с аналогичными данными для континентов. Поскольку при этом сопоставлении условия прозрачности одинаковы, то напрашивается вывод о том, что в условиях ясного неба различия в величинах альбедо поверхности океана и континента заметным образом не сказываются на величинах рассеянной и суммарной радиации. Однако если следовать рекомендации о том, что сопоставление рассеянной и суммарной радиации следует проводить с учетом различий в значениях альбедо, то рассеянная радиация над океаном должна быть меньше, чем над континентом. Учет влияния альбедо может быть произведен по формулам [4]

$$D_a = S' \left[\left(1 + \frac{D_0}{S'} \right) \frac{0.96}{1 - 0.2A} - 1 \right], \tag{11}$$

$$Q_a = Q_0 \left(\frac{0.96}{1 - 0.2A} \right), \tag{12}$$

где D_a , Q_a — рассеянная и суммарная радиация с учетом альбедо океана; D_0 , Q_0 — континентальные значения радиации, полученные при A = 20%; S' — прямая радиация на горизонтальную поверхность над континентом, взятая при той же прозрачности, что и D_0 .

Таблица 11

Годовой ход суточных сумм возможной радиации (северное полушарие)

φ°	<i>p</i> ₂	Ι	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	x	XI	XII
60	0,80 0,75 0,70 0,65	42 40 39 37	136 121 113 106	288 263 248 231	$510 \\ 466 \\ 431 \\ 412$	708 648 599 575	. 813 750 719 660	744 714 671 632	609 562 525 494	385 349 328 307	196 180 169 158	71 64 60 58	28 26 24 24 24
50	0,80 0,75 0,70 0,65	136 125 117 110	246 224 211 196	399 366 344 321	591 545 504 475	747 691 652 618	826 765 725 686	796 734 699 622	675 622 587 555	490 451 424 396	312 286 266 248	$176 \\ 150 \\ 149 \\ 140$	113 104 98 91
40	0,80 0,75 0,70 0,65	246 224 211 189	352 321 302 283	496 456 431 404	656 607 575 544	775 719 683 643	839 776 739 703	816 758 721 686	724 672 637 605	577 531 501 473	419 385 361 338	285 262 244 227	221 201 189 176
30	0,80 0,75 0,70 0,65	355 325 304 286	452 416 391 369	575 532 519 475	700 650 608 578	784 730 695 663	824 768 732 699	807 756 722 688	751 698 665 634	641 594 563 534	$515 \\ 473 \\ 445 \\ 420$	396 360 341 320	338 304 286 268
20	0,80 0,75 0,70 0,65	461 426 400 376	545 504 476 449	638 591 561 534	721 672 641 611	770 718 685 653	803 739 703 672	786 733 698 667	754 703 671 640	685 635 607 578	590 548 520 492	$\begin{array}{c} 492 \\ 454 \\ 426 \\ 402 \end{array}$	439 404 386 358
10	0,80 0,75 0,70 0,65	554 511 482 457	615 573 543 516	677 629 600 572	722 672 641 612	736 685 654 622	734 686 652 622	740 690 657 627	737 687 668 626	711 661 631 600	652 606 577 544	578 536 508 482	$549 \\ 498 \\ 470 \\ 445$
0	0,80 0,75 0,70 0,65	631 587 557 529	670 624 593 567	696 649 619 592	698 650 622 591	678 630 598 570	662 615 582 554	672 624 593 565	698 644 619 590	711 662 632 604	$696 \\ 645 \\ 614 \\ 583$	649 603 572 546	620 577 547 520
	J	l	1	I	I.	i	1	I	I I		1		1

Примечание. В настоящее время в методику подсчета сумм внесены некоторые уточнения и в последующих публикациях значения сумм будут несколько изменены.

7 Заказ № 263

Рассчитанные по формулам (11) и (12) с учетом величин альбедо океана, взятых из работы [10], значения рассеянной и суммарной радиации оказались соответственно на 15 и 2,5% ниже фактических значений.

Возможным объяснением такого положения является наличие дополнительных факторов, как, например, различной природы и характера рассеивающих частиц аэрозоля над океаном и континентом, что может привести к увеличению рассеянной радиации над океаном. Совокупное же действие всех причин оставляет рассеянную и суммарную радиацию над океаном такой же, как над сушей. Последний вопрос требует дополнительного изучения.

На основании полученной выше зависимости Q = f(h) при фиксированных значениях коэффициента прозрачности нами были рассчитаны суммы возможной радиации для значений p₂, равных 0,65; 0.70; 0.75; 0.80. При подсчете сумм нами были рассчитаны высоты солнца на 15-е число каждого месяца для середины каждого часа светлого времени суток, время восхода и захода солнца на эти же даты. С графиков Q = f(h) были сняты ординаты значений Q, соответствующие этим высотам солнца. Суточные суммы на середину каждого месяца рассчитывались методом трапеций. При этом была учтена рефракция, и поскольку полученные зависимости Q = f(h)относились к среднему расстоянию Земли от Солнца, то было учтено действительное расстояние Земли от Солнца на середину каждого месяца введением соответствующих поправочных множителей.

Результаты расчета представлены в табл. 11.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Атлас теплового баланса земного шара. Под ред. М. И. Будыко. М., 1963.
- 2. Тимофеев Н. А. Основные закономерности ослабления солнечной радиации безоблачной атмосферой над свободной ото льда поверхностью океана и окраинных морей. Труды ДВНИГМИ, 1965, вып. 20. 3. Атлас теплового баланса океанов. Под ред. А. Г. Колесникова. Изд. МГИ
- АН УССР. Севастополь, 1970. 4. Сивков С. И. Методы расчета характеристик солнечной радиации. Л., Гидрометеоиздат, 1968.
- 5. Сивков С. И. Методические указания по определению характеристик прозрачности атмосферы для актинометрических отделов гидрометеорологических обсерваторий. Л., Гидрометеоиздат, 1965.
- 6. Егоров Б. Н. Прозрачность атмосферы над Северной Атлантикой. Труды ГГО, 1971, вып. 282.
- 7. Сивков С. И. Обобщение эмпирических зависимостей между интенсивностью солнечной радиации, высотой солнца и прозрачностью атмосферы.-Труды ГГО, 1960, вып. 115.
- 8. А в е р к и е в М. С. Рассеянная радиация безоблачного неба. «Метеорология и гидрология», 1956, № 5.
- 9. Кастров В. Г. Актинометрические свойства мглы. «Социалистическое зерновое хозяйство», 1938, № 3.
- 10. Кириллова Т. В. Альбедо океана. Труды ГГО, 1971, вып. 282.

Г. В. ГИРДЮК, Б. Н. ЕГОРОВ, Т. В. КИРИЛЛОВА, Л. А. СТРОКИНА

ПРОЗРАЧНОСТЬ АТМОСФЕРЫ НАД ОКЕАНОМ И СУММЫ ВОЗМОЖНОЙ РАДИАЦИИ

Одним из путей определения сумм возможной радиации над океанами является расчет их по характерным значениям коэффициентов прозрачности. Характеристики прозрачности рассчитываются по данным наблюдений над прямой радиацией. Нами были использованы наблюдения в научно-исследовательских рейсах ДВНИГМИ, Мурманского УГМС, ААНИИ и в гидрографических экспедициях. Всего в нашем распоряжении имелось 5911 отдельных измерений, производившихся в разных широтных зонах Северной Атлантики, Тихого и Индийского океанов в различные сезоны года.

В качестве основной характеристики прозрачности мы остановились на коэффициенте прозрачности p_2 , измеренном при массе атмосферы, равной 2 (или пересчитанном для этой массы). Для определения p_2 использовалась методика, разработанная С. И. Сивковым для условий континента [1]. В среднем для года для акватории океана наиболее вероятным является значение коэффициента¹ прозрачности 0,75. При этом интервалу значений 0,70—0,79 соответствует 75% случаев от общего числа всех случаев.

В табл. 1 и 2 представлены значения коэффициента прозрачности p_2 , средние для четырех сезонов года по 10-градусным широтным зонам.

Таблица 1 объединяет данные рейсов судов в Тихом и Индийском океанах, а табл. 2 — данные рейсов судов в Северной Атлантике.

Как следует из таблиц, в среднем за год и в отдельные сезоны прослеживается определенный широтный ход с уменьшением значений коэффициента прозрачности к экваториальным широтам. Изменение p_2 с широтой выражено более четко в холодный период года. Амплитуда годового хода p_2 мала в низких широтах и больше — в высоких. В южном полушарии последнее обстоятельство выражено менее четко.

Особенности отдельных океанов проявляются в том, что значения p_2 в Тихом и Индийском океанах выше, чем в Атлантике, в зоне экваториальных и тропических широт. Объясняется это тем, что

· 99

Средние значения	коэффициента	прозрачности.	Тихий и	Индийский океаны	
					-

- 0		Сезс	H	
φυ	зима	весна	лето	осень
60-51 с. 50-41 40-31 30-21 20-11 10-0 0-10 ю. 11-20	зима 0,791 6 0,772 5 0,770 75 0,743 63 0,740 172 0,727 111 0,720 210 0,740	весна 0,776 6 0,716 46 0,718 66 0,730 72 0,718 76 0,698 98 0,732 31 0,732	лето 0,762 12 0,720 29 0,746 75 0,749 87 0,749 87 0,750 62 0,721 489 0,718 89 0,735	осень 0,764 133 0,736 54 0,750 70 0,750 37 0,711 30 0,718 40 0,729
21—30 31—40 41—50	101 0,742 77 0,750 23	$141 \\ 0,774 \\ 225 \\ 0,783 \\ 15 \\ 0,790 \\ 1$	47 0,728 45 0,749 99 0,760 13	350,771500,764240,7721

Примечание. В верхней строке табл. 1 и последующих табл. 2 и 3 дано значение p_2 , а в нижней строке — число случаев наблюдений.

Таблица 2

Средние значения коэффициента прозрачности. Северная Атлантика

	Сезон								
φ° C.	зима	весна	лето	осень					
7061	0,820	0,778	0,771	0,785					
60—51	0,772	0,782	0,759	0,753					
5041	0,749	0,777	0,749	0,760					
40-31	43	0,731	0,714	0,707					
30—21	0,721	0,711	0,695	0,726					
20—11	0,685	0,701	0,718	0,689					
10—0	$ \begin{array}{c} 5 \\ 0,677 \\ 14 \end{array} $	0,670 27	0,692 79	$\begin{vmatrix} 114\\0,716\\42 \end{vmatrix}$					
			1						

Северная Атлантика находится под большим влиянием окружающих ее континентов.

Несмотря на большое общее количество измерений, данных табл. 1 и 2 недостаточно для того, чтобы судить о сезонном и широтном ходе p_2 на отдельных океанах. Мы попытались объединить все данные вместе. При этом наблюдения в северном и южном полушариях Тихого и Индийского океанов мы также объединили вместе по соответствующим широтным зонам с учетом сопряженных сезонов года. В табл. 3 приведены эти данные. Сезоны указаны по северному полушарию.

Таблица З

		Cea	ЗОН	
φ.	зима	весна	лето	осень
70—61	0,820	0,778	0,771	0,785
60—51	0,785	0,782	0,759	0,753
50—41	0,753	0,764	0,746	0,762
40—31	0,753	0,731	0,724	0,726
30—21	0,740	0,748	0,719	0,748
20—11	0,739	0,721	0,741	0,708
10—0	0,720 335	0,700 156	0,718 657	186 0,715 112

Средние значения коэффициента прозрачности. Мировой океан

По данным табл. З мы провели сглаженный широтный ход по сезонам. При этом наибольшие трудности встретились для переходных сезонов — весны и осени, где разброс точек очень велик. Мы сочли возможным объединить эти сезоны и таким образом дать средние значения p_2 по широтам для зимы, лета и переходных сезонов. В табл. 4 представлены средние значения p_2 по широтам. На ос-

Широтный ход коэффициента прозрачности

Таблица 4

Course	φ ^o							
Сезон	60	50	40	30	20	10	0	
Зима Весна (осень) Лето Среднее за год	0,80 0,78 0,76 0,78	0,77 0,76 0,75 0,76	0,76 0,75 0,74 0,75	0,75 0,74 0,73 0,74	0,74 0,73 0,72 0,73	0,73 0,72 0,72 0,72	0,72 0,72 0,71 0,72	

новании данных табл. 4 и по полученным ранее зависимостям сумм возможной радиации от коэффициента прозрачности [2] рассчитаны сезонные и годовые суммы возможной радиации для Мирового океана. Результаты расчетов представлены в табл. 5.

Таблица 5

Сезонные суммы	возможной	радиации	для	Мирового	океана (ккал	/CM ²)
----------------	-----------	----------	-----	----------	----------	------	------------------	---

Constr	φ ⁰								
Сезон	60	50	40	30	20	10	0		
Зима Весна Лето Осень Год	$6,1 \\ 44,5 \\ 63,1 \\ 19,4 \\ 133,1$	13,750,065,027,7156,4	22,7 54,7 66,9 35,7 180,0	31,0 57,9 66,8 42,7 198,4	39,3 59,5 64,8 48,6 212,2	46,2 59,0 61,9 53,0 220,1	52,0 57,5 55,6 56,4 221,5		

Приведенные в табл. 4 значения p_2 и соответствующие суммы возможной радиации не дают оснований для дифференциации этих характеристик по акваториям отдельных океанов, а также для получения средних месячных значений коэффициента прозрачности на отдельных широтах.

Для того чтобы учесть особенности климатических условий отдельных океанов, мы попытались увязать данные наблюдений по прозрачности с упругостью водяного пара и с температурой воздуха в приводном слое. С этой целью все экспедиционные данные p_2 были разбиты по градациям упругости водяного пара, начиная с градации 3—6 мб и далее через 3 мб, а затем были определены зависимости $p_2(e)$ для Северной Атлантики и Тихого и Индийского океанов. Однако использование этих зависимостей затруднительно в связи с неравномерностью освещения отдельных акваторий океана данными по влажности воздуха. Поэтому мы предпочли использовать для нашей задачи связи коэффициента прозрачности с температурой воздуха.

Основанием для этого послужила высокая корреляция между температурой воздуха и упругостью водяного пара над поверхностью океана, как это показано в работе [3].

В табл. 6 и 7 представлены данные по коэффициентам прозрачности при различных значениях упругости водяного пара и температуры воздуха; σ — средняя квадратическая ошибка среднего значения p_2 .

Полученные методом наименьших квадратов на основании табл. 6 и 7 уравнения регрессии имеют следующий вид:

для Тихого и Индийского океанов

$$p_2 = 0.785 - 0.0018t,$$
 (1)

для Северной Атлантики

$$p_2 = 0.799 - 0.0037t$$
.

Здесь *t* — температура воздуха в °С.

(2)

Зависимость коэффициеита прозрачности от упругости водяного пара и температуры воздуха. Тихий и Индийский океаны

						p_2					ļ
	0,767	0,756	0,754	0,754	0,766	0,752	0,737	0,741	0,735	0,726	0,653
Число случаев	28	60	134	215	281	295	261	534	896	181	11
е мб	4,5	7,5	10,5	13,5	16,5	19,5	22,5	25,5	28,5	31,5	34,5
t° C	0,7	6,7	11,2	14,8	18,0	20,8	23,4	25,7	27,8	29,7	31,4
σ_{p_3}	0,035	0,045	0,029	0,033	0,025	0,033	0,039	0,029	0,033	0,041	0,021
		_				_		_	-	_	

Зависимость коэффициента прозрачности от упругости водяного пара и температуры воздуха. Севериая Атлантика

r~

Таблица

	0,690	44	31,5	29,7	0,037	
	0,701	174	28,5	27,8	0,037	
	0,710	194	25,5	25,7	0,036	
	0,704	217	22,5	23,4	0,040	
p_2	0,722	212	19,5	20,8	0,034	
	0,738	179	16, 5	18,0	0,035	
	0,743	221	13,5	14,8	0,031	
	0,758	313	10, 5	11,2	0,032	
	0,778	262	7,5	6,7	0,033	
	0,799	217	4,0	0,5	0,033	
		Число случаев	<i>e</i> MÓ	<i>t</i> ° C	\mathfrak{G}_{p_2} · · · · · ·	

Таблица б

На рис. 1 дано сопоставление полученных прямых. Как следует из этого рисунка, одним и тем же значениям температуры воздуха соответствуют разные значения коэффициента прозрачности в условиях Тихого и Индийского океанов и в условиях Северной Атлантики. Различия в значениях коэффициента прозрачности увеличиваются с возрастанием температуры воздуха и максимальны в экваториальных и тропических широтах, где они достигают 0,04. При малых значениях температуры воздуха — около 7° С — значения коэффициентов прозрачности совпадают. Такие значения температуры воздуха (в среднем за месяц) наблюдаются в холодное полугодие на широте 50° в Атлантическом и Тихом и Индийском океанах. На



чис. 1. Зависимость коэффициента прозрачности атмосферы от температуры воздуха.

1 — Тихий океан, 2 — Атлантический океан.

этих широтах и условия прозрачности зимой будут одинаковы. Различия же в условиях прозрачности в южных широтах объясняются неодинаковым количеством аэрозоля над акваторией различных океанов. Определенный вклад может вносить в этот эффект, в частности, конденсационная мутность, о которой мы не имеем, к сожалению, никаких количественных характеристик.

По уравнениям (1) и (2) и среднемесячным значениям температуры воздуха в северном и южном полушариях для Атлантики и для Тихого и Индийского океанов [4] нами рассчитан широтный и годовой ход коэффициента прозрачности p_2 и построены изоплеты годового хода на различных широтах. Изоплеты годового хода представлены на рис. 2 *a* (Тихий и Индийский океаны) и на рис. 2 *б* (Атлантический океан). Следует отметить, что уравнения (1) и (2), полученные на основании экспериментальных данных в области положительных температур, не дают достаточных оснований для их использования в области отрицательных температур. Однако мы не

Рис. 2. Изоплеты годового хода коэффициента прозрачности атмосферы.

а — Тихий и Индийский океаны, б — Атлантический океан.



Таблица 8

Месячные суммы возможной суммарной радиации (ккал/см²)

		-			_					-		
φ ^O	I	II	111	IV	V	νï	VII	VIII	IX	X	XI	XII
			<i>a</i>)	Тихий	и Инд	цийски	й океа	ны				
60 с. 50 40 30 20 10 ю. 20 30 40 50 60	1,44,17,210,213,115,717,919,821,121,522,122,121,9	3,9 6,7 9,3 11,8 14,0 15,9 17,2 18,0 18,2 18,5 18,0 17,1 15,7	9,0 11,9 14,6 16,6 18,2 19,3 19,8 19,8 19,8 19,2 18,0 16,3 14,1 11,3	$\begin{array}{c} 15,2\\ 17,2\\ 18,7\\ 19,6\\ 20,1\\ 19,9\\ 19,2\\ 18,1\\ 16,5\\ 14,3\\ 11,8\\ 8,9\\ 5,7 \end{array}$	$\begin{array}{c} 21,5\\ 22,3\\ 22,8\\ 22,6\\ 22,0\\ 21,0\\ 19,2\\ 17,1\\ 14,5\\ 11,7\\ 8,6\\ 5,3\\ 2,2\\ \end{array}$	23,5 23,7 22,9 22,9 22,0 20,3 18,2 15,7 12,8 9,7 6,6 3,4 0,9	$\begin{array}{c} 22,7\\ 23,3\\ 23,7\\ 23,4\\ 22,5\\ 21,1\\ 19,0\\ 16,7\\ 13,9\\ 10,9\\ 7,6\\ 4,3\\ 1,4\\ \end{array}$	17,919,620,821,421,521,119,818,416,213,910,87,64,2	$11,0 \\ 13,9 \\ 15,9 \\ 17,6 \\ 19,6 \\ 19,6 \\ 19,0 \\ 18,1 \\ 16,4 \\ 14,2 \\ 11,7 \\ 9,6 \\ 19,6 \\ 19,0 \\ 18,1 \\ 16,4 \\ 21,7 \\ 11,7 \\ 9,6 \\ 10,10 \\ 1$	$\begin{array}{c} 5,9\\ 9,2\\ 12,2\\ 14,6\\ 16,8\\ 18,5\\ 19,7\\ 20,3\\ 20,4\\ 19,8\\ 18,8\\ 17,0\\ 15,2\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 2,1\\ 4,9\\ 8,1\\ 10,8\\ 13,4\\ 15,8\\ 17,8\\ 19,7\\ 20,4\\ 20,9\\ 20,8\\ 20,4\\ 19,6\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,9\\ 3,4\\ 6,4\\ 9,4\\ 12,4\\ 15,2\\ 17,6\\ 19,6\\ 21,2\\ 22,3\\ 22,9\\ 22,6\\ 23,0\\ \end{array}$
4 apr				б) Атл	тантич	еский	океан					
60 с. 50 40 30 20 10 0 10 ю. 20 30 40 50 60	$ \begin{array}{c} 1,3\\4,1\\7,1\\9,8\\12,6\\15,0\\17,3\\19,2\\20,3\\21,2\\21,7\\22,1\\22,2\end{array} $	$ \begin{array}{c} 3,8\\6,7\\9,2\\11,4\\13,5\\15,4\\16,5\\17,4\\17,5\\18,0\\17,6\\17,1\\16,0\\ \end{array} $	8,9 11,9 14,3 16,3 17,7 19,1 19,0 18,6 17,4 16,0 14,1 11,6	$ \begin{bmatrix} 15,0\\17,0\\18,2\\19,0\\19,4\\19,3\\18,6\\17,5\\16,0\\13,6\\11,5\\8,9\\5,8 \end{bmatrix} $	$\left\{\begin{array}{c} 21,2\\ 21,7\\ 22,1\\ 22,1\\ 21,4\\ 20,4\\ 18,5\\ 16,6\\ 14,1\\ 11,4\\ 8,4\\ 5,4\\ 2,3\end{array}\right.$	$ \begin{vmatrix} 23,2\\23,1\\22,8\\22,2\\21,2\\19,6\\17,6\\15,2\\12,4\\9,5,4\\3,5\\0,9 \end{vmatrix} $	$\begin{array}{c} 22,7\\22,7\\22,8\\22,6\\21,6\\16,3\\13,5\\10,6\\4,4\\1,5\end{array}$	$\begin{array}{c} 17,8\\19,1\\20,2\\20,7\\20,8\\20,7\\19,4\\18,0\\15,9\\13,5\\10,8\\7,8\\4,4\end{array}$	$\begin{array}{c} 10,9\\ 13,5\\ 15,5\\ 17,0\\ 18,2\\ 18,8\\ 19,0\\ 18,6\\ 17,6\\ 16,0\\ 13,5\\ 11,9\\ 9,9\\ \end{array}$	5,9 9,0 11,7 14,1 17,8 19,0 19,9 20,1 19,5 18,6 17,6 15,9	$\begin{array}{c} 2,1\\ 4,8\\ 7,7\\ 10,2\\ 12,9\\ 15,2\\ 17,2\\ 19,3\\ 20,0\\ 20,4\\ 20,5\\ 20,2\\ 20,2\\ 20,2\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,9\\ 3,4\\ 6,2\\ 9,1\\ 11,9\\ 14,7\\ 17,0\\ 19,1\\ 20,6\\ 21,8\\ 22,5\\ 23,2\\ 23,5\\ \end{array}$

Таблица 9

Месячные суммы возможной суммарной радиации для Мирового океана (ккал/см²)

		1			····		- /						
φ°	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	x	XI	XII	Год
60 с. 50 40 30 20 10 0 10 ю. 20 30 40 50 60	1,34,17,210,013,015,617,819,720,921,422,022,122,0	3,8 6,7 9,3 11,6 13,9 15,8 17,0 17,9 18,1 18,4 17,9 17,1 15,8	8,9 11,9 14,4 16,5 18,1 19,6 19,6 19,1 17,9 16,2 14,1 11,4	15,117,118,519,419,919,819,118,016,414,111,78,95,7	$\begin{array}{c} 21,3\\22,1\\22,5\\22,4\\21,8\\20,9\\19,0\\17,0\\14,4\\11,6\\8,6\\5,3\\2,2\end{array}$	$\begin{array}{c} 23,3\\ 23,5\\ 23,3\\ 22,6\\ 21,8\\ 20,2\\ 18,1\\ 15,6\\ 12,7\\ 9,6\\ 6,6\\ 3,4\\ 0,9\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 22,7\\ 23,1\\ 23,3\\ 23,1\\ 22,2\\ 21,0\\ 18,9\\ 16,6\\ 13,8\\ 10,8\\ 7,6\\ 4,3\\ 1,4\\ \end{array}$	$17,8 \\ 19,4 \\ 20,6 \\ 21,1 \\ 21,3 \\ 21,0 \\ 19,7 \\ 18,3 \\ 16,1 \\ 13,8 \\ 10,8 \\ 7,6 \\ 4,2 \\ 10,8 \\ 7,6 \\ 4,2 \\ 10,8$	$10,9 \\ 13,8 \\ 15,7 \\ 17,4 \\ 18,6 \\ 19,4 \\ 19,5 \\ 18,9 \\ 18,0 \\ 16,3 \\ 14,0 \\ 11,8 \\ 9,7 \\ 11,8 \\ 9,7 \\ 10,10$	5,9 9,1 12,0 14,4 16,6 18,4 19,5 20,2 20,3 19,7 18,8 17,2 15,4	$\begin{array}{c} 2,1\\ 4,9\\ 7,9\\ 10,6\\ 13,3\\ 15,7\\ 17,7\\ 19,6\\ 20,3\\ 20,8\\ 20,7\\ 20,3\\ 19,8 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,9\\ 3,4\\ 6,3\\ 9,3\\ 12,3\\ 15,1\\ 17,5\\ 21,1\\ 22,2\\ 22,8\\ 22,8\\ 22,8\\ 23,1 \end{array}$	$\begin{array}{c} 134,0\\ 159,1\\ 181,0\\ 198,4\\ 212,8\\ 222,1\\ 223,4\\ 220,9\\ 211,9\\ 196,6\\ 176,9\\ 154,9\\ 131,6\end{array}$

имели другого выхода и воспользовались экстраполяцией полученных прямых на область отрицательных температур. На рис. 2 изоплеты значений *p*₂, соответствующие отрицательным значениям температуры воздуха, даны пунктирными линиями.

По годовому ходу значений коэффициента прозрачности p_2 рассчитаны месячные суммы возможной радиации для Тихого и Индийского океанов (табл. 8 *a*) и Атлантического (табл. 8 *б*) для обоих полущарий. Для того чтобы получить характерные значения для всего Мирового океана, данные табл. 8 *a* и 8 *б* объединены с учетом площадей отдельных щиротных зон каждого океана. Результирующая табл. 9 дает эти объединенные данные. Сопоставление годовых сумм на различных щиротах с результатами, полученными в табл. 5, где расчет производился по средним значениям p_2 , непосредственно измеренным, показывает хорошее согласование. Результаты сопоставления годовых сумм приведены в табл. 10. Здесь данные табл. 9 объединены по обоим полушариям.

Таблица 10

Сопоставление годовых сумм возможной радиации, полученных разными методами (кал/(сут · см²))

				φ ⁰			
	60	50	40	30	20	10	0
По $p_2(t)$ По p_2	132,8 133,1	157,0 156,4	179,0 180,0	197,5 198,4	212,4 212,2	221,5 220,1	223,4 221,5

Наконец, представляет интерес сопоставить полученные нами результаты (табл. 9) с использующимися в настоящее время данными по возможной радиации, помещенными в Атласе теплового баланса земного шара [5], и рекомендуемыми в последнее время данными Н. А. Тимофеева [6]. В табл. 11 дано такое сопоставление в виде отношений месячных и годовых сумм.

Таблица 11

Отношения сумм возможной радиации

	φ ^o
	60 с. 50 40 30 20 10 с. 0 10 ю. 20 30 40 50 60 ю.
	Q0(по работе [5])
	Q_{0} (по рекомендациям авторов)
I VII Год	$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$
	Q ₀ (по работе [6])
	$\overline{Q_0}$ (по рекомендациям авторов)
I VII Год	$ \begin{smallmatrix} 0,91 & 1,04 & 1,11 & 1,12 & 1,08 & 1,08 & 1,09 & 1,09 & 1,10 & 1,13 & 1,13 & 1,12 \\ 0,98 & 1,00 & 0,98 & 0,96 & 0,96 & 0,94 & 0,96 & 0,96 & 0,97 & 0,97 & 0,95 & 0,89 \\ 0,98 & 1,01 & 1,02 & 1,03 & 1,05 & 1,06 & 1,07 & 1,07 & 1,05 & 1,05 & 1,06 & 1,05 \\ \end{smallmatrix} $
	103

Как следует из табл. 11, наблюдаются существенные различия между значениями возможной радиации по данным различных авторов. В среднем за год в приэкваториальных широтах они достигают 7—14%. В умеренных широтах эти различия меньше. В течение года отношения сумм возможной радиации меняются от максимальных значений в зимний период до минимальных — в летний период.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Сивков С. И. Методы расчета характеристик солнечной радиации. Л., Гидрометеоиздат, 1968.
- 2. Егоров В. Н., Кириллова Т. В. Суммарная радиация над океаном в условиях безоблачного неба. — См. наст. сб.
- 3. Гирдюк Г. В., Малевский-Малевич С. П. Методика расчета эффективного излучения поверхности океана.— См. наст. сб.
- 4. U. S. Navy Marine Climatic Atlas of the World. V. 8. The World, 1969.
- Атлас теплового баланса земного шара. Под ред. М. И. Будыко. М., 1963.
 Тимофеев Н. А., Шаханова Т. В., Шутова Е. Н. Метод расчета режимных значений составляющих радиационного баланса морей и океанов. — Морские геофиз. исслед. Т. 42. Киев, 1969.
Г. В. ГИРДЮК, Б. Н. ЕГОРОВ, Т. В. КИРИЛЛОВА, Л. В. НЕСИНА

ВЛИЯНИЕ ОБЛАЧНОСТИ НА СУММАРНУЮ РАДИАЦИЮ, ПОСТУПАЮЩУЮ НА ПОВЕРХНОСТЬ ОКЕАНА

Для оценки влияния облачности на суммарную радиацию необходимо определить значение $Q/Q_0 = f(n)$ для условий океана. Здесь Q и Q_0 — суммарная радиация при облачном и безоблачном небе соответственно, n — облачность.

Для решения этой задачи в нашем распоряжении имелись данные наблюдений над суммарной радиацией в дневные сроки с одновременными наблюдениями балла и формы облаков. Такие наблюдения проводились на судах Мурманского УГМС, ААНИИ и в ряде других экспедиций в Северной Атлантике (0—70° с. ш.) и в южной части Баренцева моря. Всего использовано 22 089 срочных актинометрических наблюдений.

Кроме того, нами использованы данные регистрации дневных сумм радиации в Тихом и Индийском океанах во время рейсов научно-исследовательских судов. При этом облачность, средняя за день, определялась по наблюдениям, которые производились каждые 3 часа. Всего мы имели 1848 дневных сумм, которые соответствовали различным средним баллам облачности. Отношение Q/Q_0 определялось нами для различных баллов облачности *п*. При определении отношений Q/Q_0 как для случаев дневных сумм, так и для случаев измерений при фиксированных высотах солнца нужно было знать величины возможной радиации Q_0 . Значения Q_0 , как для Северной Атлантики, так и для Тихого и Индийского океанов определялись по средним величинам прозрачности атмосферы [1, 2].

Рассчитанные отношения Q/Q_0 сопоставлялись с высотами солнца. В случае отдельных наблюдений это были высоты солнца в срок наблюдений. В случае дневных сумм это были полуденные высоты солнца. И в том и в другом случае интервалом при осреднении данных были выбраны градации в 10°.

Результаты обработки наблюдений представлены в табл. 1 (срочные наблюдения) и 2 (дневные суммы радиации). В соответствии с наблюдениями выделена общая облачность, облачность нижнего яруса и может быть определена облачность верхнего и среднего ярусов. На рис. 1 представлены графики зависимости Q/Q_0 от высоты солнца для общей облачности, для средних значений

Таблица

Зависнмость Q/Q₀ от высоты солнца и балла облачности. Севсрная Атлантика

(1-я строка), нижняя (2-я строка)	89 10	-2 $3-7$ $8-9$ 0 $1-2$ $3-7$ $8-9$ 10	$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$,82 0,73 0,58 0,58 0,58 0,50 0,41 0,34	1899 2814 714 202 889 521 7361
я (1-я строка), нижняя	89	_2 3_7 8_9	$ \begin{array}{c c} 0,82 \\ 1 \\ 285 \\ 285 \\ 464 \\ 1 \end{array} \right \begin{array}{c} 0,58 \\ 464 \\ 1 \\ 1 \end{array} \right \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ $	$ \begin{array}{c c} 0,77 & 0,67 & 0,52 \\ 6 & 311 & 438 \\ \end{array} $	$ \begin{array}{c c} 0,79 & 0,70 & 0,53 \\ 1 & 329 & 568 & 1 \\ \end{array} $	$\begin{array}{c ccccc} 0,83 & 0,74 & 0,57 \\ 8 & 339 & 339 & 493 \\ \end{array}$	$\begin{array}{c ccccc} 0,84 & 0,77 & 0,60 \\ 1 & 209 & 323 \end{array}$	$\begin{array}{c ccccc} 0,84 & 0,76 & 0,64 \\ 3 & 194 & 260 \end{array}$	$\begin{array}{c ccccc} 0,83 & 0,78 & 0,67 \\ 8 & 132 & 132 \\ \end{array}$	$\begin{array}{c c} 0,84 & 0,80 & 0,72 \\ 6 & 100 & 113 \end{array}$	0,82 0,73 0,58	4 1899 2814
(баллы) общая		0 1-	$\begin{vmatrix} 8 & 0, 79 \\ 87 & 61 \\ \end{vmatrix}$	$\begin{vmatrix} 2 \\ 101 \end{vmatrix}, 75 \end{vmatrix}$	$\begin{array}{c c} 0,78 & 0,78 \\ 112 & 71 \\ \end{array}$	$\begin{array}{c c} 0,79 \\ 113 \\ 113 \\ 58 \end{array}$	$\begin{array}{c c} 94 & 0,83 & () \\ 64 & 61 & 61 \\ \end{array}$	0,80 63,80 63)4 0,85 (62 38	$\begin{array}{c c} 34 & 0,91 \\ 6 & 36 \\ 36 \\ 36 \\ 36 \\ 36 \\ 36 \\ 36 \\ 36 \\$	3 0,79 (608 47
Облачность	37	1-2 3-7	$\begin{bmatrix} 0, 89 \\ 276 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0, 8 \\ 276 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0,99\\131 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0,9\\616 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0,96 \\ 658 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0,5 \\ 658 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0,98\\276\end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0,9\\512\end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0,99\\100\end{bmatrix} 343$	$\begin{bmatrix} 0,97\\106\end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0,9\\287\end{bmatrix}$	0,95 0,9 65 208	$\begin{array}{c c} 0,94 \\ 68 \\ 214 \\ 214 \end{array}$	0,96 0,9	012 3114
		0	0,00 131	$\begin{smallmatrix}&0,92\\168\end{smallmatrix}$	0,94 165	$^{0,95}_{161}$	$^{0,04}_{104}$	0,95 83	$0,94 \\ 69$	$^{0,93}_{18}$	0,93	899
	2	1-2	1,04 129	$^{1.00}_{1.57}$	$ 1,04 \\ 161$	1,00 179	$115^{1},00$	0,97 82	0,94 85	0,94 79	1,00	987
	1-	1	1,02 93	$ 111,04 \\ 111$	0,99	0,98 92	$^{1,02}_{78}$	0,98 54	0,96 53	0,94	1,00	595
	оV		ŝ	15	25	35	45	5 5	65	75	Среднее	Число случаев

Примечание. Во второй строке табл. 1 и 2 указано число случаев наблюдений.

Таблица 2

Зависимость Q/Q₀ от полуденной высоты солнца (h_{пп}) и балла облачности. Тихий и Индийский океаны

				Облач	иность (б	аллы) о(5щая (1-	я строка	т), нижня	ня (2-я с	:трока)				
$h^{\circ}_{_{\Pi \Pi}}$	c	- -	-2		37			¢	6				10		
	>	0	1—2	0	12	3—7	0	12	37	8—9	0	12	37	68	10
10 <u></u> 20		1		[I	$^{0,76}_{2}$		I	0,60	$\begin{array}{c} 0,74\\ 2 \end{array}$	{	1		0,18	
2030		l	1	1,03	1,01	0,67 19		}	0,58 13	$^{-}_{13}$	l	0,37	0,48	, 0,38 6	0,25
3040	0,88		0,99 3	$_{1}^{0,96}$	$^{0,92}_{11}$	0,84 49	1	0,36 1	$^{0,62}_{20}$	$^{0,96}_{10}$		1,02	0,43 16	0,35 10	0,42 16
4050	$\frac{1}{3},05$	1,03	1,05 6	0,89 4	0,89 16	0,90		0,79 6	$^{0,71}_{37}$	0,68 13	$_{1}^{0,47}$	0,55	0,58 15	0,31 10	$^{0,41}_{11}$
2060	0,84 3,	1,03 3	0,99 10	·	$^{0,90}_{11}$	0,89	0,85 1	0,88	0,66	0,59 18	0,52 1		$_{17}^{0,50}$	$^{0,37}_{19}$	$^{0,41}_{42}$
90	$\frac{1}{3},03$		$^{0,97}_{12}$	0,78 7	0,96 23	$^{0,92}_{161}$	$^{0,87}_{2}$	0,81 8	$^{0,72}_{74}$	$^{0,47}_{6}$	0,66	$^{0,68}_{4}$	0,56	0,53 41	0,58 44
7080	0,93 2	1	1,00	0.91 6	$^{0,97}_{24}$	$^{0,90}_{141}$	$_{1}^{0,52}$	$^{0,78}_{17}$	$^{0,79}_{104}$	$^{0,60}_{22}$		$0,59 \\ 9$	$^{0,52}_{67}$	$^{0,44}_{21}$	0,41 23
9008		1	0,94 8	0,97 3	$^{0,90}_{27}$	$\left \begin{array}{c} 0,86\\ 109 \end{array} \right $	1	$^{0,82}_{10}$	$^{0,74}_{72}$	0,55	0,81	$^{0,70}_{2}$	$^{0,55}_{42}$	$^{0,42}_{6}$	0,21 3
реднее	$^{0,96}_{12}$	1,03 2	0,99	0,88 22	0,93 113	$^{0,88}_{628}$	0,78	0,79 46	0,72 3,70	0,65 88	0,63	0,61	0,53 210	0,43	$^{0,43}_{161}$

балла облачности в 1,5; 5; 8,5 и 10 баллов, полученные на основании данных табл. 1. Эти зависимости могут быть использованы для вычисления средних значений Q/Q₀. Нами выполнены такие расчеты на 15-е число каждого месяца для разных широт. Для этого, зная высоты солнца на середину каждого часа светлого времени суток и соответствующие им величины Q_0 , средние за день значения Q/Q_0 можно рассчитать по формуле



 $\underline{\sum Q_i} = \underline{\sum (Q/Q_{0i}) Q_{0i}}$

(1)

Рис. 1. Зависимость Q/Q₀ от высоты солнца для общей облачности.

1) n=0,15, 2) n=0,50, 3) n=0,85, 4) n=1,00.

В табл. З представлены результаты расчетов средних месячных значений Q/Q₀ для 1.5; 5; 8.5; 10 баллов общей облачности для широт от 0 до 60° (через 10°), выполненные по формуле (1). Эти данные могут служить основанием для получения зависимости отношения дневных сумм Q к дневным суммам Q_0 от полуденной высоты солнца. Для этого следует сопоставить полученные значения Q/Q_0 , рассчитанные на середину каждого месяца, с соответствующей полуденной высотой солнца. Таким образом нами были получены зависимости отношений дневных сумм Q/Q_0 от полуденных высот солнца для 1,5; 5; 8,5 и 10 баллов для Северной Атлантики.

Для расчета Q/Q₀ по всему Мировому океану авторы сочли целесообразным объединить зависимости дневных сумм Q/Q₀ от полуденных высот солнца, рассчитанных для Атлантики, с данными по Тихому океану, представленными в табл. 2. При этом встал вопрос об осреднении значений Q/Q₀ с учетом веса наблюдений. Для учета весов в данном случае нами было принято, что регистрированной дневной сумме соответствует в среднем пять срочных наблюдений. Таким образом, общее количество наблюдений в Атлантическом

က																. .							
лица		Год		1,01	0,00	0,98	0,98		0,93	0,05	0,00	0,96		0,65	0,00	0,71	0,72 0,72		0,38	0,40	0,42	0,44 0,44	0,45
Taб		IIX		1,03	525	1. 8. 8. 8. 8. 8. 8. 8. 8. 8. 8. 8. 8. 8.	0,98	•	$0,92 \\ 0,93 \\ $	0,93	0,95	0,95		0,66	0,63	0,04	0,68		0,38	0,36	0,38	0,42	0,44
		XI		1,03	10,0	0,00	0,97		0,92	0,94	0,95	0,95 0,95		0,64	0,64	0,00	$0,70 \\ 0,72$	-	0,36	0,37	0,39	0,43	0,44
		Х		1,02	10 8 8 8 8	860	0,97		$0,93 \\ 0,94$	0,04	0,95	0,96 0,96	-	0,62	0,66	0,70	$0,72 \\ 0.73$	-	0,35	0,39	0,41	0,44 44,0	0,46
		ТX		1. 8,0	0,99	0,98	0,97		0,94	0,95	0,96	0,96		0,64	0,68	0,72	$0,73 \\ 0,74$	-	0,37	0,41	0,43	0,45	0,46 1
	/Q0	VIII		1,00	0,98	0,97	0,97		$0,94 \\ 0,95$	0,95	0,90	0,96 0,96		0,66 0.68	0,70	0,73	$0,73 \\ 0.72$		0,39	0,43	0,45	0,46	0,45
	ачения Q	ΛII		0,99	0,98	0,97	0,98		0,95	0,96	0,90	0,96		0,68	0,71	0,74	$0,73 \\ 0.71$		0,41	0,44	0,46	0 0 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7	0,44 [
	ячные зн	IΛ	n = 0, 15	0,99	0,98	0,97	0,98	n = 0.50	0,95 0,95	0,96	0,96	0,96 0,96	n=0,85	0,68 0.70	0,72	0,74	0,72 0,71	n = 1,00	0,41	0,45	0,46 0,46	0,45	0,44
•	едние мес	Λ N		0,99	0,98	0,97	0,98		0,95	0,96	0,90	0,96		0,67 0,69	0,71	0,74	0,73		0,40	0,44	0,45	0,45	0,44
•	Cpe	IV		1,00	0,58 8,00 8,00	0,97	0,97		0,94	0,95	0,96	0,96		0,65	0,69	0,73	$0,74 \\ 0,73$	• .	0,38	0,42	0,44	0,46	0,46
		III		1,01	0,99	0,98	0,97		0,94	0,95	0,96	0,96		0,64	0,67	0,71	$0,73 \\ 0,74$	•	0,36	0,40	0,42	42	0,40 [
		11		1,02	0.99	0,99	0,97		0,93	0,04	0,95	0,96		0,62	0,65	0,00	$0,71 \\ 0,72$	•	0,35	0,38	0,40	0,44	0,45
		· I		1,0 3 1,02	1.01	0,09	0,98		$0,92 \\ 0,93 \\ 0,93 \\ 0,00 \\ 0,00 \\ $	0,94	0,95	0,95 0,96		0.65	0,63	0,67	0,69		0,37	0,36	0,38	0,42	0,44
		°°+		50 20 20	9.6	82			50 50	40	383	00		20 20 20	40	38	010	-	80	9 4 0	000	10	- 0

8 Заказ № 263

океане в 2,3 раза превышает аналогичное в Тихом. Эти соотношения были учтены при построении зависимостей отношений дневных сумм Q/Q_0 для вышеуказанных градаций облачности от полуденных высот солнца для Мирового океана. Полученные зависимости представлены на рис. 2. На основании данных рис. 2 нами рассчитаны зависимости $(Q/Q_0)(n)$ для различных значений полуденных высот солнца. Результаты расчета представлены в табл. 4. Для средних



Рис. 2. Зависимость Q/Q₀ от полуденной высоты солнца для общей облачности.
 1) n=0,15, 2) n=0,50, 3) n=0,85, 4) n=1,00.

условий полученные зависимости могут быть описаны многочленом второй степени вила

$$\frac{Q}{Q_0} = 1 + 0.19n - 0.71n^2. \tag{2}$$

На рис. З представлены полученные зависимости для полуденных высот солнца 20, 50 и 80°. Обращает на себя внимание тот факт. что увеличением полуденной высоты солнца отношение Q/Q_0 возрастает при всех баллах облачности больше 4. При меньшей облачности эта закономерность не наблюдается. Наоборот, мень-

шим высотам солнца соответствуют бо́льшие значения Q/Q_0 . Одним из возможных объяснений указанного обстоятельства являются особенности формирования суммарного потока радиации при наличии незначительной облачности, которая, как правило, имеет конвективное происхождение.

Таблица 4

L°					п ба	ллы				
пд	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
20 30 40 50 60 70 80	$ \begin{array}{c} 1,02\\ 1,01\\ 1,00\\ 1,00\\ 1,00\\ 1,00\\ 0,99\end{array} $	1,02 1,01 1,00 1,00 0,99 0,98 0,98	1,00 0,99 0,99 0,98 0,98 0,97 0,97	0,97 0,96 0,96 0,96 0,96 0,96 0,95	0,92 0,92 0,93 0,93 0,93 0,93 0,93 0,94	0,86 0,87 0,88 0,89 0,89 0,89 0,90 0,90	0,78 0,79 0,81 0,82 0,84 0,85 0,86	0,68 0,70 0,72 0,74 0,75 0,77 0,78	0,54 0,56 0,58 0,60 0,62 0,64 0,66	$\begin{array}{c} 0,35\\ 0,37\\ 0,40\\ 0,42\\ 0,44\\ 0,46\\ 0,48\\ \end{array}$

Средние значения Q/Q₀ для Мирового океана

На основании полученных рекомендаций (см. табл. 4, рис. 3) для определения суммарной радиации при наличии облачности нами произведены расчеты средних за год значений Q/Q_0 на различных

1.14

широтах при n = 0,5 и 1,0. Одновременно рассчитаны значения Q/Q_0 по методике, положенной в основу при составлении карт теплового баланса земного шара [3], и по методике, рекомендуемой Н. А. Ти-мофеевым [4]. Расчеты выполнены в двух вариантах. По первому





варианту (рис. 4, пунктирные кривые) значения Q/Q_0 даны кривыми, рассчитанными при значениях Q_0 , принятых каждым из авторов. По



Рис. 4. Сравнение широтного изменения Q/Q_0 , полученного разными методами при n=1,0 (a) и n=0,5 (b).

1 — по рекомендуемой методике, 2 — по Т. Г. Берлянд, 3 — по Н. А. Тимофееву.

второму варианту (сплошные кривые) отношения Q/Q_0 исправлены приведением к единым значениям Q_0 , рекомендуемым авторами данной статьи. Последнее нам казалось необходимым для того, чтобы сравнить эффект уменьшения суммарной радиации облаками по оценкам различных авторов. На рис. 4 представлены результаты расчетов Q/Q_0 для условий сплошной облачности и для n = 0,5. Следует отметить, что табл. 4 получена по данным экспедиционных эпизодических наблюдений. Полученная здесь зависимость отношения Q/Q_0 от балла облачности при всех значениях $h_{\pi\pi}$ отличается от линейной. В первом приближении эту зависимость можно представить многочленом второй степени (2). При использовании нелинейных зависимостей (Q/Q_0) (n) для расчетов по средним климатологическим данным следует учитывать то обстоятельство, что в качестве исходных данных мы имеем информацию лишь о средних значениях n и не имеем данных по средним значениям n^2 или n^3 . На этот факт обращает внимание Тимофеев и в своей работе [4] рекомендует использовать приближенную зависимость, которая определяется соотношением

$$\overline{n}^2 = 0.25\overline{n} + 0.75\overline{n}^2$$
 (3)

Это соотношение следует использовать, если принять зависимость $(Q/Q_0)(n)$ квадратичной. Однако данные табл. 4 показывают, что многочленом второй степени зависимость $(Q/Q_0)(n)$ описывается плохо. Правильнее искать другие пути при использовании полученных по эпизодическим наблюдениям данных табл. 4 для расчетов по средним климатологическим данным. Одной из возможностей при этом является использование информации по повторяемости баллов облаков. Если вместо среднего балла общей облачности использовать данные по повторяемости каждого балла облачности, то с помощью табл. 4 можно определить $(Q/Q_0)(n)$ по формуле (4)

$$\frac{Q}{Q_0}(n) = \sum_{i=0}^{10} \left(\frac{Q}{Q_0}\right)_i p_i, \qquad (4)$$

где $(Q/Q_0)_i$ — значения Q/Q_0 при балле *i*, p_i — повторяемость *i*-того балла. При этом $n = \sum_{n_i=1}^{n_i=1} p_i n_i$.

Использование формулы (4) с учетом повторяемости балла облаков позволяет применять табл. 4 к климатологическим данным без каких бы то ни было поправок.

Как показывает рис. 4 значения Q/Q_0 , полученные нами, существенно выше соответствующих величин для континента как при сплошной облачности, так и при n=0,5. Различия имеют место на всех широтах. При облачности n=0,5 в зоне широт $30-60^\circ$ они составляют в среднем 0,10. Это означает, что, по нашей методике, над океаном облака пропускают на 15% больше радиации, чем над континентом. Для n=1 подобная оценка для этого же диапазона широт дает различия в значениях Q/Q_0 в 0,15. Однако при малых значениях Q/Q_0 при n=1 это говорит о том, что в условиях сплошной облачности облака над океаном пропускают на 50% больше радиации, чем над континентом.

Несомненным является вывод о том, что, по нашим наблюдениям, облака над океаном оказываются прозрачнее, чем над континентом. Что касается сопоставления с «Атласом теплового баланса океанов» [1], то для случаев сплошной облачности различия наблюдаются на отдельных широтах как в одну, так и в другую сторону, хотя в среднем по всем широтам значения Q/Q_0 близки; для облачности n=0.5 различия существенны в зоне широт 50—60°.

Таким образом, обобщение актинометрических наблюдений в океанических рейсах как по нашей методике, так и по методике Н. А. Тимофеева приводит к выводу о меньшем ослаблении радиации облаками на океанах.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Егоров Б. Н., Кириллова Т. В. Суммарная радиация над океаном в условиях безоблачного неба. — См. наст. сб.
- 2. Гирдюк Г. В. и др. Прозрачность атмосферы над океаном и суммы возможной радиации.— См. наст. сб.
- Атлас теплового баланса земного шара. Под ред. М. И. Будыко. М., 1963.
 Ти мофеев Н. А., Шахонова Т. В., Шутова Е. Н. Метод расчета режимных значений составляющих радиационного баланса морей и океанов.— В кн.: «Морские Геоф. исслед.», Т. 42. Киев, 1969.

Б. Н. ЕГОРОВ

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ОБЛАЧНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ ЯРУСОВ НА СУММАРНУЮ РАДИАЦИЮ, ПРИХОДЯЩУЮ К ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА

Повсеместное развитие сбора актинометрической информации научно-исследовательскими судами в различных районах Мирового океана дало возможность в последнее время выработать ряд рекомендаций по учету общей облачности на суммарную радиацию над океаном.

Ввиду большой изменчивости потока коротковолновой радиации, зависящей от плотности, структуры и высоты облаков целесообразно для уточнения расчетов влияния облачности на суммарную радиацию попытаться произвести раздельный учет баллов общей и нижней облачности. В качестве характеристики, позволяющей произвести учет вышеуказанных факторов, нами было выбрано отношение $Q/Q_0 = f(N, n)$, где Q — суммарная радиация при облачности $N/n, Q_0$ — суммарная радиация при безоблачном небе, N — балл общей облачности, n — балл нижней облачности.

Исходными материалами, использовавшимися для решения указанной выше задачи, явились зависимости Q/Q_0 от высоты солнца (*h*) и балла общей и нижней облачности, приведенные в табл. 1 и 2, помещенных в работе [1]. На основании данных этих таблиц были построены зависимости Q/Q_0 от полуденных высот солнца (h_{nn}) для градаций облачности 1,5; 5; 8,5 и 10 баллов, раздельно для нижнего и верхнего+среднего ярусов (рис. 1). Переход от $Q/Q_0 = f(h)$ к $Q/Q_0 = f(h_{nn})$ и объединение данных по Северной Атлантике с данными по Тихому океану производились по тому же принципу, что и в работе [1].

Из рис. 1 следует, что характер зависимости Q/Q_0 от полуденной высоты солнца для нижнего и верхнего + среднего ярусов практически одинаков. Для градаций 10 и 8,5 баллов отношение Q/Q_0 вначале (до h_{ng} =15°) несколько уменьшается, а затем растет с увеличением полуденных высот солнца. Для градации 5 баллов отмечается незначительный рост, а для 1,5 балла — уменьшение величин Q/Q_0 с увеличением полуденных высот солнца. Следует отметить значительное различие в величинах Q/Q_0 (до 0,20—0,25) для 10 и 8,5 баллов вышеуказанных ярусов облачности при одних и тех же



высотах солнца. Для градаций облачности 5 и 1,5 баллов эти различия несущественны. Обращает на себя внимание тот факт, что при облачности в 1,5 балла и малых высотах солнца Q/Q_0 для низкой облачности несколько больше (0,02—0,01), чем верхнего+среднего ярусов, что, очевидно, связано с большим рассеянием и отражением потоков коротковолновой радиации облаками нижнего





яруса. На основании рис. 1 можно построить зависимости Q/Q_0 от балла нижнего и верхнего+ + среднего ярусов для различных полуденных высот солнца.

На рис. 2 представлены вышеуказанные зависимости для полуденных высот 20, 40 и 60°. Зависимости, приведенные на рис. 2, позволяют получить величину Q/Q_0 только при N/0 и N/n для N=n. Чтобы оценить характер изменения Q/Q_0 при изменении нижней облачности от 0 до n=Nпри фиксированном значении общей облачности, воспользуемся данными табл. 1, полученными на основании табл. 1 и 2 работы [1].

На рис. З представлены кривые зависимости Q/Q_0 от нижней облачности для 1,5; 5; 8,5 и 10 баллов общей облачности, построенные на основании табл. 1. Исходя из рис. З нами была принята следующая модель распределения Q/Q_0 при фиксированном

значении общей облачности N и изменении нижней от n=0 до n==N: до 1,5 балла Q/Q_0 равно его значению при n=0, далее оно линейно убывает с увеличением балла нижней облачности до величины Q/Q_0 , соответствующей n=N.

Таблица 1

N баллы	п баллы	Q/Q_0	<i>N</i> баллы	<i>п</i> баллы	Q/Q_0
1—2 3—7 8—9	$ \begin{array}{c} 0 \\ 1-2 \\ 0 \\ 1-2 \\ 3-7 \\ 0 \\ 1-2 \end{array} $	1,0 1,0 0,93 0,94 0,90 0,79 0,81	10	$ \begin{array}{r} 3-7\\ 8-9\\ 0\\ 1-2\\ 3-7\\ 8-9\\ 10 \end{array} $	$0,73 \\ 0,59 \\ 0,58 \\ 0,59 \\ 0,51 \\ 0,42 \\ 0,35$

Средние значения Q/Q₀ для различных градаций общей (N) и нижней (n) облачности

Таблица 2

Зависимость Q/Q_0 от N и n при различных $h_{\pi\pi}$

h°						r баллы	 d				·
<i>п</i> _{пд}	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
					N=10	баллог		· · · ·			· · · ·
$ \begin{array}{r} 10 \\ 20 \\ 30 \\ 40 \\ 50 \\ 60 \\ 70 \\ 80 \\ \end{array} $	$\begin{array}{c} 0,53\\ 0,53\\ 0,55\\ 0,58\\ 0,60\\ 0,63\\ 0,65\\ 0,67\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,53\\ 0,55\\ 0,55\\ 0,58\\ 0,60\\ 0,63\\ 0,65\\ 0,67\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,52\\ 0,51\\ 0,54\\ 0,56\\ 0,59\\ 0,61\\ 0,63\\ 0,65\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,50\\ 0,49\\ 0,51\\ 0,54\\ 0,56\\ 0,58\\ 0,61\\ 0,62\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,47\\ 0,47\\ 0,49\\ 0,51\\ 0,53\\ 0,56\\ 0,58\\ 0,60\\ \end{array}$	$ \begin{array}{c} 0,45 \\ 0,44 \\ 0,47 \\ 0,49 \\ 0,51 \\ 0,53 \\ 0,55 \\ 0,57 \end{array} $	$\begin{array}{c} 0,43\\ 0,42\\ 0,44\\ 0,46\\ 0,48\\ 0,50\\ 0,52\\ 0,54\\ \end{array}$	$ \begin{vmatrix} 0,40\\ 0,40\\ 0,42\\ 0,44\\ 0,45\\ 0,48\\ 0,49\\ 0,51\\ \end{vmatrix} $	$ \begin{smallmatrix} 0,38\\0,37\\0,39\\0,41\\0,43\\0,45\\0,46\\0,48\\ \end{smallmatrix} $	$\begin{array}{c} 0,36\\ 0,35\\ 0,37\\ 0,39\\ 0,40\\ 0,42\\ 0,44\\ 0,45\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,34\\ 0,33\\ 0,34\\ 0,36\\ 0,38\\ 0,39\\ 0,41\\ 0,42\\ \end{array}$
					<i>N=</i> =9	баллов	•	×			• • •
10 20 30 40 50 60 70 80	$ \begin{array}{c} 0,70\\ 0,70\\ 0,72\\ 0,74\\ 0,76\\ 0,78\\ 0,79\\ 0,80\\ \end{array} $	$ \begin{array}{c} 0,70\\ 0,70\\ 0,72\\ 0,74\\ 0,76\\ 0,78\\ 0,79\\ 0,80\\ \end{array} $	$ \begin{vmatrix} 0, 69 \\ 0, 69 \\ 0, 71 \\ 0, 73 \\ 0, 74 \\ 0, 76 \\ 0, 77 \\ 0, 79 \end{vmatrix} $	0,66 0,68 0,70 0,71 0,73 0,74 0,76	0,64 0,63 0,65 0,66 0,68 0,70 0,71 0,72	0,61 0,60 0,62 0,63 0,65 0,67 0,68 0,69	$\begin{array}{c} 0,58\\ 0,57\\ 0,59\\ 0,60\\ 0,62\\ 0,64\\ 0,65\\ 0,66\end{array}$	$\begin{array}{c} 0,55\\ 0,54\\ 0,56\\ 0,57\\ 0,59\\ 0,60\\ 0,62\\ 0,63\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,53\\ 0,51\\ 0,53\\ 0,54\\ 0,56\\ 0,57\\ 0,58\\ 0,60\\ \end{array}$	0,50 0,48 0,50 0,51 0,53 0,54 0,55 0,56	
					<i>N=</i> 8	баллов					
10 20 30 40 50 60 70 80	0,80 0,80 0,81 0,82 0,83 0,84 0,85 0,86	0,80 0,80 0,81 0,82 0,83 0,84 0,85 0,86	0,78 0,78 0,80 0,81 0,82 0,83 0,84 0,85	0,76 0,75 0,77 0,78 0,79 0,80 0,81 0,82	0,73 0,72 0,74 0,75 0,76 0,78 0,79 0,80	$\begin{array}{c} 0,70\\ 0,70\\ 0,71\\ 0,72\\ 0,73\\ 0,75\\ 0,76\\ 0,77\\ \end{array}$	0,68 0,67 0,69 0,70 0,71 0,72 0,73 0,74	$\begin{array}{c} 0,65\\ 0,64\\ 0,66\\ 0,67\\ 0,68\\ 0,69\\ 0,70\\ 0,72\\ \end{array}$	0,62 0,61 0,63 0,64 0,65 0,67 0,68 0,69		
					N=7	баллов					
$ \begin{array}{r} 10 \\ 20 \\ 30 \\ 40 \\ 50 \\ 60 \\ 70 \\ 80 \\ 80 \\ \end{array} $	0,84 0,85 0,86 0,87 0,88 0,89 0,89 0,89 0,90	0,84 0,85 0,86 0,87 0,88 0,89 0,89 0,89 0,90	0,83 0,84 0,85 0,86 0,87 0,88 0,88 0,88 0,89	0,81 0,82 0,83 0,84 0,85 0,86 0,86 0,86 0,87	0,79 0,80 0,81 0,82 0,83 0,84 0,84 0,84	0,77 0,78 0,79 0,80 0,81 0,82 0,82 0,82	0,75 0,76 0,77 0,78 0,79 0,80 0,80 0,81	0,73 0,74 0,75 0,76 0,77 0,78 0,79			

121.

			·			<i>п</i> балл	ы				
пд	0	1	2	3	4	5	6	0	1	2	3
			<i>N</i> =6	баллон	3			}	N=3	балла	
$ \begin{array}{r} 10 \\ 20 \\ 30 \\ 40 \\ 50 \\ 60 \\ 70 \\ 80 \\ \end{array} $	$\left \begin{array}{c} 0,88\\ 0,89\\ 0,90\\ 0,91\\ 0,91\\ 0,92\\ 0,92\\ 0,92\\ 0,92\\ \end{array}\right.$	$\left \begin{array}{c} 0,88\\ 0,89\\ 0,90\\ 0,91\\ 0,91\\ 0,92\\ 0,92\\ 0,92\\ 0,92\\ \end{array}\right.$	0,87 0,88 0,89 0,90 0,90 0,91 0,91 0,91	0,86 0,87 0,88 0,89 0,89 0,90 0,90 0,90	0,84 0,85 0,86 0,87 0,88 0,89 0,89 0,89 0,90	0,83 0,84 0,85 0,86 0,87 0,87 0,88 0,89	$\begin{array}{c} 0,81\\ 0,82\\ 0,83\\ 0,84\\ 0,85\\ 0,86\\ 0,87\\ 0,88\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,98\\ 0,98\\ 0,98\\ 0,98\\ 0,98\\ 0,98\\ 0,97\\ 0,97\\ 0,97\\ 0,96 \end{array}$	0,98 0,98 0,98 0,98 0,98 0,98 0,97 0,97 0,96	0,99 0,99 0,98 0,98 0,98 0,97 0,96 0,96	0,99 1,00 0,99 0,98 0,98 0,98 0,97 0,96 0,95
			N = 5	балл ов					N=2	балла	
$ \begin{array}{r} 10 \\ 20 \\ 30 \\ 40 \\ 50 \\ 60 \\ 70 \\ 80 \\ \end{array} $	$\left \begin{array}{c} 0,91\\ 0,92\\ 0,93\\ 0,94\\ 0,94\\ 0,94\\ 0,94\\ 0,94\\ 0,94\\ 0,94\\ \end{array}\right $	$\begin{array}{c} 0,91 \\ 0,92 \\ 0,93 \\ 0,94 \\ 0,94 \\ 0,94 \\ 0,94 \\ 0,94 \\ 0,94 \\ 0,94 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,91 \\ 0,92 \\ 0,93 \\ 0,93 \\ 0,94 \\ 0,94 \\ 0,94 \\ 0,94 \\ 0,94 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,90\\ 0,92\\ 0,92\\ 0,93\\ 0,93\\ 0,93\\ 0,93\\ 0,93\\ 0,93\\ 0,93\\ 0,93\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,90\\ 0,91\\ 0,92\\ 0,92\\ 0,92\\ 0,92\\ 0,92\\ 0,93\\ 0,93\\ 0,93\\ \end{array}$	0,89 0,90 0,91 0,92 0,92 0,92 0,92 0,92		1,00 1,00 1,00 0,99 0,99 0,98 0,98 0,98	$1,01 \\ 1,01 \\ 1,00 \\ 0,99 \\ 0,99 \\ 0,98 \\ 0,98 \\ 0,98 \\ 0,97$	$\begin{array}{c} 1,02\\ 1,02\\ 1,01\\ 1,00\\ 0,99\\ 0,98\\ 0,97\\ 0,97\\ 0,97\\ \end{array}$	
			N=4	балла					N = 1	балл	
10 20 .30 40 .50 60 70 .80	$\begin{array}{c} 0,95\\ 0,95\\ 0,96\\ 0,96\\ 0,96\\ 0,96\\ 0,96\\ 0,96\\ 0,96\\ 0,95\\ \end{array}$	0,95 0,95 0,96 0,96 0,96 0,96 0,95 0,95	0,95 0,96 0,96 0,96 0,96 0,96 0,95 0,95	0,95 0,96 0,96 0,96 0,96 0,96 0,95 0,94	0,96 0,96 0,96 0,96 0,96 0,96 0,95 0,95 0,94			1,02 1,01 1,01 1,00 1,00 0,99 0,99 0,99	1,02 1,02 1,01 1,00 1,00 0,99 0,99 0,99		

Таким образом для получения зависимости Q/Q_0 от балла общей и нижней облачности при разных полуденных высотах солнца на основании всех вышеуказанных соображений были построены графики зависимости Q/Q_0 от нижней облачности для градаций общей облачности от 0 до 10 баллов. Снятые с этих графиков значения Q/Q_0 для различных баллов общей и нижней облачности для полуденных высот солнца от 10 до 80° приведены в табл. 2.

Из табл. 2 следует, что для N > 5 баллов отмечаются значительные различия в величинах Q/Q_0 при изменении балла нижней облачности от n = 0 до n = N. Эти различия составляют при N = 6 баллов около 7%, а при N = 10 баллов около 45% от среднего значения. Таким образом, учет раздельного влияния общей и нижней облачности должен привести к увеличению точности расчетов.

Нами было проведено сравнение 600 суточных сумм, полученных в различных районах Мирового океана в рейсах 1971-1972 гг., с аналогичными, рассчитанными на основании методики, предложенной в работе [1] и данной статье. Коэффициент корреляции между фактическими и рассчитанными значениями дневных сумм получился равным 0,81 при Q/Q_0 , рассчитанном по общей облачности, и 0,84 при учете раздельного влияния облачности нижнего и верхнего ярусов.

ЛИТЕРАТУРА

 Гирдюк Г. В. и др. Влияние облачности на суммарную радиацию, поступающую на поверхность океана. — См. наст. сб.

Г. В. ГИРДЮК, С. П. МАЛЕВСКИЙ-МАЛЕВИЧ

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ЭФФЕКТИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА

Известно, что большинство имеющихся методик для расчета эффективного излучения поверхности океана имеет региональный характер, так как эмпирические коэффициенты, входящие в расчетные формулы, получены на основании наблюдений в конкретных географических районах океана. Известно также, что измерение эффективного излучения по стандартным приборам сопряжено со значительными погрешностями и бо́льшая часть этих данных не отличается высоким качеством.

В работах [3, 4] предложена методика расчета эффективного излучения для районов Северной Атлантики, основанная на результатах анализа данных измерений радиометром ГГО с германиевым фильтром, а также расчетов по радиационной диаграмме с использованием данных аэрологических зондирований над океаном. При этом получены следующие соотношения:

$$E_{a0} = 1,20\sigma T_a^4 - 0,23,\tag{1}$$

$$E_{\rm sch 0} = \delta \sigma T_{\rm B}^4 - \delta (1, 20 \sigma T_{a}^4 - 0, 23), \qquad (2)$$

где E_{a0} — длинноволновое излучение атмосферы, $E_{9\phi0}$ — эффективное излучение поверхности океана, δ — интегральная излучательная способность водной поверхности, σ — постоянная Стефана—Больцмана, T_a — температура воздуха на уровне судовых наблюдений (в кельвинах), $T_{\rm B}$ — температура поверхности океана.

Возможность описания закономерностей длинноволновых лучистых потоков на поверхности океана только по данным о температуре воздуха и воды основана на высокой взаимной корреляции значений температуры и влажности в этих условиях.

Как следует из указанных работ, зависимость между этими величинами может быть представлена следующим образом:

$$\frac{1}{\sigma T_a^4} = a_1 - b_1 \sqrt{e}, \qquad (3)$$

где *е* — абсолютная влажность воздуха.

Введение коэффициентов a_1 и b_1 для отдельных районов океана позволило объяснить и при необходимости определить значения коэффициентов a и b формулы Брента:

$$E_{a0} = \sigma T_a^4 \left(a + b \sqrt{e} \right). \tag{4}$$

В работах [3, 4] также показано, что

$$a = 0,23a_1 - 0,20, \tag{5}$$

$$b = 0.23b_1.$$
 (6)

Однако эта методика имеет те же ограничения в области ее применения, так как коэффициенты, входящие в формулу (1), справедливы лишь для умеренных широт Северной Атлантики, где выполняется линейная связь между атмосферным излучением и потоком излучения черного тела при температуре воздуха.

В настоящей работе предпринята попытка построения универсальной методики расчета потоков длинноволновой радиации над океаном, свободной от региональных ограничений, на основании того же подхода, который применялся в работах [3, 4]. Для этой цели необходимо установление связи между значениями температуры и влажности воздуха над океаном для всего возможного диапазона исходных данных и определение зависимости теплового излучения атмосферы от этих величин.

Для решения первого из этих вопросов используются данные Морского климатического атласа США для Северной Атлантики (35 станций), Тихого и Индийского океанов (20 станций) [6]. Необходимые данные предоставлены нам Л. А. Строкиной, которая провела их необходимую обработку. Помимо этого, использовались данные наблюдений над Баренцевым морем (70—74° с. ш.) для расширения рассматриваемого диапазона данных в область отрицательных температур воздуха, так как в данных Атласа такой информации не содержится. Упомянутые данные приведены совокупностью точек на рис. 1 (о кривой на этом рисунке будет сказано несколько позже).

Для определения зависимости величины излучения атмосферы от температуры воздуха используются исходные данные, источники которых приведены в табл. 1. Так как для анализа привлекаются материалы как непосредственных измерений, так и расчетов излучения атмосферы, было выполнено сравнение этих методов, т. е. сопоставление результатов, полученных при одних и тех же метеорологических условиях (температура и влажность воздуха). В результате получено, что величины теплового излучения атмосферы при безоблачном небе, измеренные радиометром ГГО, в среднем на 3% ниже рассчитанных по радиационной диаграмме Шехтер и по таблицам Эльзассера и Кальбертсон. Измерения радиометром Функа приводят к завышению результатов на 2—3% по сравнению с расчетами. Таким образом, расхождения в результатах определения E_{a0} за счет применения разных методик находятся в пределах 5—6%.

Весь исходный материал был обработан по пятиградусным интервалам значений температуры воздуха. Для каждого интервала определены средние величины температуры и влажности воздуха, теплового излучения атмосферы, а также дисперсии σ_E и σ_E/E_a внутри интервалов (табл. 2).



Точки — данные наблюдений над океаном, кривая — расчет по формуле (10).

Полученные в условиях безоблачного неба данные о связи между величинами E_{a0} и σT_a^4 приведены на рис. 2 (кривая 1). Аналитически эта зависимость выражается в виде

$$E_{a0} = 1,63 \, \sqrt{\sigma T_a^4 - 0,775}. \tag{7}$$

Таблица 1

ы	Метод измерений (расчетов) и район	Количести ни	зо измере- ій
№ п/	работы судов	безоблач- ное небо	облач- ность
			000
1	Измерения радиометром ГГО в Северной Атлан- тике и Норвежском море на судах «Айсберг», «Полярник», «Севастополь» и «Океанограф» в 1965—1969 гг.	93	939
2	Измерения радиометром ГГО в Баренцевом море на сулне «Восхол» в 1967 г.	16	45
3	Расчет по диаграмме Шехтер на основании дан- ных радиозондирования на судах «Печенга», «Севастополь» и «Северодвинск» в Северной Атлантике и Норвежском море в 1962—1966 гг.	143	-
4	Измерение радиометром Функа в Индийском оке- ане [8]	6	
5	Расчет по таблицам Эльзассера и Кальбертсон для корабля погоды «Р» в Тихом океане [7]	44	_

Таблица 2

Средние величины теплового излучения атмосферы, температуры и влажности воздуха при безоблачном небе для различных интервалов температуры воздуха

Интервал температуры воздуха, °С	<i>Е_{а0}</i> кал/(мин∙см²)	Τ _a K	е мб	Число случаев	σ _E	$\frac{\sigma_E}{E_a} 0/0$
$\begin{array}{c} -15, -10\\ -10, -5\\ -5, 0\\ 0-5\\ 5-10\\ 10-15\\ 15-20\\ 25-30\end{array}$	$\begin{array}{c} 0,228\\ 0,266\\ 0,299\\ 0,342\\ 0,376\\ 0,424\\ 0,478\\ 0,567\\ \end{array}$	260,1 266,2 270,5 275,8 280,0 285,8 292,1 301,1	$ \begin{array}{r}$	12 11 33 58 69 40 73 6	0,012 0,015 0,015 0,018 0,018 0,018 0,021 0,015 0,011	5 6 5 5 5 5 5 5 3 2

Таким образом, видно, что расширение диапазона исходных данных по температуре воздуха по сравнению с данными, использованными в работах [3, 4] (в представленных величинах σT_a^4 используется значение $\sigma = 0.813 \cdot 10^{-10}$ кал/(мин · см² · K⁴) и рассмотрен интервал температур воздуха от —10 до +30° C), меняет характер исследуемой зависимости от линейной, полученной для условий умеренных широт (формула (1), на степенную (формула (7)).

Надежность полученной зависимости можно проиллюстрировать данными о коэффициенте корреляции *R* [1]

$$R^{2} = 1 - \frac{\sum (E_{au} - E_{ap})^{2}}{\sum (E_{au} - \overline{E}_{av})^{2}},$$

где E_{an} — измеренное значение излучения атмосферы, E_{ap} — рассчитанное по формуле (7).

В результате получено, что $R^2 = 0,815$ и R = 0,903.

Принципиально аналогичная зависимость получена Свинбенком [8]

$$E_{a0} = 0.076 \cdot 10^{-4} T_a^6, \tag{8}$$

теоретически обоснованная Диконом [5]. Сравнение результатов



Рис. 2. Зависимость излучения атмосферы от температуры и влажности воздуха.

1—зависимость излучения атмосферы от температуры воздуха при безоблачном небе, 2—зависимость излучения атмосферы от влажности воздуха при безоблачном небе, 3—зависимость излучения атмосферы от температуры воздуха при сплошной облачности. ј. Сравнение результатов расчета излучения атмосферы по формулам (7) и (8) показывает, что в диапазоне температур от —10 до $+30^{\circ}$ С применение указанных формул приводит к практически одинаковым результатам расхождения не превышают $\pm 3\%$.

Если данные, перечень которых приведен в табл. 1, использовать для определения связи между излучением атмосферы и влажностью воздуха, то искомая зависимость выражается в виде

$$E_{a0} = 0,217e^{0,307} \qquad (9)$$

и приведена на рис. 2 (кривая 2).

Из выражений (7) и (9) можно получить связь между температурой и влажностью воздуха через величину атмосферного излучения в виде

 $\sigma T_a^4 = 0.018 e^{0.614} + 0.126 e^{0.307} + 0.226.$ (10)

Полученная на основании уравнения (10) связь между температурой и влажностью воздуха над океаном представлена кривой на рис. 1. Видно, что полученная кривая хорошо описывает поле точек на этом же рисунке. Это свидетельствует о том, что использованные нами ограниченные по объему материалы о связи потоков излучения с температурой воздуха являются репрезентативными для метеорологических условий Мирового океана и подтверждаются массовыми метеорологическими наблюдениями. Расчет, произведенный по материалам наблюдений кораблей погоды в Северной Атлантике [9], показал, что формула (10) позволяет определить средние значения абсолютной влажности воздуха с погрешностью, не превышающей 10%, а в 80% случаев — не превышающей 5%.

Таким образом, формула для расчета эффективного излучения поверхности океана при безоблачном небе имеет следующий вид:

$$E_{s \oplus 0} = \delta \sigma T_{B}^{4} - \delta \left(1,63 \sqrt{\sigma T_{a}^{4}} - 0,775 \right).$$
(11)

При этом значение интегральной излучательной способности δ принимается равным 0,91 [2].

Представляется целесообразным сопоставить результаты расчетов эффективного излучения поверхности океана по формулам (2) и (11). Такое сопоставление проводится для иллюстрации влияния нелинейности зависимости $E_{a\phi}$ (σT_a^4) на расчеты эффективного излучения при использовании ее в широком диапазоне температур (табл. 3).

Таблица З

Результаты расчета	эффективного	излучения	поверхности	океана	по формулам	(2)
.	и (11)) (в кал/(м	ин · см²))		•	• •

φ ⁰	λο	Формула	II	V	VIII	XI
74 c. 46 39 2	30 в. 8 з. 24 22	$(11) \\ (2) \\ (11) \\ (2) \\ (11) \\ (2) \\ (11) \\ (2) \\ (11) \\ (2) \\ (2) \\ (2) \\ (11) \\ (2) $	$0,163 \\ 0,169 \\ 0,111 \\ 0,116 \\ 0,114 \\ 0,113 \\ 0,106 \\ 0,096$	$\begin{array}{c} 0,138\\ 0,146\\ 0,109\\ 0,114\\ 0,109\\ 0,110\\ 0,106\\ 0,096 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,111\\ 0,118\\ 0,102\\ 0,102\\ 0,108\\ 0,105\\ 0,106\\ 0,096 \end{array}$	$0, 151 \\ 0, 159 \\ 0, 114 \\ 0, 118 \\ 0, 108 \\ 0, 108 \\ 0, 103 \\ 0, 093$

Из табл. З следует, что для умеренных широт, как и следовало ожидать, расчеты по формулам (2) и (11) приводят к практически одинаковым результатам, в высоких широтах формула (2) завышает $E_{3\Phi}$ на 4—6%, в экваториальных — занижает в среднем на 10%.

Все эти результаты относятся к условиям безоблачного неба. Известно, что величины коэффициентов, используемых обычно для учета влияния облачности на эффективное излучение (или на излучение атмосферы, что представляется более правильным), имеют заметную изменчивость. В то же время ясно, что крайне ограниченный объем имеющихся качественных данных по потокам длинноволновой радиации над океаном не позволяет определить величины этих коэффициентов для различных географических районов океана непосредственно из наблюдений. Поэтому нами предпринята попытка определения этих коэффициентов в предположении однознач-

9 Заказ № 263

ной зависимости их от температуры воздуха над океаном. Отметим сразу, что наличие облачности над океаном не изменяет характер связи между температурой и влажностью воздуха, представленный на рис. 1. Для подтверждения этого факта укажем, что кривая, приведенная на рис. 1, получена при условиях безоблачного неба, тогда как точки на этом же рисунке соответствуют средним условиям облачности.

Тогда тепловое излучение атмосферы и эффективное излучение океана в условиях облачного неба можно записать в следующем виде:

$$E_{an} = (1,63\sqrt{\sigma T_a^4} - 0,775)(1 + kn^m), \tag{12}$$

$$E_{\mathfrak{s}\phi\,n} = \delta\sigma T_{\mathfrak{s}}^4 - \delta\left(1,63\,\sqrt{\sigma T_a^4} - 0,775\right)(1 + kn^m),\tag{13}$$

где *п* — балл общей облачности в долях единицы, *k* — коэффициент, учитывающий влияние облачности.

Показатель степени *m* принимается равным 2, как было получено в работе [3].

Обработка данных измерений величины E_{a10} (при условиях сплошной облачности), проведенная так же, как и для условий безоблачного неба, привела к зависимости E_{a10} от температуры воздуха, представленной кривой 3 на рис. 2. Эта зависимость может быть записана следующим образом:

$$E_{a10} = 1,48 \sqrt{\sigma T_a^4} - 0,569. \tag{14}$$

Для расчета коэффициента k воспользуемся зависимостью, вытекающей из формул (7) и (12),

$$k = \frac{E_{a10} - E_{a0}}{E_{a0}}, \qquad (15)$$

где E_{a10} — излучение атмосферы при сплошной облачности, согласно (12); E_{a0} — излучение атмосферы при безоблачном небе, согласно (7).

Видно, что из полученной нами однозначной связи между излучением атмосферы и температурой воздуха следует также однозначная связь между температурой воздуха и коэффициентом k. Результаты расчета коэффициентов k для разных значений температуры воздуха представлены на рис. 3.

В работе [3] получено выражение, позволяющее определить значения *k* при наличии аэрологических данных,

$$k = \frac{\delta_0 \sigma T_0^4}{E_{a0}} + \frac{E_a}{E_{a0}} - \frac{4\bar{\gamma}h}{T_a} - 1,$$
(16)

где δ_0 — излучательная способность облаков, T_0 — температура нижней границы облаков; h — высота облаков, $\overline{\gamma}$ — средний градиент температуры воздуха в слое, E'_a — тепловое излучение подоблачного слоя.

гица 4

Таблиц

Сравнение результатов расчета $E_{a\ n}$ и $E_{a\ n}$ по формулам (14) и (15) с измеренными радиометром ГГО (в иал/(мин см²))

Число измерений 59 235 96 6 30 33 52 139 75 2 00 62 5 31 0/0 pac-6 хождений +124 ကို 64 +2 +8 $+0^{+}$ Ξ Ì I I 1 $E_{9 \phi p}$ 0,076 0,066 0,053 0,049 0,063 0,0410,120 0,078 0,101 0,091 1 1 I $E_{\rm эф \, \rm H}$ 0,0460,073 0,068 0,0480,0430,1000,0580,073 0,122 0,093 1 1 o/o pacхождений 0 9 0 ī 42 ဂျ +3 4 1 94 0 21 1 7 $E_{a \ p}$ 0,4760,5040,4360,4810,4840,4570,3250,383 0,3670,4770,4530,4860,5220,511 0,498 0,318 0,4800,4770.4590,4400,3860,3460,4970,5070,4830,4550,4970,530Еaн 0,200, 220, 240,23 0,260, 270,320, 240,19 0,18 0,18 0, 410, 310,262 Облач-HOCTD 0,88 0,64 0,79 0,78 0,86 0,71 0,69 0,68 0,520,84 0,300,43 0,81 0,56. ратура воды, °С Temne-10,5 18,4 11,6 14,5 8,5 7,7 0,6 19,621,0 21,3 I ратура воздуха, °С Темпе-17,6 14,0 11,9 10,7 7,6 6,7-6,41,4 2,4 10,6 8,0 18,8 20,621,0 ۍ م 20 48 55 61 66 68 20 50 42 5842 45 35 35 Месяц N VIII VIII NΙ IX VII III \geq \geq VIII ١V Х × Год 1965 1966 1967 1969

9*

На основании данных радиозондирования и повторяемости облачности по ярусам над Северной Атлантикой по формуле (16) выполнен расчет коэффициентов k для общей облачности. Результаты расчета [3] также представлены на рис. 3. Достаточно хорошая согласованность результатов расчетов позволяет рекомендовать зави-



Рис. 3. Зависимость коэффициента k от температуры воздуха.

Кривая рассчитана по формуле (15), точ-ки — по формуле (16).

симость коэффициента k от σT_a^4 , представленную на рис. 3. лля расчета теплового излучения атмосферы и эффективного излучения поверхности океана.

Предлагаемый здесь метол расчета излучения атмосферы над океаном и эффективного излучения океана можно проверить по данным непосредственных измерений этих величин (табл. 4), но не вошедших в материал, который использован для выведения расчетных зависимостей (т. е. при 0<n<1). В табл. 4 приведены данные сравнения расчетов величин E_a и $E_{a\phi}$ по формулам (12) и (13) с измеренными радиометром ГГО на судах «Айсберг». «Восход». «Полярник». «Севастополь» и «Океанограф» при разном количестве облаков.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Брукс К., Карузерс Н. Применение статистических методов в метеорологии. Пер. с англ. Л., Гидрометеоиздат, 1963.
- 2. Гирдюк Г. В., Малевский Малевич С. П. Об излучательной способности поверхности воды. — Труды ГГО, 1967, вып. 206.
- Гирдюк Г. В. О методике расчета эффективного излучения поверхности океана.— Труды ГГО, 1968, вып. 226.
 Гирдюк Г. В. Сравнение некоторых методов расчета эффективного излу-
- чения поверхности океана. Труды ГГО, 1969, вып. 249.
- 5. Deacon E. L. The derivation of Swinbank's long-wave radiation formula.— Quart. J. Roy. Met. Soc., 1970, v. 96, No. 408. 6. Marine climatic atlas world. Vol. 1, 3, 5. Washington, 1956.
- 7. Martin F. L. Statistical estimates of computed water-vapor radiative flux from clear skies at an oceanic location .- J. Appl. Met., 1964, v. 3, No. 6.
- 8. Swinbank W. S. Long-wave radiation from clear skies.— J. Roy. Soc., 1963, v. 89, No. 381.
- 9. Zur Klimatologie des Nordatlantischen Oceans. Deutscher Wetterdienst Seewelteramt Einzeeveröffentlichungen, Nr. 39. Hamburg, 1963.

Т. В. КИРИЛЛОВА, Н. В. СЕРОВА

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИАЦИОННОГО БАЛАНСА ОКЕАНА ПО СУММАРНОЙ РАДИАЦИИ

Из уравнения радиационного баланса

$$B = Q(1 - A) - E, \tag{1}$$

где B — радиационный баланс, Q — суммарная радиация, E — эффективное излучение, A — альбедо, следует, что, за исключением особых случаев, радиационный баланс всегда меньше суммарной радиации. При этом отношение B/Q является функцией и свойств поверхности, и характеристик пограничного слоя атмосферы, поскольку оно зависит от альбедо поверхности и эффективного излучения. В ряде работ [1—3] указанное отношение рассматривается в качестве характеристики радиационного режима, а также метода определения радиационного баланса по суммарной радиации.

Известно, что данных наблюдений по суммарной радиации как по континентам, так и в особенности по океанам значительно больше, чем по радиационному балансу. Кроме того, ошибки измерений радиационного баланса значительно превышают ошибки в суммарной радиации. Ошибки измерений радиационного баланса с судов над водной поверхностью по балансомерам, покрытым полиэтиленовой пленкой, еше больше, чем на наземных актинометрических станциях. Эти обстоятельства свидетельствуют о важности изучения связи между *B* и *Q* для океанов.

Можно предполагать заранее, что для водной поверхности, температура которой значительно слабее реагирует на изменение радиационных условий в атмосфере, чем температура поверхности суши, величина B/Q будет более устойчивой. Это следует и из работ по изучению радиационного режима озер и водохранилищ [4]. Однако характерные значения B/Q, их годовой и суточный ход, полученный по материалам наблюдений на озерах и водохранилищах, относятся к ограниченному интервалу широт (40—60° с.) и только к летнему периоду. Полученные выводы не могут быть распространены на все озера и тем более на океаны.

Для поверхности океана отношение *B/Q* специально не рассматривалось. При рассмотрении данного вопроса важен учет погодных условий и в первую очередь облачности. Как известно, наличие облачности существенно меняет величины и суммарной радиации и эффективного излучения, а следовательно, и отношение *B/Q*. В первую очередь представляется целесообразным рассмотреть условия ясного неба. К сожалению, данные наблюдений на научно-исследовательских судах не дают надежных средних значений для обобщений, и для решения поставленной задачи нам пришлось использовать расчетные методы. Естественно при этом выбрать ту методику, которая, с нашей точки зрения, наиболее логична и обоснована.

Радиационный баланс *В* рассчитывался по приведенной выше формуле (1). Суммы возможной радиации для средних условий прозрачности заимствованы из работы [5], а значения альбедо водной поверхности в зависимости от высоты солнца из работы [6]. Таким образом были рассчитаны величины баланса коротковолновой радиации при ясном небе $B_{\rm R} = Q_0(1 - A)$. Значения эффективного излучения [7] при ясном небе рассчитывались по формуле

$$E = 0.91 \left(\sigma T_{\pi}^{4} - 1.63 \sqrt{\sigma T^{4}} + 0.775 \right), \tag{2}$$

где $T_{\rm m}$ — температура поверхности воды и T — температура воздуха в приводном слое в кельвинах. При расчетах эффективного излучения использовались средние климатологические значения температур воды и воздуха в различных широтных зонах по данным [8].

Отношение суточных (или месячных) сумм радиационного баланса к величинам суммарной радиации (B_0/Q_0) зависит в первую очередь от астрономических факторов, а потому от времени года и широты места. Это позволяет искать связь величин B_0/Q_0 с полуденной высотой солнца. Зависимость полученных нами величин B_0/Q_0 от $h_{\pi\pi}$ дана на рис. 1 (кривые 1 и 2). Она представлена кривыми для двух групп широт: 0—40 и 50—60°. Из рисунка следует, что рассматриваемое отношение не превышает 0,75 и при $h_{\pi\pi} > 60^{\circ}$ мало меняется.

Для условий сплошной облачности (n=1) получаются аналогичные зависимости (B_n/Q_n) $(h_{пд})$, однако при тех же значениях полуденных высот солнца значения отношений B_n/Q_n получаются более высокими, при $h_{пд} > 60^\circ$ они составляют 0,85—0,90. На том же рис. 1 условия сплошной облачности представлены кривыми 3 (для широт 0—40°) и 4 (для широт 50—60°).

Сопоставление кривых для условий ясного и облачного неба говорит о том, что облачность сильнее ослабляет суммарную радиацию, чем радиационный баланс, в результате чего рассматриваемое нами отношение B/Q возрастает при облачном небе при прочих равных условиях.

В табл. 1 и 2 представлен годовой ход отношений B_0/Q_0 и B_n/Q_0 на различных широтах. Из табл. 1 следует, что в летний период на всех широтах отношение B_0/Q_0 сохраняется постоянным, однако по мере движения от широты 60° к экватору продолжительность периода постоянства отношения B_0/Q_0 возрастает. Отношение B_n/Q_n (см. табл. 2) в летний период также мало меняется, оно соответствует среднему значению 0,85. Таблица

XII

_

Годовой ход отношения B_0/Q_0

XI	0,20 0,50 0,70 0,70 0,70
X	0,52 0,52 0,71 0,71
IX	0,48 0,66 0,72 0,72 0,73
ΛIII	$\begin{array}{c} 0,65\\ 0,72\\ 0,74\\ 0,74\\ 0,74\\ 0,74\\ 0,72\\ \end{array}$
ΛII	$\begin{array}{c} 0,74\\ 0,74\\ 0,76\\ 0,76\\ 0,74\\ 0,74\\ 0,74\\ 0,71\\ \end{array}$
٨١	$\begin{array}{c} 0,74\\ 0,75\\ 0,75\\ 0,75\\ 0,76\\ 0,76\\ 0,74\\ 0,74\\ 0,74\end{array}$
>	$\begin{array}{c} 0,69\\ 0,72\\ 0,74\\ 0,75\\ 0,75\\ 0,75\\ 0,73\\ 0,73\\ \end{array}$
١٨	$\begin{array}{c} 0,52\\ 0,64\\ 0,70\\ 0,72\\ 0,72\\ 0,73\\ 0,74\end{array}$
111	0,10 0,555 0,555 0,70 0,74
11	0,10 0,53 0,64 0,68 0,68 0,68
	0,17 0,57 0,57 0,63 0,63
°9-	000000000000000000000000000000000000

2

പ

Таблиц

Годовой ход отношения B_n/Q_n

 $0,041 \\ 0,54 \\ 0,54 \\ 0,74 \\$

 $0,35 \\ 0,74 \\ 0,71 \\ 0,78 \\ 0,94 \\$ XII 1 $0,22 \\ 0,50 \\ 0,78 \\ 0,88 \\ 0,88 \\ 0,83 \\$ ХI 0,160,6680,820,820,9840,90× 0,650,810,860,860,860,860,860,86× VIII 0,888890,82 0,8888890,88 0,8888890,88 $0,94 \\ 0,92 \\ 0,85 \\ 0,82 \\$ NI $0,88 \\ 0,88 \\ 0,882 \\ 0,822$ 2 > 0,85 0,88 0,88 0,88 0,88 0,88 0,88 0,88 \geq 0,130,710,710,820,820,820,820,82III Π $\begin{array}{c} 0,49\\ 0,64\\ 0,74\\ 0,78\\ 0,85 \end{array}$ 1 °9-0523050

Сопоставление табл. 1 и 2 показывает, что ослабление радиации облаками различно на разных широтах. В приэкваториальной зоне мы имеем постоянное увеличение отношения B/Q на 0,10— 0,12 в течение всего года. На широте 30° разности отношений B_0/Q_0 и B_n/Q_n меняются уже несколько больше, они составляют 0,10—0,12 в летний период и достигают 0,20 в зимний период. Относительные



Рис. 1. Зависимость отношения суточных сумм радиационного баланса и суммарной радиации (B/Q) от полуденной высоты солнца $(h_{\pi\pi})$ для разных широт (ϕ°).

l — ясное небо, φ=0-40°, 2 — ясное небо, φ=50-60°;
 3 — сплошная облачность, φ=0-40°; 4 — сплошная облачность, φ=50-60°.

различия при этом будут еще больше, поскольку само отношение B/Q не сохраняется неизменным, как это имеет место на экваторе, а уменьшается от лета к зиме почти в 2 раза. Еще отчетливее различия в годовом ходе проявляются с дальнейшим увеличением широты. Так, на широте 60° наибольшие различия наблюдаются в летний период. В холодный период радиационный баланс на этой широте отрицателен, и эти случаи мы исключаем из анализа.

В переходные сезоны значения B_0/Q_0 и B_n/Q_n резко меняются и точность расчета B по Q мала.

По табл. 1 и 2 можно определить отношения B_0/Q_0 , B_n/Q_n , а затем B_0 и B_n для средних условий прозрачности, поскольку Q_0 определено именно для этих условий. Если же известен коэффициент прозрачности в период, для которого производится расчет, то можно внести соответствующие коррективы в значение Q_0 и определить B_0 для конкретных условий наблюдений в фиксированном пункте. Если оценка значений радиационного баланса производится не для средних условий, а для каких-либо конкретных условий, то вторая поправка, которую следует внести, относится к величине В, а именно к учету температурной стратификации приводного слоя в величине эффективного излучения. Эта поправка имеет существенное значение, если разность температур воды и воздуха отличается от средней на 2° и больше. Таким образом, для средних условий, пользуясь результатами расчетов для \hat{B}_0/Q_0 и B_n/Q_n , можно рассчитать B_0 и B_n , а в случае условий, отличных от средних, ввести некоторые коррективы.

Несколько сложнее обстоит дело с условиями частичного покрытия неба облаками, которые представляют наибольший практический интерес. Нами рассчитаны отношения *B/Q* для различных баллов общей облачности (через 0,2). Результаты расчета представлены в табл. 3. Обращают на себя внимание следующие закономерности.

На экваторе и в приэкваториальных широтах в течение всего года отношение B/Q меняется мало, от 0,70 до 0,90. Такие же значения рассматриваемого отношения имеют место на остальных широтах (30-60°) в летние месяцы. В месяцы, предшествующие месяцам перехода к отрицательным значениям радиационного баланса, отношение B/Q < 0.5, и, как видно из рис. 1 и табл. 1 и 2, в эти периоды оно быстро меняется. По этой причине в холодный период года для широт 40° и выше определение радиационного баланса по суммарной радиации или невозможно, или сопряжено со значительной ошибкой. Увеличение балла облачности для фиксированных широт приводит к увеличению отношения B/Q во все месяцы года. Что касается широтного хода, то в холодные сезоны отношение B/Qвозрастает к экватору; в летние месяцы максимум его может находиться на широте 60° в июле при n=1,0, на широте 50° в июле при n = 0,6 и на широте 30° в июне при n = 0,2, т. е. максимум смещается по широте при разной степени покрытия неба облаками.

В ряде случаев интересно иметь средние оценки изменения радиационного баланса с увеличением балла облачности по отношению к его значениям при безоблачном небе. В табл. 4 представлены результаты таких расчетов для отдельных широт для двух периодов года — холодного и теплого. Таблица 4 показывает, что для теплого сезона изменения по группам широт 0—20 и 30—60° невелики; то же относится и к холодному сезону, хотя здесь можно лишь судить о различиях между широтами 0—20 и 30°. Характер зависимости Таблица З

	XII	$\begin{array}{c} 0,04\\ 0,04\\ 0,54\\ 0,54\\ 0,74\end{array}$	0,07 0,55 0,55 0,65 0,76	$\begin{array}{c} 0,11\\ 0,46\\ 0,57\\ 0,67\\ 0,78\\ 0,78\end{array}$
	IX	0,63 0,50 0,63 0,63	0,51 0,71 0,71 0,71 0,71 0,71	0,33 0,53 0,72 0,72
рной	- X	0,33 0,53 0,59 0,72 0,73	$\begin{array}{c} 0, 41 \\ 0, 52 \\ 0, 73 \\ 0, 74 \\ 0, 74 \end{array}$	0,54 0,54 0,73 0,74 75
ак сумма (n)	IX	0,48 0,66 0,66 0,69 0,72 0,72 0,73	$\begin{array}{c} 0,48\\ 0,76\\ 0,77\\ 0,75\\ 0,77\\ 15\\ 0,76\\ 15\\ 0,76\\ 12\\ 12\\ 12\\ 12\\ 12\\ 12\\ 12\\ 12\\ 12\\ 12$	$\begin{array}{c} 0,49\\ 0,64\\ 0,71\\ 0,75\\ 0,75\\ 0,75\\ 0,75\\ 0,75\\ 0,75\\ 0,75\\ \end{array}$
ого баланс Блачностн		0,72 0,72 0,74 0,74 0,77 0,72 0,72	0,755 0,755 0,755 0,755 0,755 0,755 0,755 0,755	0,75 0,77 0,77 0,77 0,77 0,77 0,75
диационно баллах об	IIA	0,74 0,74 0,76 0,77 0,73 0,71 0,71	$\begin{array}{c} 0,76\\ 0,77\\ 0,77\\ 0,77\\ 0,76\\ 0,76\\ 0,72\\ 0,72\\ \end{array}$	0,77 0,778 0,778 0,778 0,778 0,778 0,778 0,775
их сумм ра) ри разных	IΛ	$\begin{array}{c c}n=0,0\\0,74\\0,75\\0,76\\0,76\\0,74\\0,74\\0,74\\0,74\\0,74\end{array}$	$\begin{array}{c c}n = 0,2 \\ 0,75 \\ 0,77 \\ 0,77 \\ 0,77 \\ 0,75 \\ 0,72 $	n=0,4 $0,76$ $0,78$ $0,78$ $0,76$ $0,76$ $0,76$ $0,73$
IR CYTO4HD B_n/Q_n) H	N	0,72 0,72 0,74 0,75 0,77 0,73	0,75 0,75 0,75 0,75 0,75 0,75	$\begin{array}{c} 0,75\\ 0,77\\ 0,77\\ 0,77\\ 0,77\\ 0,76\\ 0,77\\ 0,76\\$
отношени аднации (IV	0,53 0,53 0,72 0,73 0,73 0,73	$\begin{array}{c} 0,54\\ 0,65\\ 0,74\\ 0,74\\ 0,74\\ 0,74\end{array}$	0,56 0,75 0,75 0,75 0,75 0,75
довой ход р	111	0,00,000 0,000,000 0,70 0,70 0,70	$\begin{array}{c} 0,00\\ 0,58\\ 0,71\\ 0,71\\ 0,71\\ 0,71\\ 0,71\\ 0,72\\$	0,12 0,72 0,72 0,72 0,72
ŭ	11	0,68 0,68 0,68 0,75	0,12 0,56 0,56 0,68 0,76	$\begin{array}{c} 0,17\\ 0,44\\ 0,58\\ 0,67\\ 0,77\\ 0,77\\ \end{array}$
	I	0,17 0,57 0,70 0,70	0,21 0,47 0,59 0,59 0,71	0,24 0,48 0,66 0,66 0,75
	0 9-	0.0336556	00034550	000000000000000000000000000000000000000

	XII		0,16 0,49 0,60 0,68 0,80		0,53 0,53 0,76 0,84		$\begin{array}{c} 0,35\\ 0,74\\ 0,71\\ 0,78\\ 0,94\\ 0,94 \end{array}$
	XI		0,36 0,55 0,75 0,77		0,40 0,59 0,70 0,77 0,77		$\begin{array}{c} 0,22\\ 0,52\\ 0,78\\ 0,77\\ 0,83\\ 0,83\end{array}$
	X		$\begin{array}{c} 0,51\\ 0,56\\ 0,56\\ 0,74\\ 0,77\\ 0,77\\ \end{array}$		0,53 0,59 0,77 0,77 0,79		0,16 0,68 0,88 0,88 0,98 0,98 0,98 0,98 0,98 0,9
	IX		$\begin{array}{c} 0,52\\ 0,72\\ 0,73\\ 0,73\\ 0,78\\ 0,77\\ 0,77\\ 0,77\\ \end{array}$		0,57 0,75 0,88 0,88 0,88 0,88		0,65 0,886 0,886 0,886 0,886 0,886 0,886 0,886 0,886 0,886 0,886 0,986 0,986 0,986 0,986 0,986 0,986 0,986 0,986 0,987 0,9770 0,9770 0,9770 0000000000
	N111		0,70 0,78 0,78 0,77 0,77 0,77 0,77 0,77		0,79 0,81 0,82 0,82 0,82 0,81 0,81 0,81 0,81		0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,
•	ΛII		$\begin{array}{c} 0,79\\ 0,83\\ 0,78\\ 0,77\\ 0,77\\ 0,77\\ \end{array}$		0,882 9,882 0,882 0,882 0,882 0,882 0,882 0,882 0,882 0,882 0,882 0,882 0,882 0,882 0,882 0,882 0,882 0,882 0,883		0,924 0,887 0,887 0,887 0,887 0,887 0,887
	VI	n = 0.6	0,78 0,82 0,88 0,88 0,77 0,77 0,77	n=0,8	0,81 0,82 0,82 0,82 0,77	<i>n</i> =1,0	0,8857 0,8857 0,9888 0,9888 0,9888 0,9888 0,9888 0,9888 0,9888 0,9888 0,9888 0,9888 0,9888 0,9888 0,9888 0,9888 0,9888 0,98888 0,98888 0,9888 0,98888 0,98888 0,98888 0,988888 0,988888 0,9888888 0,988888 0,98888888888
	۰ V		0,73 0,77 0,78 0,78 0,78 0,78 0,77		0,76 0,80 0,80 0,81 0,81 0,81 0,81 0,81		0,886 0,887 0,887 0,887
	IV		$\begin{array}{c} 0,57\\ 0,69\\ 0,72\\ 0,77\\$		0,59 0,73 0,75 0,75 0,80 0,80 0,80 0,80 0,75		0,886 0,880 0,886 0,886 0,886 0,886 0,886 0,886 0,886 0,886 0,886 0,886 0,886 0,886 0,886 0,886 0,886 0,886 0,887 0,877 0,9777 0,977 0,977 0,977 0,977 0,977 0,977 0,977 0,977 0,977 0,977
	111		$\begin{array}{c} 0,13\\ 0,50\\ 0,61\\ 0,77\\ 0,77\\ \end{array}$		0,12 0,53 0,76 0,77 0,76 0,76		0,12 0,71 0,82 0,82 0,882 0,882 0,882
	II		0,720 0,720 0,720 0,720		0, 33 0, 53 0, 73 0, 73 0, 73		0,830 (,81 0,881 0,881 0,881 0,890 0,890 0,890 0,890 0,890 0,890 0,890 0,890 0,890 0,890 0,890 0,890 0,890 0,890 0,890 0,890 0,890 0,890 0,800000000
	I		0,27 0,53 0,68 0,75	·	0,34 0,54 0,72 0,78	•	0,49 0,64 0,78 0,78 0,85
······································	0 9+		000000000000000000000000000000000000000		00023000000000000000000000000000000000	-	000000000000000000000000000000000000000

радиационного баланса от балла облачности довольно устойчив. Зависимость отлична от линейной.

Таблица 4

	n									
φ.	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
	Теплый сезон (IV—IX)					Холодный сезон (X—III)				
60 50 40	0,99 0,99	0,94	0,83	0,68	0,49 0,51	-		_		
$ \frac{40}{30} 20 $	1,00	0,95	0,85 0,84 0.86	0,70 0,69 0,72	$0,51 \\ 0,51 \\ 0.54$	1,04 1.02	1,00	0,91 0,89	0,78 0,76	$0,65 \\ 0.58$
10 0	1,00 1,00	0,96 0,96	0,86 0,88	$0,72 \\ 0,74$	$0,54 \\ 0,57$	1,00 1,00	0,97 0,97	0,88 0,88	0,75 0,75	0,57 0,58

Соотношения между радиационным балансом при облачном и безоблачном небе (В n/B₀) по сезонам

На рис. 2 представлены зависимости $(B/B_0)(n)$ для двух групп широт для теплого и холодного периодов. Амплитуда изменений B/B_0 от зимы к лету в приэкваториальных широтах мала, и для



Рис. 2. Зависимость отношения суточных сумм радиационного баланса при облачности и при ясном небе (B/B_0) от степени облачности для теплого (a) и холодного (b) периодов года,

 $1 - для \phi = 30 \div 60^{\circ}, 2 - для \phi = 0 \div 20^{\circ}.$

всего года зависимость $(B_n/B_0)(n)$ можно принять единой. За пределами этих широт амплитуда изменений отношения $(B/B_0)(n)$ увеличивается и различия между сезонами существенны при всех баллах облачности. Возможность представления $(B/B_0)(n)$ в обобщенном и простом виде на океанах, как нам кажется, в первую очередь объясняется однородным (по сравнению с континентом) характером водной поверхности и значительной термической инерцией водной толщи. Вследствие последней причины изменение в облачности мало меняет температуру подстилающей поверхности, что заметно сглаживает колебания в значениях эффективного излучения при изменении облачности. Этому же способствует неизменность излучательных свойств подстилающей поверхности и четкий характер зависимости альбедо от высоты солнца.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Дьяченко Л. Н. Связь между радиационным балансом и суммарной радиацией.— «Метеорология и гидрология», 1958, № 8.
- 2. Берлянд Т. Г., Мухенберг В. В. Роль поглощенной радиации в формировании радиационного баланса. Труды ГГО, 1963, вып. 139.
- 3. Jensen Mervin E., Haise Howard R. Estimating evapotranspiration from solar radiation—J. Irrig. a. Drain. Dik Proc. Am. Soc. Civil. Engnrs, 11 Sept. 1963, v 89, No 1R3, pt. 1.
 4. Кириллова Т. В. Радиационный режим озер и водохранилищ. Л., Гидро-
- метеоиздат. 1970.
- 5. Гирдюк Г. В. и др. Прозрачность атмосферы над океаном и суммы возможной радиации. — См. наст. сб.
- 6. Кириллова Т. В. Альбедо океана. Труды ГГО, 1971, вып. 257. 7. Гирдюк Г. В., Малевский Малевич С. П. Методика расчета эффективного излучения поверхности океана. — См. наст. сб.
- 8. Гирдюк Г. В. и др. Влияние облачности на суммарную радиацию, поступающую на поверхность океана.- См. наст. сб.

Р. Г. ТИМАНОВСКАЯ

СТАТИСТИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ПОТОКОВ ПРЯМОЙ И СУММАРНОЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ У ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ ПРИ КУЧЕВЫХ ОБЛАКАХ

Одной из главных задач современной физики атмосферы и метеорологии является исследование глобальной крупномасштабной динамики атмосферы — общей циркуляции атмосферы — с целью обоснования и усовершенствования методов долгосрочного прогноза погоды. Эта задача требует рассмотрения конкретных видов теплообмена, влияющих на энергетические ресурсы атмосферы. Одним из них является лучистый теплообмен.

Как известно, основным регулятором лучистого теплообмена в атмосфере является облачность. Вместе с тем облачность сама изменяется под влиянием эволюции крупномасштабных процессов, энергоснабжение которых она регулирует. Таким образом, механизм взаимодействия излучения и облачности сложен, и изучение его представляется важной и трудной задачей.

Влияние облачности на радиационные потоки широко изучается в климатологии. Однако климатологические данные не отвечают требованиям нестационарных задач динамической метеорологии. Для этих задач необходимо изучение динамики процесса взаимодействия радиации и облачности. К тому же для ряда задач необходимы данные не только о средних значениях метеоэлементов, в том числе и о радиационных потоках, но и об их статистических характеристиках: дисперсиях, функциях распределения и т. д.

Интересны с этой точки зрения работы [1, 2], в которых показано, что довольно обширная и надежная информация о статистической структуре радиационных потоков в облачных условиях может быть получена, когда временная изменчивость их рассматривается как случайный процесс, к обработке которого применяется аппарат математической статистики. Исследования статистической структуры радиационных потоков целесообразно проводить, начиная с конкретных типов облачности, а затем уже переходить к совокупностям облачных систем.

Целью настоящей работы явилось изучение статистической структуры коротковолновых потоков солнечной радиации в условиях кучевой облачности. Как и в работах [1, 2], изменчивость потоков во времени рассматривалась как случайный процесс, к обработке которого применялся аппарат математической статистики. Обоснованность такого подхода к обработке непрерывных регистраций потоков солнечной радиации показана в работах [3, 4].

В настоящий момент накоплен и полностью обработан обширный материал наблюдений — 190 серий непрерывных регистраций длительностью 1,5—2,0 часа при 1000 дискретных отсчетов в каждой серии, в результате чего получена надежная информация о статистической структуре коротковолновых потоков у поверхности земли, предварительные сведения о которой уже опубликованы в наших работах [5, 6].

В настоящей статье по результатам обобщения всего материала наблюдений мы хотим уточнить и наиболее полно представить сведения о статистической структуре потоков прямой и суммарной радиации.

Как и в работах [5, 6], нами рассматриваются относительные потоки прямой ($S^* = S_{\text{набл}}/S_0$) и суммарной ($Q^* = Q_{\text{набл}}/Q_0$) радиации, для которых рассчитываются средние значения $\overline{S^*}$, $\overline{Q^*}$, дисперсии $\sigma_{S^*}^2$, $\sigma_{Q^*}^2$, коэффициенты изменчивости $V_{S^*} = \sqrt[4]{\sigma_{S^*}^2}/S^*$, $V_{Q^*} = \sqrt[4]{\sigma_{Q^*}^2}/Q^*$, дифференциальные функции распределения $p(S^*)$ и $p(Q^*)$. Здесь S_0 и Q_0 — соответственно прямая и суммарная радиация в безоблачных условиях. Все эти статистические характеристики потоков сопоставлялись с баллом облаков n (балл облаков определялся по фотографиям облачного неба) и относительной продолжительностью солнечного сияния s_{\odot} , определяемой независимо по актинометру [7].

В табл. 1 представлены статистические характеристики радиационных потоков для девяти градаций балла облаков и их изменчивость в пределах каждого балла. Для каждой группы приведены средние значения n и s_{\odot} , а также сведения о количестве случаев, по которым проведено осреднение.

Как видно из табл. 1, обеспеченность средних неодинакова — осреднение в каждой группе проведено по разному количеству случаев. Последнее объясняется естественной повторяемостью балла кучевых облаков, которая максимальна при $n \approx 4 \div 6$ баллов [7].

Статистические характеристики потоков в табл. 1 приведены для $2 \le n < 10 \ \text{и} \ 0.04 \le s_{\odot} < 10$. Для этих условий связь между средними статистическими величинами $\overline{S^*}$, $\overline{Q^*}$ и параметрами h и s_{\odot} представлена на рис. 1. Каждая точка на этом рисунке соответствует среднему потоку $\overline{S^*}$ или $\overline{Q^*}$ за промежуток времени 1,5—2 часа (среднее из 1000 отсчетов) и среднему баллу, определенному по 3—4 фотографиям облачного неба или продолжительности солнечного сияния s_{\odot} , зафиксированной за этот промежуток времени.

Таблица 1

Статистические характеристики относительных потоков суммарной (Q*) и прямой (S*) радиации

n	\$⊙	Q*	$\sigma_{Q^*}^2$	V _{Q*}	S*	$\sigma_{S^*}^2$	V _{S*}	Количе- ство случаев
2,2 0,08	0,92 0,05	0,89 0,05	0,020 0,25	0,18 0,26	0,88 0,04	0,034 0,29	0,23 0,31	9
3,1 0,09	0,83 0,06	0,83 0,07	0,046 0,29	0,25 0,21	0,75 0,14	0,071 0,25	0,34 0,32	27
4,0 0,06	0,71 0,09	0,78 0,07	0,079 0,26	0,37 0,16	0,69 0,06	0,14 0,22	0,54 0,13	30
5,0 0,07	0,58 0,11	0,71 0,08	0,098 0,15	0,45 0,11	$0,55 \\ 0,13$	0,14 0,21	0,67 0,14	32
6,0 0,05	0,47 0,17	0,63 0,10	0,095 0,15	0,49 0,12	0,43 0,16	0,14 0,17	0,89 0,15	35
7,1 0,04	0,39 0,16	0,57 0,10	0,093 0,20	$\begin{array}{c} 0,51 \\ 0,12 \end{array}$	0,34 0,17	$0,13 \\ 0,25$	1,10 0,16	12
8,1 0,02	0,27 0,14	$\substack{0,52\\0,08}$	0,076 0,25	$\begin{array}{c} 0,53 \\ 0,12 \end{array}$	0,27 0,16	0,12 0,20	1,30 0,14	20
9,1 0,02	0,11 0,24	0,40 0,14	0,055 0,22	0,55 0,13	0,13 0,18	0,061 0,20	2,02 0,15	10
9,8 0,02	0,04 0,52	0,36 0,17	0,027 0,53	0,41 0,18	$\substack{0,04\\0,66}$	0,021 0,94	3,28 0,21	13

Примечапие. В верхних строках приведены средние величины статистических характеристик потоков, а в нижних — изменчивость соответствующих величин в пределах каждого балла.

Видно, что связь между потоками S^* , Q^* и параметрами *n* или s_{\odot} линейная и может быть описана уравнениями линейной регрессии:

$Q^* = 1,00 - 0,06n$	(<i>r</i> =0,81),	(1)
----------------------	--------------------	-----

$$\overline{S}^* = 1,04 - 0,10n$$
 (r = 0,89), (2)

$$Q^* = 0.34 + 0.62s_{\odot}$$
 (r=0.95), (3)

$$S^* = 0,02 + 0,92s_{\odot}$$
 (r=0,98). (4)

Здесь r — коэффициент линейной корреляции, показывающий, что связь потоков $\overline{S^*}$ и $\overline{Q^*}$ с параметром s_{\odot} более тесная, чем с баллом облаков n.

На рис. 2 представлены зависимости $\sigma_{S^*}^2$, $\sigma_{Q^*}^2$ от n и s_{\odot} . Эти зависимости оказались более сложными, чем для самих потоков. В частности, дисперсии потоков как прямой, так и суммарной радиации максимальны при $4 \le n \le 8$ и $0.3 < s_{\odot} \le 0.7$, убывая к нулю при почти ясном или пасмурном небе.




Для коэффициентов изменчивости (см. табл. 1) наблюдается различие в характере зависимостей V_{S^*} и V_{Q^*} от n и s_{\odot} : в условиях незначительной облачности (n < 6, $s_{\odot} > 0,4$) связь V_{S^*} и V_{Q^*} с параметрами n и s_{\odot} близка к линейной, при значительном количестве кучевых облаков (n > 6, $s_{\odot} < 0,4$) изменчивость потоков прямой солнечной радиации резко возрастает с увеличением балла облаков и соответственно с уменьшением s_{\odot} , а изменчивость потоков суммарной радиации мало меняется в этих условиях.



Рис. 2. Зависимость величин $\sigma_{Q^*}^2(a, \delta)$ и $\sigma_{S^*}^2(s, \epsilon)$ от параметров s_{\odot} и n.

Ниже представлены аппроксимационные формулы для зависимостей $\sigma_{S^*}^2$ и $\sigma_{\Omega^*}^2$ от параметров *n* и s_{\odot} :

$$\sigma_{Q^*}^2 = 0,1 \sin \left[\pi (n - 0, 1)\right],$$
 (5)

$$\sigma_{S^*}^2 = 0,15 \sin \left[1,2\pi \left(n-0,15\right)\right],\tag{6}$$

$$\sigma_{Q^*}^2 = 0,1 \sin\left(\pi s_{\odot}\right),\tag{7}$$

$$\sigma_{S^*}^2 = 0,145 \sin(\pi s_{\odot}).$$
 (8)

Рассмотрим функции распределения потоков S^* и Q^* по вероятностям $p(S^*)$ и $p(Q^*)$, числовые значения которых для каждого балла облаков приведены в табл. 2 и 3. В этих таблицах приведены средние повторяемости p для указанных градаций S^* и Q^* и их из-

3

Таблица

Средние дифференциальные функции распределения относительных потоков прямой солнечной радиации S*

5 0 5 3 5 0 5 3 5 0 5 3 5 0 5 3 5 0 5 3 5 0 5 3 6 33 6							радации S _i				1
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	°S.	 ۰. ۲*	0,00- 0,06	$^{0,06-}_{0,12}$	$^{0,12-}_{0,18}$	0,18-0,24	0,24-0,30	0,33-0,36	0,36-0,42	$^{0,42}_{0,48}$	0,48-0,54
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0,92	 0,88	0,00 0,00	$0,002 \\ 1,30$	0,026* 0,95	0,008 0,60	$0,009 \\ 0,52$	0,015 0,50	0,007 0,70	0,009 0,45	0,007 0,65
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0,83	0,75	$0,012 \\ 1,00$	0,039* 0,90	$0,022 \\ 0,55$	0,016 0,75	0,015 $0,60$	0,016 1,00	0,017 0,95	0,016 0,84	0,015 1,00
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0,71	 0,69	$^{0,117*}_{0,80}$	0,056 0,55	$0,022 \\ 0,37$	0,015 0,50	$0,013 \\ 0,75$	0,011 0,55	$0,010 \\ 0,46$	0,013 0,76	0,011 0,46
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0,58	 0,55	0,210* 0,60	0,068 0,50	0,027 0,70	$0,020\\0,64$	$0,016 \\ 0,54$	0,018 1,10	0,015 1,05	0,013 0,60	$0,016 \\ 1,45$
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0,47	 0,43	0,302* 0,60	0,101 0,60	0,040 0,50	$0,015 \\ 0,60$	0,016 0,70	0,016 0,82	0,019 1,10	0,010 1,26	$_{0,75}^{0,027}$
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0,39	0,34	0,385* 0,55	0,063 0,38	0,043 0,65	0,029 0,80	$0,017 \\ 0,55$	$0,016 \\ 0,45$	$0,017 \\ 0,75$	$0,017 \\ 0,44$	$0,018 \\ 0,55$
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0,27	0,27	0,461* 0,60	$^{0,105}_{0,57}$	0,029 0,26	0,020 0,40	0,018 0,36	0,027 0,80	0,015 0,50	0,017 1,10	0,040 0,80
0,04 0,730* 0,136 0,011 0,009 0,011 0,010 0,00 0,35 1,40 0,50 0,70 0,65 0,85 0,90	0,11	0,13	0,522* $0,70$	0,200 1,50	0,028 0,50	0,032 0,85	0,019 0,80	$0,013 \\ 0,77$	0,013 0,85	$\substack{0,010\\0,57}$	0,026 1,20
_	0,04	0,04	0,730* 0,35	$0,136 \\ 1,40$	0,011	0,009	0,011 0,65	0,010 0,85	0,006 0,90	0,006 1,05	0,006 0,80

10*

	$\begin{vmatrix} 1,02\\ 1,08 \end{vmatrix}$	0,116 1,20	$^{0,006}_{2,00}$	0,05 2,20	0,020 3,10	0,019 5,00	0,018 3,00		00	00
¥	$\left \begin{array}{c} 0,96-\\ 1,02 \end{array} \right $	0,176 1,10	0,320*0,94	0,138 1,78	0,0 0 3 2,10	0,028 3,00	$0,030 \\ 2,40$	$^{0,016}_{2,20}$	$0,01 \\ 1,70$	0,004 2,5
	0,90-0,96	0,333* 0,93	0,364 2,4	0,303* 1,35	$0,072 \\ 1,50$	0,075 2,00	0,047 1,60	$0,040 \\ 1,90$	0,020 1,50	0,005 1,50
	$^{0,84-}_{0,90}$	0,118 0,98	0,034 0,85	$0,084 \\ 1,60$	0,180* 1,40	0,056 1,75	0,095* 1,50	$0,054^{*}$ 1,06	0,040* 1,00	0,016 1,90
радации S_l^*	$^{0,78-}_{0,84}$	0,100 1,55	0,030 0,85	$0,065 \\ 1,20$	0,003 1,40	0,094* 1,25	0,054 1,35	$0,044 \\ 0,95$	0,016 0,93	0,019* 1,75
L _I	$^{0,72-}_{0,78}$	0,043 1,40	0,016 1,10	0,026 1,20	$0,065 \\ 1,30$	0,065 1,80	$0,045 \\ 1,25$	0,033 1,05	0,015 0,70	0,009 2,00
	$^{0,66-}_{0,72}$	$0,011 \\ 0,50$	$0,018 \\ 0,95$	0,014 0,58	0,026 0,85	$0,062 \\ 1,85$	$0,062 \\ 1,10$	$0,033 \\ 1,30$	$0,025 \\ 1,10$	$0,004 \\ 1,30$
	$^{0,60-}_{0,66}$	$0,010\\0,50$	0,022 0,70	0,013 0,70	0,018	0,045 1,75	0,026 0,70	0,037 1,05	0,012 0,80	0,005 1,40
	0,54-0,60	0,008 0,55	$0,014 \\ 1,35$	0,013	0,030 1,15	0,020 0,90	$0,018 \\ 0,42$	0,021 1,00	0,018 0,80	0,005 1,50
č	\$	0,88	0,75	0,69	0,55	0,43	0,34	0,27	0,13	0,04
c	° °	0,92	0,83	0,71	0,58	0,47	0,39	0,27	0,11	0,04
	u	2,2	3,1	4,0	5,0	6,0	7,1	8,1	9,1	9,8

Примечание. В верхних строках приведены средние повторяемости р потоков S* (в долях единицы), а в нижнихизменчивость величии *p*, равная $V \overline{\sigma^2 p} / p$.

Таблица З

Средние дифференциальные функции распределения относительных потоков суммариой радиации Q*

[CH AN							р. 	
								Градации	Q_i^*		•		
	°s s	*>	0,00-0,06	0,06— 0,12	0,12 0,18	0,18 0,24	0,24	0,30	0,36 0,42	0,42— 0,48	0,48	0,54	0,60— 0,66
1													
	0,92	0,89	00	00	00	0,005 1,40	0,70	0,012 1,15	$0,014^{*}$ 0,72	0,012 0,60	0,010	0,011 0,47	0,50 0,50
	0,83	0,83	00	00	00	$0,022 \\ 2,15$	0,023 1,15	$0,025^{*}$ 0,91	0,018 0,95	0,017 1,05	0,011 0,80	$0,014 \\ 0,80$	$0,014 \\ 1,00$
_	0,71	0,78	00	00	0,008 3,50	0,028 2,00	0,036 0,90	$0,051^{*}$ 0,65	0,036 0,88	0,023 0,73	$0,016 \\ 0,64$	0,028 1,35	$0,025 \\ 1,25$
-	0,58	0,71	00	00	0,009	0,023 1,75	0,095 0,90	0,100* 0,70	0,049 0,61	$0,027 \\ 0,45$	$0,022 \\ 0,47$	0,019 0,55	0,019 0,55
_	0,47	0,63	00	00	$0,011 \\ 3,20$	0,066 1,20	0,105* 0,90	$0,096 \\ 0,64$	$_{0,72}^{0,071}$	0,068 0,85	$0,025 \\ 0,77$	0,021 0,62	$0,019 \\ 0,48$
	0,39	0,57	00	0,0	0,008	0,095 1,00	0,108* 0,85	0,106 0,63	0,078 0,85	0,055 0,55	0,050	0,038 0,50	0,041 0,65
	0,27	0,52	00	00	$0,009 \\ 1,75$	0,071 0,90	0,139* 0,60	0,103 0,50	0,100* 0,52	0,098 0,55	0,064 0,62	0,063 0,049	0,045 0,80
	0,11	0,40	00	0,045 2,20	0,061 1,12	0,142* 0,56	$0,136 \\ 0,54$	0,133 0,46	0,117 0,35	$0,094 \\ 0,40$	0,083 0,75	$0,044 \\ 0,76$	0,022 0,60
_					_		_		_				

	1,26— 1,32	00	00	00	00	00	00	00		— хинжин
	1,20-1,1,26	00	0,009 3, 60	00	00	00	00	00	00	uы), a в
-	1, 14- 1, 20	$0,011 \\ 3,00$	0,025 3,50	0,006 3,00	0,025 2,10	$0,018 \\ 2,20$	$0,005 \\ 1,50$	$0,008 \\ 1,70$	00	лях едини
	1,08— 1,14	$\begin{array}{c} 0,047\\ 2,00\end{array}$	$0,014 \\ 3,50$	$0,034 \\ 2,00$	$0,037 \\ 2,00$	$0,046 \\ 1,70$	$0,020 \\ 1,80$	0,029	$0,015 \\ 1,20$	Q* (в до.
\mathfrak{d}^*_i	1,02-1,08	$0,108 \\ 1,00$	0,081 1,60	$0,091 \\ 1,40$	0,066 1,20	0,057 2,00	0,060	0,90	0,011 1,00	лотоков
радации (0,96— 1,02	$0,282 \\ 1,17$	$0,122 \\ 1,20$	0,125 1,40	1,44 1,10	0,083 0,93	$0,069 \\ 0,94$	$0,052 \\ 0,80 \\ 0$	0,009 0,76	яемости р
1	0,90— 0,96	0,308* 1,12	0,227* 0,95	$0,142 \\ 0,85$	0,156* 0,90	$0,110 \\ 0,90$	$^{0,114*}_{0,68}$	0,058* 0,85	0,027* $0,90$	ие повтор
· >	0, 84 - 0, 90	0,101 1,20	0,152 1,50	0,180*1,00	0,097 1,00	0,126* 1,09	0,069 0,90	0,031 1,00	0,012 0,61	ены средн
	0,78— 0,84	0,34 1,00	$0,131 \\ 2,00$	$0,111 \\ 1,14$	0,068	0,043 1,50	$0,034 \\ 0,85$	$0,027 \\ 0,075$	0,016 0,81	ах привед
	0,72 0,78	0,010 0,80	$0,057 \\ 2,20$	0,033 1,33	0,024 0,85	0,020 0,55	$0,024 \\ 0,55$	0,027 0,95	$0,014 \\ 0,71$	них строк: ${}_{\mathrm{C}} V \overline{\mathrm{o}^2} n/p$.
	0,66— 0,72	0,012 0,50	$0,037 \\ 1,35$	0,029 1,50	0,020 0,60	$0,021 \\ 0,47$	0,026 0,82	0,041 1,00	0,020 0,87	 . В верхи н <i>р</i> . равна
	* Ö	0,89	0,83	0,78	0,71	0,63	0,57	0,52	0,40	гание величи
	s S	0,92	0,83	0,71	0,58	0,47	0,39	0,27	0,11	римеч ивость
	u .	2,2	3,1	4,0	5,0	6,0	7,0	8,1	9,1	П 1 П 1 изменч

менчивость $(\gamma \sigma_p^2/p)$ в пределах каждого балла, а также соответствующие каждому распределению средние величины продолжительности солнечного сияния s_{∞} и потоков S^* и Q^* .

Функции распределения для потоков излучения содержат больше информации о потоках по сравнению с другими их статистическими характеристиками.

Так, по распределениям $p(S^*)$ или $p(Q^*)$ представляется возможным оценить величины средних потоков $\overline{S^*}$ и $\overline{Q^*}$ ($\overline{S^*}$ = $=\sum_{i=1}^{n} S^* p_i(S_i^*)$, $\overline{Q^*} = \sum_{i=1}^{n} Q^* p_i(Q_i)$), их дисперсии $\sigma_{S^*}^2$, $\sigma_{Q^*}^2$ ($\sigma_{S^*}^2 = \sum_{i=1}^{n} (S_i^* - \overline{S^*})^2 p(S_i^*)$, $\sigma_{Q^*}^2 = \sum_{i=1}^{n} (Q_i^* - \overline{Q^*})^2 p(Q_i^*)$), максималь-

ные и минимальные потоки, а также наиболее вероятные потоки, определяющие формирование средних потоков прямой и суммарной радиации.

Как и в работах [5, 6], приводимые в табл. 2, 3 распределения потоков S* и Q* по вероятностям бимодальны.

Очевидно, первая мода распределения $p(S^*)$ — S_1^* определяет вероятность p₁ закрытия солнца оптически плотными частями кучевых. облаков; первая мода распределения $p(Q^*) - Q_1^*$ определяет наиболее вероятные значения потоков суммарной радиации при экранировании диска солнца облаками. Вторая мода распределения p(S*)-S^{*} определяет вероятность ясного неба при характерной замутненности и соответственно наиболее вероятные значения потоков S* в этих условиях. Вторая мода распределения $p(Q^*) - Q_*^*$ определяет наиболее вероятные значения потоков суммарной радиации также в условиях ясного неба при характерной замутненности атмосферы (положения S_1^* и S_2^* , Q_1^* и Q_2^* на распределениях в табл. 2, 3 отмечены звездочками). Промежуточные градации потоков, расположенные между первой и второй модами на представленных распределениях, определяют вероятности полупрозрачных состояний облачного неба и соответственно вероятности потоков прямой и суммарной радиации в этих условиях.

Если проследить за минимальными и максимальными потоками S^* и Q^* , а также за положениями первых и вторых мод на приводимых распределениях в зависимости от балла n, то отчетливо прослеживается динамика формирования средних потоков прямой и суммарной радиации при кучевой облачности, а также эволюция самих облачных образований при увеличении их количества на небосводе.

Когда облаков мало ($n \approx 2 \div 3$ балла), минимальные потоки прямой радиации отличны от нуля ($S^*_{\min} > 0$), максимальные потоки S^*_{\max} в этих условиях близки к 1, положение S^*_{1} наблюдается около 0,06—0,18 (см. табл. 2). Минимальные значения потоков суммарной радиации превышают 0,18 ($Q^*_{\min} > 0,18$), а $Q^*_{\max} > 1$. Положение Q^*_{1} . наблюдается около значений 0,30—0,36, положения S_2^* и Q_2^* на представленных распределениях совпадают и величины их составляют 0,90—0,96 (см. табл. 2, 3).

Отличие от нуля минимальных потоков прямой радиации свидетельствует о том, что при n < 4 баллов кучевые облака, как правило, полупрозрачны для прямой радиации. Вследствие этого формирование средних потоков $\overline{S^*}$ и $\overline{Q^*}$ при n < 4 осуществляется на 78—82% при ясном небе и на 18—24% при полупрозрачных состояниях облачного неба: в формировании среднего потока $\overline{Q^*}$ основная роль принадлежит потокам прямой радиации.

В условиях покрытия неба облаками от 4 до 5 баллов максимальные потоки S^* и Q^* (S^*_{\max} и Q^*_{\max}) также больше 1, положение S_2^* и Q_2^* остается прежним (как и при $n \approx 2 \div 3$ балла), но потоки $S^*_{\min} = 0$, их повторяемость увеличилась и составляет уже 12—20% против 1% в условиях незначительной облачности. Минимальные потоки суммарной радиации сместились в сторону еще меньших потоков. Появление минимальных потоков прямой радиации, близких к нулю, и смещение потоков Q^*_{\min} в сторону меньших потоков свидетельствует об увеличении оптической плотности кучевых облаков по сравнению с условиями незначительного их количества на небосводе. В этих условиях (при $n \approx 4 \div 5$ баллов) формирование средних потоков $\overline{S^*}$ и $\overline{Q^*}$ осуществляется при ясном, пасмурном и полупрозрачном небе. Роль потоков прямой радиации в формировании среднего потока \overline{Q}^* хотя и уменьшается (повторяемость S_2^* уменьшается по сравнению с повторяемостью S_{2}^{*} при $n \approx 2 \div 3$ балла), но по-прежнему остается основной, так как повторяемость второй моды распределения р (S*) существенно превышает повторяемость первой моды в этих условиях $(p(S_2^*) \gg p(S_4^*))$.

При облачности от 6 до 8 баллов потоки S^*_{\min} и S^*_{\max} , Q^*_{\min} и Q^*_{\max} , а также моды S^*_2 и Q^*_2 по-прежнему не изменились. Однако повторяемость нулевых потоков прямой радиации в этих условиях увеличилась в 2—3 раза по сравнению с условиями $n \approx 4$ —5 баллов, а следовательно, и увеличилось количество непрозрачных для прямой радиации облачных образований. Наблюдаемое смещение Q^*_1 в сторону еще меньших потоков свидетельствует и об увеличении оптической плотности этих облачных образований.

Таким образом, формирование средних потоков \overline{S}^* и \overline{Q}^* при облачности от 6 до 8 баллов также наблюдается при ясном, пасмурном и полупрозрачном небе, но роль прямого излучения в среднем потоке \overline{Q}^* уменьшается, а рассеянного — возрастает (при $n \approx 8$ баллов $p(Q_1^*)$ превышает $p(Q_2^*)$ в 2 раза).

В условиях значительной кучевой облачности (*n*>8 баллов) оптическая плотность кучевых облаков наибольшая, так как в этих условиях даже минимальные потоки суммарной радиации незначительно отличаются от нуля. Формирование потоков S* и Q* происходит уже преимущественно при пасмурном небе, основная роль в формировании потока принадлежит рассеянной радиации.

Как отмечено в [5, 6], при кучевой облачности характерно появление потоков $Q_i^* > 1$ — в просветах при открытом диске солнца потоки суммарной радиации превышают соответствующие потоки в безоблачных условиях.

По полученным распределениям представляется возможным количественно оценить влияние этого эффекта на величины средних потоков суммарной радиации.

В табл. 4 для каждого балла приведены суммарные повторяемости p' потоков $Q^* > 1$, т. е.

$$p' = \sum_{i=m}^{n} p(Q_i^*) \quad (Q_i > 1),$$

Таблица 4

Зависимость суммарной повторяемости p' потоков $Q^* > 1$ и величин $\Delta \overline{Q}^*$ от балла кучевых облаков n

<i>п</i> баллов	•		•	2	3	4	5	6	7	8	g
$p' {}^{0/0} \cdot \cdot$			•	17	10	13	13	12	8	7	3
$\Delta \overline{Q}^{*}$ 0/0 .				22	17	21	19	20	16	15	4

а также величины

$$\Delta \overline{Q}^{*} = \frac{\sum_{i=m}^{n} p\left(Q_{i}^{*}\right) Q_{i}^{*}}{\overline{Q}^{*}},$$

показывающие, какой вклад в величину среднего потока Q^* вносятпотоки $Q^* > 1$.

Как следует из табл. 4, влияние это существенное и составляет-17—20% от величины \overline{Q}^* при $2 \le n \le 6$ и 15—16% при $6 < n \le 8$.

До сих пор рассматривалась статистическая структура относительных потоков прямой и суммарной радиации у поверхности: земли по данным одного пункта наблюдении.

Из логических рассуждений представляется, что полученные характеристики должны быть репрезентативными для любых районов, по крайней мере для умеренных широт нашей страны. Это обусловлено тем, что кучевые облака везде одни и те же, механизм образования также в основном везде один и тот же, исключая тропические широты, и, вероятно, влияние их на радиационные потоки такжедолжно быть везде одинаковым.

Для подтверждения этих рассуждений было проведено сравнение некоторых данных о статистической структуре радиационных потоков, полученных в различных пунктах наблюдений. Использовались данные, полученные в Звенигороде, Ленинграде, Днепропетровске и Тыравере ЭССР. Данные по Тыравере заимствованы из [1].

По предварительным данным для условий Тыравере в диапазоне изменения *n* от 2 до 10 эмпирическая зависимость величин $\overline{Q^*}$ от *n* также линейная: $\overline{Q^*} = b - an$, где a = 0.07 и b = 1.15 [см. 1]. Значение соответствующих коэффициентов у автора составляют 0,06 и 1,00, т. е. довольно близки к данным, полученным В. К. Пылдмаа.

В табл. 5 представлены некоторые результаты сравнения для нескольких пунктов наблюдений. В частности, для сравнения представлены абсолютные величины $\Delta \overline{S}^*$, $\Delta \overline{Q}^*$, $\Delta \sigma_{S^*}^2$ и $\Delta \sigma_{Q^*}^2$. Для Звенигорода средние величины этих разностей заимствованы из табл. 1, для Ленинграда и Днепропетровска отклонения рассчитывались по формуле

$$\Delta S_{\pi}^* = \overline{S}_{3}^* - S_{\pi}^*.$$

Таблица 5

Средние величины отклонений $\Delta S^*, \Delta Q^*, \Delta \sigma^2_{S^*}$ и $\Delta \sigma^2_{Q^*}$ для разных пунктов наблюдений

n		∆S*			$\Delta \sigma^2_{S^*}$			ΔQ^*			$\Delta \sigma^2_{Q^*}$	
баллы	3	Л	Д	3	Л	д	3	Л	Д	3	Л	Д
2 3 4 6 7 8 9 10	$\begin{array}{c} 0,04\\ 0,10\\ 0,07\\ 0,07\\ 0,06\\ 0,04\\ 0,03\\ 0,03\\ \end{array}$	0,02 0,07 0,05 0,05 0,05 0,02 0,01		$\begin{array}{c} 0,010\\ 0,018\\ 0,025\\ 0,024\\ 0,032\\ 0,024\\ 0,018\\ 0,021\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,005\\ 0,012\\ 0,020\\ 0,020\\ 0,033\\ \hline \\ 0,015\\ 0,010\\ \end{array}$		0,06 0,06 0,06 0,05 0.04 0,06	$ \begin{array}{c} 0,03 \\ -0,05 \\ 0,04 \\ 0,02 \\ 0,05 \\ \end{array} $		0,014 0,015 0,019 0,019 0,015 0,014	0,00 0,014 0,007 0,005 0,010	 0,005 0,004 0,011

Примечание. Буквы З, Л и Д соответствуют названиям пунктов наблюдений Звенигород, Ленинград, Днепропетровск.

Подобным образом рассчитывались величины ΔQ^* , $\Delta \sigma_{S^*}^2$ и $\Delta \sigma_{Q^*}^2$. Из данных табл. 5 видно, что случайные отклонения от средних не выходят за границы разброса точек, полученных по данным наблюдений в Звенигороде.

Следовательно, приводимые в данной статье связи для статистических характеристик относительных потоков прямой и суммарной радиации являются репрезентативными для пунктов наблюдений, расположенных в средних широтах, для условий бесснежного периода и позволяют определять статистическую структуру этих потоков за конкретные промежутки времени (но не менее 1,5 часов)

конкретного дня но данным о количестве кучевых облаков (n или s_{∞}) за эти же промежутки времени.

Представляется возможным решение обратной задачи — получение информации об облачности по известным средним потокам.

В постановке данной работы и в анализе результатов автор получал постоянную поддержку и ценные советы от Евы Михайловны Фейгельсон, за что выражает ей свою искреннюю признательность.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Пылдмаа В. К., Тимановская Р. Г. Некоторые статистические характеристики суммарной радиации в облачных условиях.— Изв. АН СССР, 1969, т. 5, № 5.
- Сулев М. А. Пространственная структура поля коротковолновой радиации при слоисто-кучевой и кучевой облачности. В кн.: «Теплообмен в атмосфере». М., «Наука», 1972.
 Тимановская Р. Г. Фейгельсон Е. М. К методике изучения ста-
- Тимановская Р. Г. Фейгельсон Е. М. К методике изучения статистической структуры наземных потоков солнечной радиации в облачных условиях. — В кн.: «Теплообмен в атмосфере». М., «Наука», 1972.
- Муламаа Ю. А., Пылдмаа В. К., Сулев М. А. Некоторые вопросы методики измерения средних потоков коротковолновых потоков при облачности. — В кн: «Теплообмен в атмосфере». М., «Наука», 1972.
- 5. Тимановская Р. Г., Фейгельсон Е. М. Потоки солнечной радиации у поверхности земли при кучевой облачности.— «Метеорология и гидрология». 1970. № 11.
- б. Тимановская Р. Г., Фейгельсон Е. М. Статистическая структура радиационных потоков при кучевой облачности. В кн.: «Теплообмен в атмосфере». М., «Наука», 1972.
 7. Тимановская Р. Г., Фейгельсон Е. М. Некоторые параметры куче-
- Тимановская Р. Г., Фейгельсон Е. М. Некоторые параметры кучевых облаков, полученные по фотографиям небесного свода и из наземных актинометрических измерений. В кн.: «Теплообмен в атмосфере». М., «Наука», 1972.
- 8. Пылдмаа В. К., Тимановская Р. Г. Некоторые статистические параметры суммарной радиации.— В кн.: «Теплообмен в атмосфере». М., «Наука», 1972.

Б. Г. ВАГЕР, В. В. СИМОНОВ

ВЛИЯНИЕ КОРОТКОВОЛНОВОЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ НА СТРОЕНИЕ МЕЛКОГО ВОДОЕМА

В работе [1] сформулирована и решена одномерная задача о строении мелкого ограниченного водоема при горизонтально-однородных и стационарных условиях для случая нейтральной стратификации. В [2] учитываются сила Кориолиса и возможные отклонения вертикального профиля температуры от безразличного. Но при рассмотрении влияния стратификации на формирование термодинамического режима водоема были проанализированы лишь величина и знак теплообмена водной поверхности с атмосферой. Настоящая работа является продолжением первых двух и касается главным образом зависимости характеристик турбулентности в водоеме от падающей радиации и интенсивности ее поглощения.

Постановка задач, обозначения и физический смысл величин, входящих в нижеприводимые формулы и уравнения, даются в [2], поэтому здесь мы лишь напомним исходную систему уравнений и граничных условий:

$$\frac{d}{\partial z} a \frac{du}{dz} + \lambda v = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{d}{dz} a \frac{dv}{dz} - \lambda u = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y},$$
$$\frac{d}{dz} a \frac{dT}{dz} = \frac{1}{\alpha_{\rm T} \rho c_p} \frac{dR}{dz},$$
$$a \left[\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 \right] + \eta g \alpha_{\rm T} a \frac{dT}{dz} = c \frac{b^{3/2}}{l} - \alpha_b \frac{d}{dz} a \frac{db}{dz};$$

при z=0

$$-a \frac{du}{dz} = a_{*0}^2, \quad \frac{dv}{dz} = 0, \quad -\alpha_{\rm T} \rho c_p a \frac{dT}{dz} = B_{\rm T}, \quad b = b_{\rm T};$$

при *z* = *h* — *z*_{*}

$$u = v = 0, \quad T = T_*, \quad -\alpha_b a \frac{db}{dz} = \sqrt{\frac{2\alpha_b c}{3}} b_*^{3/2}.$$

Коэффициент турбулентности a(z) определяется по соотношению А. Н. Колмогорова $a(z) = l \sqrt{b}$; масштаб турбулентности l(z) рассчитывается по формуле [3]

$$l(z) = \left(\frac{b}{b_{\pi}}\right)^{1/2} \left[l_{1} + \kappa b_{\pi}^{1/2} \int_{0}^{z} b^{-1/2} dz \right] \left[1 - \frac{\int_{0}^{z} b^{-1/2} dz}{\int_{0}^{z} b^{-1/2} dz} \right];$$

закон поглощения коротковолновой радиации задается в виде

$$R(z) = R_{\rm II} e^{-\beta z}.$$

Прежде чем переходить к изложению полученных результатов, остановимся несколько подробнее на отдельных моментах постановки задачи и схемы расчета, которые, как оказалось позднее, сформулированы недостаточно четко.

Градиенты давления $\partial p/\partial x$ и $\partial p/\partial y$ являются существенно внутренними параметрами задачи, и, естественно, для их определения требуется задать дополнительные условия.

Применительно к нашей задаче, т. е. для случая равномерного ветра над замкнутым водоемом постоянной глубины, эти условия задаются следующим образом [4, 5]:

$$\int_{0}^{h-z_{*}} u dz = \int_{0}^{h-z_{*}} v \, dz = 0.$$
 (1)

Отсюда, проинтегрировав уравнения движения по всей глубине, получаем:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{u_{*0}^2 n}{h}, \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = -\frac{u_{*0}^2 m}{h},$$

где

$$n = \frac{1 - (u_{*1}/u_{*0})^2}{1 - \widetilde{z}_*}, \quad m = \frac{(v_{*1}/u_{*0})^2}{1 - \widetilde{z}_*}.$$
 (2)

При волнении возникает переходный слой, в котором наблюдаются колебания поверхности раздела вода—воздух. Чтобы воспользоваться без принципиальных возражений традиционной системой уравнений, начало координат располагается под подошвами волн [6]. Если считать, что турбулентность полностью затухает непосредственно на физической поверхности воды, то при z=0 логично задавать какую-то начальную величину масштаба турбулентности l_1 . В этом случае коэффициент обмена также имеет здесь конечное значение, что автоматически устраняет логарифмическую особенность в профиле скорости. Значит, если l_1 и b_{π} считать заданными, а для определения $\partial p/\partial x$ и $\partial p/\partial y$ использовать условие (2), то система уравнений оказывается замкнутой. Но с точки зрения физики процесса величины l_1 и b_{π} нельзя рассматривать как независимые. К сожалению, экспериментальные данные о связи масш

таба и энергии турбулентности в воде вблизи ее поверхности отсутствуют, что заставляет искать другие пути решения этого вопроса.

Можно, конечно, несколько иначе сформулировать задачу и вместо параметра l_1 ввести в рассмотрение шероховатость водной поверхности снизу z'_* . Такой подход развивается, например, в работе [7], в которой для расчета величины z'_* привлекается соотношение, аналогичное соотношению для приводного слоя воздуха. Но, как нам кажется, в нашей постановке начальный масштаб турбулентности является более наглядной характеристикой, чем параметр шероховатости.

После перехода к безразмерным переменным система уравнений и граничных условий при нейтральной стратификации содержит шесть определяющих параметров:

$$\sigma = \frac{\sqrt{2a_b}}{c^{1/4}\sqrt{3}} \frac{\lambda h}{u_{*0}}, \quad \widetilde{z} = \frac{\widetilde{z_*}}{h}, \quad m, \quad n, \quad \widetilde{l_1} = \frac{l_1}{xh}, \quad \gamma = \frac{u_{*0}^4}{c b_r^2}$$

последний из которых находится интегрированием уравнения баланса турбулентной энергии с учетом (1) по всей глубине

$$\gamma = \frac{\widetilde{D} - \widetilde{F}_{\pi} + \widetilde{F}_{*}}{\widetilde{u}_{\pi}},$$

где \widetilde{D} — суммарная диссипация, \widetilde{F}_{π} и \widetilde{F}_{*} — потоки турбулентной энергии на границах слоя, \widetilde{u}_{π} — безразмерная скорость течения при z=0.

Таким образом, считая, например, l_1 заданным, из оставшихся трех параметров m, n и γ любые два можно определить с помощью условия (1).

Поскольку l_1 и γ связаны в первую очередь с состоянием приповерхностного пограничного слоя, а m и n — придонного, то вполне разумным кажется предположение о слабой зависимости между ними. Если это предположение действительно имеет место, то появляется возможность не задавать, а определять величину $b_{\rm II}$, что существенно расширяет область применения такой постановки и, в частности, позволяет оценить эффективность различных механизмов энергоснабжения турбулентности в водоеме. С целью проверки этого предположения была выполнена серия численных экспериментов, в которых задавались различные комбинации \tilde{l}_1 и γ из диапазонов 10^{-5} — 10^{-2} и 0,1—10,0 соответственно. Эти расчеты показали, что параметры n и особенно m действительно весьма

слабо реагируют на изменения $\widetilde{l_1}$ и **ү**. Подтверждением сказанному служит табл. 1, в которой для условий нейтральной стратификации

и $\sigma = 1,5$ представлена зависимость *m* от z_* , l_1 и γ .

Таблица 1

~	,		γ 1		Среднее
2*		0,1	1,0	10,0	m
10-4	10^{-4} 10^{-3} 10^{-2}	1,844 1,907 1,930	1,919 1,921 1,939	1,935 1,924 1,941	1,918
10-3	$ \begin{array}{r} 10^{-4} \\ 10^{-3} \\ 10^{-2} \end{array} $	3,540 3,626 3,613	3,650 3,648 3,650	3,673 3,653 3,658	3,644
10-2	$ \begin{array}{c} 10^{-4} \\ 10^{-3} \\ 10^{-2} \end{array} $	7,805 7,865 7,609	7,924 7,902 7,773	7,946 7,910 7,809	7,838

Параметр $m \cdot 10^2$ в зависимости от z_* , \tilde{l}_1 и у

Из таблицы видно, что для одной и той же шероховатости отклонения параметра m от его среднего значения, даже при таком \sim

широком диапазоне изменений l_1 и γ , не превышают 4%. Следует подчеркнуть, что внешние факторы, как, например, стратификация, при определенных условиях могут заметно повлиять на величину m. Но многочисленные расчеты показали, что при любых внешних ус-

ловиях влиянием параметров l₁ и ү на *m* вполне можно пренебречь.

Полученный результат обусловил дальнейший путь решения поставленной задачи: при нескольких произвольно выбранных значе-

ниях l_1 и γ для конкретных внешних условий определяется среднее значение *m*, после чего рассчитываются интересующие нас зависимости и характеристики, в том числе энергия турбулентности и ее поток при z=0.

Дальнейший анализ показал, что для определения m и n при закрепленных γ с точностью до сотых долей процента достаточно нескольких итераций. В то же время сходимость по γ при фиксированном m оказалась значительно хуже и для получения той же точно-

сти число итераций необходимо увеличить в зависимости от $\tilde{l_1}$ на 2—3 порядка.

Это и навело на мысль определять одновременно и параметр m, и параметры n и γ , т. е. использовать итерационный процесс, описанный в работе [2]. Проверка показала, что в обоих случаях с точностью до 6—7 знака величины m оказываются одинаковыми.

Перейдем теперь непосредственно к рассмотрению влияния падающей радиации и интенсивности ее поглощения на характеристики турбулентности, профили скорости и температуры. При безразмерной записи исходной системы уравнений этим внешним факторам соответствуют параметры:

$$r = \frac{\eta g h R_{\pi}}{\beta_2 \delta u_{a0}^3}, \quad \widetilde{\beta} = \beta h.$$
(3)

Турбулентный теплообмен водоема с атмосферой выражается через величину

$$q = \frac{\eta g h B_{\rm II}}{\beta_2 \delta u_{a0}^3} \,. \tag{4}$$

Эти параметры входят как в уравнение теплопроводности, так и в уравнение баланса турбулентной энергии. В последнем уравнении они комбинируются в виде функции

$$\widetilde{\psi}(\widetilde{z}) = \gamma^{3/4} \left[q + r \left(1 - e^{-\widetilde{\beta} \, \widetilde{z}} \right) \right], \tag{5}$$

которая отражает роль конвективного фактора в суммарной продукции турбулентной энергии.

Так как на интенсивность турбулентного обмена, а следовательно, и на распределение скорости течения влияет градиент температуры, то, задавая поток тепла на верхней границе $B_{\rm m}$ и закон поглощения радиации, термический член в уравнении баланса турбулентной энергии рассчитывается независимо от уравнения теплопроводности, т. е. решение задачи расщепляется, условно говоря, на чисто динамическую и температурную части. Это уменьшает нелинейность задачи со всеми вытекающими отсюда последствиями и в значительной степени облегчает анализ влияния радиационных

 $(r \ \mu \beta)$ и турбулентных (q) характеристик на строение стратифицированного потока со сдвигом. Другими словами, в данной постановке зависимость характеристик турбулентности и профиля скорости от условий радиационно-теплового обмена водоема с атмосферой можно выявить без рассмотрения сложных взаимозависимости и взаимовлияния динамических и температурных профилей.

С увеличением глубины количество радиации, поглощенное слоем единичной толщины, уменьшается, т. е. падает мощность внутреннего источника тепла, а отсюда уменьшается и величина нагрева. Это значит, что в реальных условиях коротковолновая солнечная радиация всегда способствует развитию устойчивой стратификации и является стабилизирующим фактором в процессе турбулентного перемешивания. Последнее обстоятельство легко видеть, если проинтегрированное по глубине уравнение теплопроводности подставить в уравнение баланса турбулентной энергии. Полагая для простоты q=0, получаем, что при $\beta z > 0$ термический фактор

$$g\eta \alpha_{\mathrm{T}} a \, \frac{dT}{dz} = - \frac{\eta g R_{\mathrm{T}}}{\rho c_{p}} \, (1 - e^{-\beta z}).$$

имеет знак, противоположный знаку динамической трасформации.

Аналогичные результаты вытекают и из выражения (5) для ψ(z). Из этих формул также следует, что при z → 0 влияние и падающей радиации и прозрачности воды становится исчезающе малым, какие бы численные значения не принимали параметры β и r. Другими словами, всегда можно выделить область глубин вблизи границы раздела, где лучистый приток тепла практически не сказывается на характеристиках турбулентности, хотя, как было сказано выше, удельное количество поглощенной радиации увеличивается по мере приближения к поверхности.



Рис. 1. Влияние радиационных характеристик на функции a и φ . $a) \beta = 1,0, 1$ r = 50, 2 r = 10; 6 r = 30, 1 $\beta = 10, 2$ $\beta = 1,0, 3$ $\beta = 0,1$.

Наглядным подтверждением вышесказанному является рис. 1, на котором приведена зависимость коэффициента и энергии турбулентности, точнее функции $\tilde{\varphi}$, от параметров *r* и $\tilde{\beta}$ соответственно. Во всех рассмотренных ниже примерах расчеты производились при $\sigma = 0.15$, $\tilde{l_1} = \tilde{z_*} = 10^{-4}$ и, если не оговорено особо, q = -30, что соответствует случаю очень большого отрицательного потока тепла при z = 0.

Как видно из графиков, действительно, имеется тонкий приповерхностный слой, в котором профили рассматриваемых характеристик практически совпадают между собой при любых значениях *r*

и β . Однако с увеличением глубины картина заметно меняется. Первое, что хотелось бы отметить существенно различная реакция коэффициента, масштаба и энергии турбулентности на изменение радиационных характеристик. Наибольшие изменения наблюдаются в профиле ϕ , причем не только количественные, но и качественные. Например, при увеличении β от 0,1 до 10,0 месторасполо-

11 Заказ № 263

а у кривой появляется точка перегиба. Сдвиг точки максимума φ связан с уменьшением толщины неустойчиво стратифицированного приповерхностного слоя. Наоборот, масштаб турбулентности почти не зависит от *r* и $\tilde{\beta}$ и поэтому приведена только одна кривая на

на рис. 1 a, которая достаточно хорошо иллюстрирует поведение масштаба турбулентности при всех рассмотренных значениях r



Рис. 2. Влияние тепловых и радиационных характеристик на профили температуры.

1) $q=-30, r=30, \widetilde{\beta}=1,0; 2) q=-30, r=50, \widetilde{\beta}=1,0; 3) q=$ =--0,3, $r=0,5, \widetilde{\beta}=10; 4) q=0,3, r=0,1, \widetilde{\beta}=0,1.$ и β . Формально, как нам кажется, это объясняется структурой формулы для

l(z), в которой сомножи-

тели при вариациях о меняются в противоположные стороны. С физической точки зрения данный факт является, по-вилимому, следствием существования двух смыкающихся пограничных слоев, в которых аналогично. например, приземному слою определяющим для масштаба турбулентности является расстояние до границы. Отсюда становится понятным характер изменения коэффитурбулентности. циента который в данной постановке рассчитывается по формуле

При сравнении рис. 1 a и 1 b можно заметить, что как увеличение коэффициента поглощения, так и увеличение притока радиации приводят к аналогичным изменениям в профилях характеристик турбулентности. Это непосредственно следует и из формулы (5),

 $\widetilde{a} = \widetilde{l} \widetilde{\varphi}^{1/3}$.

единственного соотношения, которое содержит параметры *r* и β. Ослабление интенсивности турбулентного обмена, естественно, сказывается и на распределении скорости течения по глубине, причем как непосредственно через механизм турбулентного перемешивания, так и через увеличение относительного влияния силы Кориолиса.

В зависимости от величины и знака потока тепла на границе

раздела, а также от соотношения между значениями параметров

q, r и β распределение температуры может быть самым разнообразным, что видно из рис. 2, на котором приведены случаи устойчивой и неустойчивой стратификации во всем слое (кривые 1 и 4), а также профили с градиентами разного знака вблизи границ (кривые 2 и 3). Общим для всех профилей является постоянство и малая абсолютная величина градиентов температуры в основной толще потока.



Рис. 3. Влияние радиационных характеристик на составляющие уравнения баланса турбулентной энергии.

a) $r=30, \ \widetilde{\beta}=10, \ \delta$) $r=50, \ \widetilde{\beta}=1,0; \ 1$) Tr, 2) ψ , 3) Diff, 4) ϵ .

Рассмотрим теперь вертикальные профили составляющих уравнения баланса турбулентной энергии

$$Tr - \psi = \varepsilon - Diff;$$

где Tr — динамическая трансформация, ψ — термическая трансформация, ε — диссипация, Diff — диффузия.

Изменение всех этих членов по глубине представлено на рис. 3.

В приповерхностном слое основной вклад в баланс турбулентной энергии приходится на долю трансформации и диссипации. Остальные члены уравнения в этом слое намного меньше, и поэтому на рисунках вертикальные профили приводятся, начиная с глубины $\widetilde{z}=0.15$. Такой же слой, но гораздо более тонкий имеется и у вто-

2=0,15. Такой же слой, но гораздо более тонкий имеется и у второй границы. Здесь у дна картина качественно аналогична той, которая наблюдается вблизи поверхности, хотя сами значения Тг и є на о́дин-два порядка меньше. Относительно малые значения диффузии вблизи границ свидетельствуют о том, что наибольшая часть возникающей в этом слое энергии диссипирует непосредственно здесь же.

Влияние радиационных характеристик на профили различных членов уравнения баланса турбулентной энергии видно из сравнения рис. За и Зб. При анализе этих профилей можно обнаружить некоторые закономерности течения и представить определенную картину структуры турбулентного потока в мелком водоеме, которая качественно согласуется со структурой турбулентного потока в трубе [8].

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Вагер Б. Г., Симонов В. В. К вопросу о расчете строения мелкого водоема.— Труды ГГО, 1970, вып. 257.
- 2. Вагер Б. Г., Симонов В. В. Влияние стратификации и силы Кориолиса на строение мелкого водоема от выбора формулы для масштаба турбулентности. Труды ГГО, 1971, вып. 282.
- 3. Симонов В. В. Зависимость строения мелкого водоема от выбора формулы для масштаба турбулентности. Труды ГГО, выш. 282.
- 4. Фельзенбаум А. Й. Метод полных потоков в классической теории мор-
- ских течений. Труды ин-та океанологии АН СССР, 1956, т. 19. 5. Фельзенбаум А. И. Связь ветра с уровнем и установившимся течением мелкого моря. ДАН СССР, 1956, т. 109, № 1.
- 6. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л., Гидрометеоиздат, 1970.
- 7. Лайхтман Д. Л. Динамика пограничных слоев атмосферы и моря с учетом взаимодействия и нелинейных эффектов. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1956, т. 2, № 10.
- 8. Хинце И. О. Турбулентность. М., Физматгиз, 1963.

Б. Г. ВАГЕР, Е. Д. НАДЕЖИНА

ИЗМЕНЕНИЕ РЕЖИМА ПЛАНЕТАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ПОД ВЛИЯНИЕМ ИЗМЕНЕНИЯ ВЛАЖНОСТИ ПОВЕРХНОСТИ

В связи с проведением в нашей стране работ по орошению обширных территорий возрастает интерес к выявлению и прогнозу тех изменений, которые возникают при этом в строении планетарного пограничного слоя. Существующие методы расчета потоков тепла и влаги с орошенных территорий [1, 2], основанные на теоретическом решении задачи, получены для случая небольших орошенных участков поверхности. При этом предполагалось, что возмущения, возникающие из-за неравномерного распределения увлажнения поверхности, не проникают за пределы приземного подслоя. Очевидно, однако, что при масштабах горизонтальной неоднородности порядка 10 км возмущения будут захватывать весь планетарный пограничный слой. Это заметным образом скажется на пространственном распределении потоков тепла и влаги. Поэтому теоретическая оценка изменений режима планетарного пограничного слоя, вызванных изменением увлажнения поверхности, является весьма актуальной задачей. Целью настоящей работы было проведение таких оценок.

В работе решается двумерная задача тепло- и влагообмена в турбулентном пограничном слое атмосферы с учетом горизонтальной неоднородности потока. Изучаемый процесс сводится к следующему. Воздушная масса, ограниченная сверху плоскостью H (H высота экмановского пограничного слоя), в течение длительного времени перемещается над однородной поверхностью, так что в слое высоты H устанавливается квазистационарный режим. В некоторой точке (x=0, z=0) меняется влажность подстилающей поверхности. Это вызывает деформацию полей метеорологических характеристик и нарушает квазистационарность режима. По мере удаления от границы раздела разнородных поверхностей будет увеличиваться толщина слоя, охваченного возмущением. Будем считать, что выше уровня z=H никаких изменений не происходит.¹

¹ Аналогичная задача для приземного слоя с учетом изменения шероховатости и радиационного баланса на поверхности была решена в работах [3, 4].

Это явление описывается системой дифференциальных уравнений, состоящей из уравнений гидродинамики и уравнений тепло- и влагообмена. Выпишем систему уравнений, необходимую для решения поставленной задачи:

1) уравнения движения:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} - 2\omega_z v = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial u}{\partial z},$$
$$u \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial v}{\partial z} + 2\omega_z (u - v_g) = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial v}{\partial z}; \qquad (1)$$

2) уравнение неразрывности

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0;$$
 (2)

3) уравнение переноса влаги

$$u \frac{\partial q}{\partial x} + w \frac{\partial q}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial q}{\partial z}; \qquad (3)$$

4) уравнение переноса тепла

$$u \frac{\partial \Theta}{\partial x} + w \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Theta}{\partial z}.$$
 (4)

Для определения коэффициента турбулентного обмена *k* воспользуемся уравнением баланса кинетической энергии турбулентности и известными соотношениями Колмогорова:

$$u \frac{\partial b}{\partial x} + w \frac{\partial b}{\partial z} - k \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 - \frac{g}{\overline{\Theta}} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right] = -\text{Diss} + \alpha_b \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b}{\partial z}, \qquad (5)$$

$$k = l\sqrt{b}$$
, Diss $= c \frac{b^2}{k}$. (6)

Здесь u, v, w — компоненты скорости ветра по осям x, y и z, причем ось x направлена по геострофическому ветру $(v_g), \Theta$ — потенциальная температура, q — удельная влажность (r/r), b — кинетическая энергия турбулентности, l — масштаб турбулентности, $2\omega_z$ — параметр Кориолиса, g/Θ — параметр плавучести, c и α_b — константы.

Уравнения (1)—(6) записаны с учетом обычных упрощений, принимаемых для течений в пограничных слоях. Кроме того, предполагалось, что производные $\partial u/\partial y$, $\partial v/\partial y$, $\partial \Theta/\partial y$, $\partial q/\partial y$ и $\partial b/\partial y$ малы по сравнению с остальными членами соответствующих уравнений. Система (1)—(6) будет замкнутой и может быть решена, если задать или каким-либо способом определить масштаб турбулентности l(x, z). Относительно поведения l в горизонтально неоднородном потоке в современной литературе нет никаких сведений. Поэтому были проведены численные эксперименты для разных спо-

собов задания *l*. При описании каждого конкретного эксперимента будет указано, какая функция *l* выбрана для данного случая.

При решении системы уравнений (1)—(6) использовались следующие граничные условия:

1) для компонент скорости ветра выполнялись условия прилипания потока на уровне шероховатости $z = z_0$ (u = v = w = 0) и условие совпадения средней скорости ветра со скоростью геострофического потока на уровне z = H ($u = v_e$, v = 0);

2) задавались постоянные значения удельной влажности на обеих границах по вертикали $(q \mid_{r=r_0} = q_0, q \mid_{r=H} = q_H);$

3) для энергии турбулентности использовались условия непроницаемости поверхности для потока энергии турбулентности $(\partial b/\partial z = 0)$ и отсутствия турбулентности выше уровня z = H (b = 0);

4) на верхней границе пограничного слоя задавалась постоянная температура ($\Theta = \Theta_H$), а на уровне шероховатости рассматривалось уравнение теплового баланса

$$-k\rho c_p \frac{\partial \Theta}{\partial z} - k\rho L \frac{\partial q}{\partial z} = (R-B) - \sigma \Theta^4, \qquad (7)$$

где ρ — плотность, c_p — удельная теплоемкость, L — скрытая теплота парообразования, R — баланс коротковолновой радиации, B — поток тепла в почву, σ — постоянная Больцмана.

Введем отклонение потенциальной температуры от ее какоголибо значения Θ_0 при $z = z_0$

 $\tau = \Theta - \Theta_0$.

Линеаризируем, как это обычно делается, выражение $\sigma\Theta^4$, входящее в уравнение (7),

$$\sigma \Theta^4 = \sigma \Theta_0^4 + 4 \Theta_0^3 \sigma \tau$$

и будем далее рассматривать в уравнениях (3) и (7) вместо потенциальной температуры Θ отклонение τ .

Введем масштабы для переменных величин и перепишем уравнения (1)—(7) в безразмерном виде:

$$\widetilde{u} \frac{\partial \widetilde{u}}{\partial \widetilde{x}} + \widetilde{w} \frac{\partial \widetilde{u}}{\partial \widetilde{z}} - m\widetilde{v} = \frac{\partial}{\partial \widetilde{z}} \widetilde{k} \frac{\partial \widetilde{u}}{\partial \widetilde{z}},$$

$$\widetilde{u} \frac{\partial \widetilde{v}}{\partial \widetilde{x}} + \widetilde{w} \frac{\partial \widetilde{v}}{\partial \widetilde{z}} + \widetilde{m} (\widetilde{u} - 1) = \frac{\partial}{\partial \widetilde{z}} \widetilde{k} \frac{\partial \widetilde{v}}{\partial \widetilde{z}},$$
(8)

$$\widetilde{w} = -\int_{\widetilde{z}_0}^{z} \frac{\partial \widetilde{u}}{\partial \widetilde{x}} d\widetilde{z}, \qquad (9)$$

$$\widetilde{u} \frac{\partial \widetilde{q}}{\partial \widetilde{x}} + \widetilde{w} \frac{\partial \widetilde{q}}{\partial \widetilde{z}} = \frac{\partial}{\partial \widetilde{z}} \widetilde{k} \frac{\partial \widetilde{q}}{\partial \widetilde{z}}, \qquad (10)$$

$$\widetilde{u} \frac{\partial \widetilde{v}}{\partial \widetilde{x}} + \widetilde{w} \frac{\partial \widetilde{v}}{\partial \widetilde{z}} = \frac{\partial}{\partial \widetilde{z}} \widetilde{k} \frac{\partial \widetilde{v}}{\xi \partial \widetilde{z}}.$$
(11)

$$\widetilde{u} \frac{\partial \widetilde{b}}{\partial \widetilde{x}} + \widetilde{w} \frac{\partial \widetilde{b}}{\partial \widetilde{z}} - \widetilde{k} \left[\left(\frac{\partial \widetilde{u}}{\partial \widetilde{z}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \widetilde{v}}{\partial \widetilde{z}} \right)^2 - \beta \frac{\partial \widetilde{v}}{\partial \widetilde{z}} \right] =$$

$$= -c \frac{\widetilde{b^2}}{\widetilde{k}} + a_b \frac{\partial}{\partial \widetilde{z}} \widetilde{k} \frac{\partial \widetilde{b}}{\partial \widetilde{z}}, \quad \widetilde{k} = \widetilde{l} \sqrt{\widetilde{b}}.$$
(12)

Граничные условия перепишутся таким образом: 1) на уровне шероховатости $\widetilde{z} = \widetilde{z_0}$:

$$\widetilde{u} = \widetilde{v} = \widetilde{w} = 0, \quad \widetilde{q}_0 = 1, \quad \frac{\partial \widetilde{b}}{\partial \widetilde{z}} = 0,$$
 (13)

$$\widetilde{k} \frac{\partial \widetilde{\tau}}{\partial \widetilde{z}} = -\left[M + P\widetilde{k} \frac{\partial \widetilde{q}}{\partial \widetilde{z}}\right] + n\widetilde{\tau}; \qquad (14)$$

2) на верхней границе пограничного слоя z = 1:

$$\widetilde{u}=1, \quad \widetilde{v}=0, \quad \widetilde{q}=\widetilde{q}_1, \quad \widetilde{\tau}=\widetilde{\tau}_1, \quad \widetilde{b}=0.$$
 (15)

Здесь использованы следующие масштабы для исследуемых величин и введены обозначения:

$$u_{M} = v_{M} = w_{M} = v_{g}, \quad x_{M} = z_{M} = H, \quad \tau_{M} = \gamma_{p}H,$$

$$q_{M} = q_{0}, \quad k_{M} = v_{g}H, \quad b_{M} = v_{g}^{2}, \quad l_{M} = H,$$

$$\beta = \frac{\alpha_{H}g\gamma_{p}H^{2}}{\widetilde{\Theta}v_{g}^{2}}, \quad m = \frac{\lambda H}{v_{g}}, \quad n = \frac{4\sigma\Theta_{0}^{3}}{\rho c_{p}v_{g}},$$

$$M = \frac{R - B}{\rho c_{p}v_{g}\gamma_{p}H}, \quad P = \frac{g_{0}L}{c_{p}\gamma_{p}H}.$$
(16)

Система уравнений (8)—(15) решалась численно на ЭВМ М-220. Для этого уравнения, входящие в систему, аппроксимировались конечными разностями, причем использовалась неявная шеститочечная схема. Шаг сетки по высоте выбирался существенно неравномерным — маленькие шаги вблизи самой поверхности, постепенное увеличение шага сетки с ростом \tilde{z} и, наконец, постоянный шаг выше приземного слоя. В области, где решение резко меняется по \tilde{x} , как правило, применялся также неравномерный шаг и по \tilde{x} , чтобы иметь возможность более детально проследить процессы в переходной зоне. В силу нелинейности системы уравнений (8)— (15) на каждом шаге по \tilde{x} проводились итерации. Схема счета сводилась к следующему. Методом матричной прогонки решались

уравнения движения (8), затем из уравнения неразрывности (9) вычислялся профиль \tilde{w} . Этот процесс повторялся до тех пор, пока найденные из двух последовательных приближений значения \tilde{u} -компоненты скорости ветра не совпадали с заданной степенью точности (~1%). Далее методом прогонки решались уравнения (10)—(12), причем в последнем уравнении проводились итерации относительно





 а) масштаб турбулентности задан формулой Лайхтмана—Зилитинкевича;
 б) коэффициент турбулентности задан формулой Шарона; внизу приведен годограф скорости. Крестиками и кружками нанесены экспериментальные данные по профилю влажности и спирали ветра соответственно по данным работы [7].

Модель потока в переходной зоне строится с учетом модели для горизонтально однородной поверхности. Поэтому, прежде всего, было получено установившееся решение в области $\tilde{x} < 0$, которое послужило граничным условием при $\tilde{x} = 0$. В качестве иллюстрации установившегося режима на рис. 1 *а* приведены типичные профили температуры, влажности и характеристик турбулентности в квазистационарном потоке, режим которого определяется, с одной стороны, значениями (R - B) и влажности \tilde{q}_0 на поверхности, с другой стороны — условиями во внешнем потоке при $\tilde{z} > 1$. Кривые на рис. 1 *а* получены для случая задания масштаба турбулентности, предложенного Лайхтманом и Зилитинкевичем [1, 5],

$$l = -\kappa \frac{b}{k} \bigg| \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{b}{k} \right). \tag{17}$$

Из рисунка видно, что полученные с использованием этого соотношения величины коэффициента турбулентности заметно завы-

шены по сравнению с реальными значениями *k* в пограничном слое атмосферы. Нами были выполнены численные эксперименты по расчету характеристик пограничного слоя для случая, когда коэффициент турбулентности определялся по формуле Шарона [6],

$$k = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 - \beta \frac{\partial \tau}{\partial z} \right]^{1/2} \left[\frac{\pi z}{1 + \frac{\pi}{d} z} \right]^2.$$
(18)

Профиль k(z) в квазистационарном потоке, полученный с использованием соотношения (18), показан на рис. 1 б. Максимальные значения коэффициента турбулентности лучше согласуются в этом случае с экспериментальными оценками, в то время как поведение k(z) вблизи верхней границы не соответствует существующим представлениям о режиме турбулентности в верхней части пограничного слоя. Это связано с тем, что при z = H заданы значения τ и u, а не величины соответствующих градиентов. Кроме того, при использовании формулы (18) нарушается физическая общность в постановке задачи, так как приходится отказаться от использования уравнения баланса энергии турбулентности. На этом же рисунке показаны годограф скорости ветра и профиль влажности, которые качественно согласуются с экспериментальными данными, приведенными в [7].

Получив решение, описывающее квазистационарный режим набегающего потока, мы изменяли скачком влажность на поверхности, не меняя остальных параметров потока, и рассчитывали про- $\sim \sim \sim \sim \sim \sim \sim$

фили *u*, *v*, *w*, *τ*, *b*, *k* на разных расстояниях вниз по потоку. Рассмотрим результаты таких расчетов.

На рис. 2 показаны деформированные профили q(z) для случаев уменьщения (пунктирная кривая) и увеличения (сплошная кривая) удельной влажности на уровне шероховатости. Здесь же приведены соответствующие этим изменениям влажности профили температуры в переходной зоне и турбулентные потоки тепла и

влаги у земли на разных расстояниях *х*. Эти кривые получены при следующих значениях внешних параметров: $M = 10^{-2}$ и P = 0.2, что соответствует условиям весьма большого притока прямой ра-

диации и малой влажности в набегающем потоке при x < 0 ($\Theta_0 = = 30^\circ, r = 0.02, q_0 = 0.8$ г/кг).

Изменение поля влажности происходит здесь на фоне высоких температур поверхности. Уменьшение влажности $(q_0 - q'_0 < 0)$ не существенно изменяет и без того малые величины испарения и незначительно сказывается на балансе тепла вблизи поверхности. Поэтому профиль температуры деформируется тоже незначительно. Даже при увеличении удельной влажности на поверхности $(q_0 - q'_0 > 0)$ относительная влажность у земли почти не меняется $(q_{\text{max}}(\Theta_0)$ велики), фактические перепады влажности оказываются





Рис. 3. Деформация полей температуры при различных значениях внешних параметров.



малыми, и хотя температура поверхности понижается, это понижение незначительно. Следует отметить, что установление предельных значений турбулентных потоков тепла и влаги у земли проис-

ходит довольно быстро (см. рис. 2). На расстоянии x > 2 величины $\left(P_0 = \widetilde{k} \frac{\partial \widetilde{\tau}}{\partial \widetilde{z}} \Big|_{\widetilde{z} = \widetilde{\tau}}, Q_0 =$

*P*₀ и *Q*₀ уже практически не меняются

$$= \widetilde{k} \frac{\partial \widetilde{q}}{\partial \widetilde{z}} \bigg|_{\widetilde{z} = \widetilde{z}_0} \bigg).$$

Несколько иначе происходит перестройка поля температуры в условиях значительного увлажнения поверхности при x < 0. Иллюстрацией служит рис. З а, на котором приведены результаты расчета для $M = 10^{-2}$ и P = 2.0 ($\Theta_0 = 20^\circ$, r = 0.47; $q_0 = 8$ г/кг).

В то время как профили q(z) аналогичны профилям влажности, показанным на рис. 2, отклонения температур на всех уровнях от значений Θ_0 существенно больше соответствующих отклонений, полученных в первом примере (см. рис. 3δ).

Расчеты произведены при следующих значениях постоянных: с = =0,5, α_b =0,73, H = 10³ м, v_g = 10 м/с, λ = 10⁻⁴ с⁻⁴. Максимальный скачок влажности на поверхности составил при этом 4 г/г (см. рис. 2), соответствующее максимальное изменение температуры равно 8°. Численные значения коэффициента турбулентного обмена при используемых в работе моделях оказались весьма велики и изменялись от 10 м²/с в приземном слое до 150 м²/с в средней части пограничного слоя.

В заключение отметим, что проблема горизонтально неоднородного пограничного слоя находится в начальной стадии изучения. Требует дальнейшего уточнения модель для масштаба турбулентности *l*, условие определения верхней границы пограничного слоя *H* и ряд других деталей постановки задачи.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеоиздат, 1970.
- 2. Горбунова И. Г., Утина З. М. Влияние метеорологических факторов на нормы орошения. — Труды ГГО, 1968, вып. 226.
- 3. Надежина Е. Д. Трансформация полей метеорологических элементов в нижнем слое атмосферы под влиянием неоднородности подстилающей поверхности. Автореф. дисс. Л., ГГО, 1971.
- 4. Taylor P. A. Airflow above changes in surface heat flux, temperature and roughness; an extension to include the stable case. Boundary-Layer Meteorology, 1971, No. 1.
- 5. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеоиздат, 1970.
- 6. Sharon S. Wu. A study of heat transfer coefficients in the lowest 400 meters of the atmosphere. J. Geophys. Res., 1965, v. 70, No. 8.
- 7. Курпакова Т. А. О распределении метеорологических элементов в пограничном слое по экспериментальным данным. — См. наст. сб.

З. М. УТИНА

К ВОПРОСУ О ТРАНСФОРМАЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЛАЖНОСТИ ПРИ ОРОШЕНИИ

Расчет изменений температуры и влажности под влиянием мелиоративных преобразований имеет большое практическое значение. Существующие методы расчета этих характеристик основаны, как правило, на решении задачи о трансформации воздушной массы В качестве граничного условия на поверхности используется в том или ином виде зависимость от температуры максимальной упругостн водяного пара или удельной влажности [1—4]. Для линеаризации этого условия произволят разложение в ряд, ограничиваясь обычно двумя первыми членами. Полученная зависимость явно нелинейная, особенно при высоких температурах,

$$E = (T^2) = E(T_1) + \frac{dE}{dT} \Big|_{T = T_1} (T - T_1) + \frac{1}{2} \frac{d^2 E}{dT^2} \Big|_{T = T_1} (T - T_1)^2.$$
(1)

При температуре 30° и $T - T_1 = 7°$ погрешность в определении максимальной упругости за счет пренебрежения квадратичным членом составляет более 3 мб, а при разности температур 10° — более 6 мб. Таким образом, при решении мелиоративных задач в условиях Средней Азии с этим эффектом необходимо считаться. Совместная трансформация температуры и влажности при априорном задании коэффициента турбулентности описывается системой уравнений для распределения температуры и влажности в приземном слое [1, 2]:

$$u \frac{\partial \tau}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \tau}{\partial z}, \qquad (2)$$
$$u \frac{\partial \tau}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \tau}{\partial z}, \qquad (2)$$

где

$$\pi(z, x) = T(x, z) - T'(z); \quad \pi(x, z) = q(z, x) - q'(z);$$

T, q — температура и удельная влажность над орошаемым участ-

ком; *T'*, *q'* — температура и влажность при *x* < 0; граничные условия при этом следующие:

1) при
$$x=0$$
 $\tau=x=0$,
2) при $z=\infty$ $\tau=x=0$,
3) при $z=z_0$ (3)

$$-k\rho c_p \frac{d\tau}{dz} - k\rho L \frac{d\tau}{dz} + 4\sigma T^{\prime 3} \tau = F_0, \qquad (4)$$

$$x = r_0 q_m (T' + \tau) - q', \qquad (5)$$

где

$$F_0 = \left(1 - \frac{k}{k'}\right) \left(-k\rho c_p \frac{dT'}{dz} - k\rho L \frac{dq'}{dz}\right) + S'(A' - A),$$

S' — поток коротковолновой радиации, (A' - A) — разность альбедо, q_m — максимальная удельная влажность. При этом предполагается, что поток тепла в почву при орошении остается неизменным, так как увеличение его за счет роста коэффициента теплопроводности компенсируется уменьшением градиента температуры в почве [5]. Условие (5) для влажности на поверхности можно записать в виде

$$x_{0} = (x) = r_{0} \left[q_{m}(T_{0}^{'}) + \frac{dq_{m}}{dT} \Big|_{T = T^{'}} \tau_{0} + \frac{1}{2} \frac{d^{2}q_{m}}{dT^{2}} \Big|_{T = T^{'}} \tau_{0}^{2} \right] - q_{0}^{'}.$$

Если принять

$$u(z) = u_1\left(\frac{z}{z_1}\right)^{\varepsilon}, \quad k(z) = k_1\left(\frac{z}{z_1}\right)^{1-\varepsilon}$$

то, согласно [6], решение системы (1) следующее:

$$\tau (\xi, \zeta) = \frac{(\zeta/2)^{2n}}{\Gamma(n)} \int_{0}^{\xi} \frac{e^{-\frac{\zeta^{2}}{4(\xi-\nu)}}}{(\xi-\nu)^{1+n}} \tau_{0}(\nu) d\nu,$$

$$\varkappa (\xi, \zeta) = \frac{(\zeta/2)^{2n}}{\Gamma(n)} \int_{0}^{\xi} \frac{e^{-\frac{\zeta^{2}}{4(\xi-\nu)}}}{(\xi-\nu)^{1+n}} \varkappa_{0}(\nu) d\nu,$$

$$\zeta = \frac{2}{1+2\varepsilon} \left(\frac{z}{z_{1}}\right)^{\frac{1+2\varepsilon}{2}}, \quad \xi = \frac{k_{1}x}{u_{1}z_{1}^{2}}, \quad n = \frac{\varepsilon}{1+2\varepsilon}.$$
(6)

Для определения $\tau_0(x)$ и $\varkappa_0(x)$ используются граничные условия (5) и (4):

$$\frac{k_{1}\rho}{z_{1}(1-2n)^{1-2n}\Gamma(n)} \left[c_{p} \frac{d}{d\xi} \int_{0}^{\xi} \frac{\tau_{0}(\nu)}{(\xi-\nu)^{n}} d\nu + L \frac{d}{d\xi} \int_{0}^{\xi} \frac{\varkappa_{0}(\nu)}{(\xi-\nu)^{n}} d\nu \right] + \\ + 4\sigma T^{i}^{3}\tau_{0}(\xi) = F_{0}.$$
(7)

Решение ищут в виде ряда:

$$\tau_{0} = B + \left[\frac{F_{0}}{\mu} - B\right] A(\xi),$$

$$A(\xi) = \sum_{k=0}^{\infty} c_{k} \xi^{(k+1)n}$$

$$B = -\frac{c_{p}/L + \alpha}{r_{0}\alpha'} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{2\varphi_{0}r_{0}\alpha'}{(c_{p}/L + \alpha)^{2}}} \right\},$$

$$\mu = 4\sigma T'^{3}, \qquad \alpha = \frac{dq_{m}}{dT} \Big|_{T = T'}, \qquad \alpha' = \frac{d\alpha}{dT};$$

Тогда уравнения (7) и (5) примут вид

$$\frac{r^{2}}{\Gamma(1-n)}\int_{0}^{\xi}\frac{A'(v)}{(\xi-v)^{n}}dv+\frac{g^{2}}{\Gamma(1-n)}\int_{0}^{\xi}\frac{[A^{2}(v)]'}{(\xi-v)^{n}}dv+A(\xi)=1,$$

где

$$r^{2} = \frac{a\Gamma(1-n)L}{\mu} \left(\frac{c_{p}}{L} + \alpha + r_{0}\alpha'B\right),$$

$$g^{2} = \frac{r_{0}L}{2} \frac{d^{2}q_{m}}{dT^{2}} \frac{a\Gamma(1-n)}{\mu} \left[\frac{F_{0}}{\mu} - B\right],$$

$$a = \frac{k_{1}\rho}{z_{1}\left(1-2n\right)^{1-2n}\Gamma(n)}.$$

Решение этого уравнения

$$A(\xi) = \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^{i} \left(\frac{\xi^{n}}{r^{2}}\right)^{1+i} \frac{1}{\Gamma[(i+1)n+1]} \times \left\{1 + \frac{\beta}{2}i(i+1) + 0,069\beta n^{2}i(i+1)(i+2)(i+3),\right\}$$
(8)

где $\beta = \frac{g^2}{r^2}$.

При этом предполагается, что $\beta \ll 1$, тогда (6) с учетом (8) дает:

$$\tau(\xi, \zeta) = BP(2S, 2n) + \left(\frac{F_0}{\mu} - B\right) \times \left\{ P(2S, 2n) \left[A(\xi) + \frac{dA}{d\xi} \xi \frac{S}{1-n} \right] - \frac{dA}{d\xi} \xi \frac{e^{-S}S^n}{\Gamma(n)(1-n)} \right\};$$

$$\begin{aligned} & \chi(\xi, \zeta) = \left(\varphi_0 - \frac{r_0}{2} \alpha' B^2\right) P(2S, 2n) + \tau(\xi, \zeta) r_0(\alpha + \alpha' B) + \\ & -\frac{r_0}{2} \alpha' \left(\frac{F_0}{\mu} - B\right)^2 \left\{ P(2S, 2n) A^2(\xi) + \frac{2}{(1-n)} A(\xi) \frac{dA}{d\xi} \left(\frac{\zeta^2}{2}\right)^2 \times \right. \\ & \times \left[-\frac{e^{-S} S^{n-1}}{\Gamma(n)} + P(2S, 2n) \right] + \frac{1}{(1-n)(2-n)} \left(\frac{dA}{d\xi}\right)^2 \left(\frac{\zeta}{2}\right)^4 \times \\ & \times \left[\frac{e^{-S} S^{n-2}}{\Gamma(n)} (1-n-S) + P(2S, 2n) \right] \right\}. \end{aligned}$$

Здесь

$$P(2S, 2n) = \frac{1}{\Gamma(n)} \int_{S}^{\infty} e^{-\lambda} \lambda^{n-1} d\lambda,$$
$$S = \frac{\zeta^{2}}{4\xi}.$$

Аналитическое выражение ряда (8) можно получить, воспользовавшись малостью параметра *n* и следующим разложением [6]:

 $\Gamma(1+x) = 1 + 0,577x - 0,656x^2$ при $x \ll 1$.

Тогда

$$A(y) = \frac{y}{1+y} + 0.577n \frac{y}{(1+y)^2} - 0.656n^2 \frac{y(1-y)}{(1+y)^3} + \Delta A_1 + \Delta A_2.$$

Здесь

$$\Delta A_{1} = \frac{\beta y^{3}}{(1-y^{2})^{3}} \left\{ 3+y^{2}+0.577n \frac{9+14y^{2}}{(1-y)^{2}} - n^{2} \left[\frac{9.51+59.1y^{2}}{(1-y^{2})^{2}} \right], \\ \Delta A_{2} = \frac{\beta y^{2}}{(1-y^{2})^{3}} \left[1+3y^{2}+\frac{1.15n(1+8y^{2})}{1-y^{2}} - n^{2} \frac{0.98+33.3y^{2}}{(1-y^{2})^{2}} \right], \\ y = \frac{\xi^{n}}{r^{2}} < 1.$$

Полученное решение позволяет определять T(x, z) и q(x, z) с учетом уточненной зависимости максимальной упругости водяного пара от температуры. По полученным формулам был рассчитан пример краевого эффекта при орошении для следующих условий: $T'=25^{\circ}$ С, e'=10 мб. При насыщении на подстилающей поверхности $r_0=70\%$ этот эффект составил $\tau_0=-7,1^{\circ}$; при $r_0=100\%$ $\tau_0=-10,4^{\circ}$. Расчет τ_0 без учета третьего члена разложения в формуле (1) составляет соответственно —6,2 и —8,6. Кроме того, это решение позволило вывести формулы для расчета норм орошения в зависимости от метеорологических факторов, сравнить их с предшествующими нормами и оценить влияние указанного фактора на расчет расхода воды при орошении [7].

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Берлянд М. Е. Предсказание и регулирование теплового режима приземного слоя атмосферы. Л., Гидрометеоиздат, 1956.
- 2. Лайхтмаи Д. Л., Юдин М. И. Трансформация нижнего слоя воздуха под влиянием подстилаюшей поверхности.— ДАН СССР, 1953, т. 93, № 2.
- 3. Лайхтман Д. Л. О физических принципах нормирования орошения. Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1955, № 6.
- 4. Яковлева Н. И. Трансформация воздуха над водоемами. Труды ГГО, 1953, вып. 41.
- 5. Айзенштат Б. А. и др. Изменение теплового баланса деятельной поверх-
- ности при орошении. Труды ГГО, 1953, выш. 39 (101). 6. Лайхтман Д. Л., Цейтин Г. Х. Изменение температуры приземного слоя атмосферы при орошении. Труды ГГО, 1953, вып. 39 (101).
- 7. Горбунова И. Г., Утина З. М. Влияние метеорологических факторов на нормы орошения. — Труды ГГО, 1968, выш. 226.

Т. А. ҚУРПАҚОВА

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ В УСЛОВИЯХ СРЕДНЕЙ АЗИИ

При взаимодействии атмосферы с земной поверхностью в пограничном слое возникают турбулентные потоки количества движения, тепла, водяного пара и др. Изучение свойств пограничного слоя представляет интерес для решения ряда задач как теоретического, так и прикладного характера. Например, при решении задачи об орошении и мелиорации необходимо проводить исследования не только в приземном слое, но и выше, так как мелиоративные мероприятия могут изменить термический режим всего пограничного слоя атмосферы. Для учета влияния различных мелиоративных мероприятий в районе Средней Азии необходимо обобщение материала радиозондирования для получения типичных профилей температуры, влажности и ветра, характерных для исследуемого района.

В данной работе ставилась задача получения безразмерного профиля влажности и ветра и сравнение профилей температуры, типичных для района Средней Азии, с безразмерными профилями, полученными в других климатических районах [1, 2]. Для этого использовался материал аэрологической станции Тамды, находящейся в пустынном районе Средней Азии на высоте 240 м над ур. м. Для исследования был взят теплый период (с мая по сентябрь) 1968 г. При обработке использовалась методика, основанная на применении теории размерности [1—3]. На материале наблюдений и были построены и проанализированы следующие зависимости:

$$\frac{u_z}{V_g} = f_1 \left(\frac{zl}{V_g}, \mu, \operatorname{Ro} \right),$$
$$\frac{v_z}{V_g} = f_2 \left(\frac{zl}{V_g}, \mu, \operatorname{Ro} \right),$$
$$\frac{T_0 - T_z - \gamma_H z}{T_0 - T_H - \gamma_H H} = f_3 \left(\frac{zl}{V_g}, \mu, \operatorname{Ro} \right),$$
$$\frac{q_z}{q_2} = f_4 \left(\frac{zl}{V_g}, \mu, \operatorname{Ro} \right),$$

где u_z и v_z — горизонтальные составляющие скорости ветра по осям и и у, $l = 2\omega \sin \varphi$ — параметр Кориолиса, V_g — скорости ветра по осям ческого ветра, $\mu = -\frac{g}{T} \frac{T_0 - T_H - \gamma_H H}{V_g l}$ — параметр стратификации,

Ro=V_a/lz₀ — число Россби, где z₀ — параметр шероховатости. Профили строились по значениям метеоэлементов на высотах 2. 10. 50. 100, 200, 300, 500, 700, 1000, 1500 и 2000 м над уровнем земли. Всего было отобрано для анализа 64 случая. Условия с ярко выраженной адвекцией не использовались. Для всех отобранных случаев строились профили температуры и влажности воздуха, скорости и направления ветра. С каждого из профилей снимались соответственно следующие величины: Н_{пин} — высота динамического пограничного слоя [1]; d_e — направление геострофического ветра; d измеренное направление ветра; Н_т — высота термического пограничного слоя, на которой вертикальный градиент температуры становится равным градиенту в свободной атмосфере [4]; T₂, T_H, T_{HT} температура воздуха на уровне 2 м, на высоте пограничного слоя и на высоте H_{τ} .

Следует отметить, что определение высоты пограничного слоя по распределению фактического ветра связано с большими погрешностями, а значение функции f2 существенно зависит от выбора этого параметра. Поэтому для построения указанной зависимости высота пограничного слоя находилась по данным температурного зондирования $H_{\rm T}$.

Для определения параметра μ и отношения $\frac{T_0 - T_z - \gamma_H z}{T_0 - T_H - \gamma_H H}$ необходимо знание температуры Т₀. Однако нижний уровень, которым мы располагали, составлял 2 м. Для определения $\Delta T = T_0 - T_2$ использовались зависимости из работы [1], на основе которых был построен рис. 1. На этом рисунке по горизонтальной оси отложены параметры $\mu = \frac{g}{T} \frac{T_0 - T_H - \gamma_H H}{V_{\sigma l}}$ и $\mu_2 = \frac{g}{T} \frac{T_2 - T_H - \gamma_H H}{V_{\sigma l}}$, по $\frac{g}{T} \frac{\Delta T}{V_{cl}}$. вертикальной — безразмерная разность температур Функция f₃ определялась для двух состояний стратификации атмосферы. Устойчивое состояние характеризовалось условием $\mu \leqslant$ <¹300, неустойчивое — µ≥500. — 300, неустончивос $\mu = 000$. На рис. 2 *а* приводятся зависимости отношения $\frac{T_0 - T_z - \gamma_H z}{T_0 - T_H - \gamma_H H}$

от zl/Vg для устойчивого и неустойчивого состояний. Как видно из рисунка, характер изменения температуры (кривые 1 и 2) по координате zl/Vg зависит от стратификации. При неустойчивом и устойчивом состояниях функция f3 имеет наибольшую кривизну у подстилающей поверхности (до $zl/V_g = 10^{-2}$, т. е. до высоты ≈ 700 — 800 м), а выше наблюдается линейное изменение температуры; градиент температуры при неустойчивом состоянии у_н=0,84°/100 м, при устойчивом — уу = 0,80°/100 м. Высота термического пограничного



 неустойчивое состояние и 2 — устойчивое состояние по данным ст. Тамды; 3 — неустойчивое состояние и 4 — устойчивое состояние по данным работы [1].
слоя при неустойчивом состоянии составляет $H_{\text{тн}}=910$ м, а при устойчивом — $H_{\text{ту}}=760$ м.

На этом же рис. 2 а приведены кривые 3 и 4, характеризующие профиль температуры, полученный в работе [1]. При сравнении профилей 1 и 3 видим, что функция f_3 (кривая 1) для одних и тех же zl/V_g имеет значения меньшие, чем значения функции f_3 (кривая 3). Это говорит о большей неустойчивости в пустынном районе Средней Азии по сравнению с районом Ленинградской области. Кривые 2 и 4 характеризуют устойчивое состояние атмосферы. Как видно из рисунка, значения функций f_3 близки между собою до значений $zl/V_g = 7 \cdot 10^{-3}$. Различия выше пограничного слоя связаны с различной степенью устойчивости свободной атмосферы.





а — устойчивое состояние, V_g =8,6 м/с; б — равновесное состояние, V_g =9,4 м/с; в — неустойчивое состояние, V_g =8,7 м/с.

Следует отметить, что для получения зависимости температурного профиля от числа Россби материала было недостаточно. Поэтому представлена средняя зависимость для всех значений геострофического ветра. Для устойчивого состояния $V_g = 8,1$ м/с, для неустойчивого — $V_g = 7,5$ м/с. Зависимость, представленная в работе [1], получена для $V_g = 9,6$ м/с для устойчивого состояния и $V_g = 9,0$ м/с для неустойчивого. Различия в геострофическом ветре свидетельствуют о том, что условия выше пограничного слоя были неидентичными.

Помимо данных о температуре, анализировались также данные о влажности. Значение q_z/q_2 как функция zl/V_g представлена на рис. 2 б для двух состояний устойчивого (кривая 2) и неустойчивого (кривая 1). Как показывает анализ рисунка, инверсионное распределение температуры для условий рассматриваемой станции связано, как правило, с инверсией влажности, которая распространяется до значительных высот. Наибольшие градиенты имеют место внизу.

Для анализа профилей ветра на рис. З были построены средние годографы для различных условий стратификации. Точкам 1-6 на этом рисунке соответствуют высоты: 10, 50, 100, 200, 300, 500 м. Анализ рисунка показывает, что отношение u_z/V_g на больших высотах отличается от единицы, что свидетельствует о том, что ветер выше пограничного слоя не остается постоянным.

Годографы, приведенные на рис. 3, получены в среднем для всех значений скорости геострофического ветра. Между тем зависимость кривизны профиля от числа Россби весьма существенна. Иллюстрацией этого служит рис. 4. На этом рисунке приведены значения u_z/V_g и v_z/V_g как функция zl/V_g в условиях неустойчивости для различных значений геострофического ветра. Следует отметить, однако, что более подробный анализ рис. 4 затруднен тем, что кривые



Рис. 4. Зависимость скорости ветра для неустойчивого состояния от скорости геострофического ветра.

1) $V_g = 6,0$ m/c (n=11), 2) $V_g = 8,7$ m/c (n=15).

содержат недостаточное осреднение. Так, кривая 1 для V_g = 6,0 м/с содержит 11 случаев, а кривая 2 для V_g = 8,7 м/с — 15 случаев. Таким образом, распределение метеорологических элементов в условиях пустыни летом заметно отличается от аналогичных характеристик, полученных в других климатических районах. Основное отличие в распределении температуры состоит в большей неустойчивости как нижней части пограничного слоя, так и более высоких слоев, где градиент температуры превышает равновесный градиент. По характеристике ветра исследуемый район также обладает определение ной спецификой, которую необходимо учитывать при изучении физических процессов в пограничном слое над пустыней.

ЛИТЕРАТУРА

- Курпакова Т. А., Орленко Л. Р. О закономерностях распределения температуры и ветра в пограничном слое. Труды ГГО, 1967, вып. 205.
 Курпакова Т. А., Орленко Л. Р. Профиль ветра в пограничном слое атмосферы по экспериментальным данным. Труды ГГО, 1970, вып. 257.

- Орленко Л. Р. К методике обработки данных температурно-ветрового зон-дирования в пограничном слое атмосферы.— Труды ГГО, 1970, вып. 257.
 Лазарева Н. А., Орленко Л. Р. Анализ некоторых характеристик по-граничного слоя по экспериментальным данным. Труды ГГО, 1967, вып. 205.

Л. Р. ОРЛЕНКО, О. Б. ШКЛЯРЕВИЧ

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ В РАСПРЕДЕЛЕНИИ ВЕТРА И ТЕМПЕРАТУРЫ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ В ХОЛОДНЫЙ ПЕРИОД

В ряде работ, выполненных в последнее время, рассматриваются закономерности распределения метеорологических элементов в пограничном слое по экспериментальным данным в зависимости от определяющих параметров. Результаты этих работ могут быть использованы как для проверки и уточнения теоретических схем, так и непосредственно при решении ряда прикладных задач. Следует, однако, отметить, что до настоящего времени указанные исследования выполнялись на небольшом материале и для ограниченного диапазона определяющих параметров. В частности, недостаточно изучены строение устойчиво стратифицированного пограничного слоя и особенности в распределении метеорологических элементов при наличии снежного покрова. Эти вопросы и рассматриваются в данной работе.

В связи с многообразием определяющих факторов при анализе профилей ветра и температуры в пограничном слое целесообразно использовать соотношения, полученные на основе анализа размерностей [6, 7, 14].

В качестве определяющих параметров при нейтральной стратификации для горизонтально однородных и стационарных условий при отсутствии конденсации в пограничном слое выбирались скорость геострофического ветра V_g , параметр шероховатости z_0 , параметр кориолиса $l=2\omega \sin \varphi$ и высота над поверхностью земли z [7]. Из этих величин могут быть составлены два безразмерных параметра: безразмерная высота zl/V_g и число Россби.

Для стратифицированного пограничного слоя для характеристики стратификации использовался параметр $\mu = \frac{g}{\overline{T}} \frac{T_0 - T_H - \gamma_P H}{V_g l}$, где \overline{T} , T_H и T_0 — средняя температура слоя,

температура воздуха на верхней границе пограничного слоя и на уровне подстилающей поверхности соответственно; *H* — высота пограничного слоя; γ_p — равновесный градиент температуры; *g* — ускорение силы тяжести; ω — угловая скорость вращения Земли; φ —

широта; $T_0 - T_H - \gamma_p H$ — перепад температуры в пограничном слое, выраженный отклонением от некоторого равновесного состояния.

Согласно работе [15], при отсутствии турбулентного потока тепла в пограничном слое наблюдается линейное изменение температуры с высотой, причем температурный градиент в пограничном слое при этих условиях близок к градиенту температуры в свободной атмосфере (у_H). Поэтому у_р принимается равным у_H.

На основе анализа размерностей получены следующие соотно-шения:

$$\frac{u_z}{V_g} = f_1\left(\frac{z}{L}, \ \mu, \ \operatorname{Ro}\right), \tag{1}$$

$$\frac{v_z}{V_g} = f_2 \left(\frac{z}{L}, \mu, \operatorname{Ro} \right), \tag{2}$$

$$\frac{T_0 - T_z - \gamma_H z}{T_0 - T_H - \gamma_H H} = f_3 \left(\frac{z}{L}, \mu, \operatorname{Ro}\right), \tag{3}$$

$$\frac{Hl}{V_g} = f_4(\mu, \text{ Ro}), \qquad (4)$$

$$\frac{\overline{k}l}{V_g^2} = f_5(\mu, \text{ Ro}), \qquad (5)$$

где $L = V_g/l$, u_z и v_z — горизонтальные составляющие скорости ветра по осям x н y соответственно; \overline{k} — средний в пограничном слое коэффициент турбулентности.

При равновесных условиях ($\mu \simeq 0$) безразмерные скорость ветра и перепад температуры в слое 0 - z определяются двумя параметрами: z/L и Ro, а интегральные характеристики $(Hl/V_g \ u \ \overline{kl}/V_g^2)$ — только числом Россби.

Как указано в работе [14], при соответствующей группировке данных по определяющим параметрам зависимость температуры, скорости и направления ветра от высоты может анализироваться в размерных ксординатах. Полученные путем осреднения по достаточно большому числу случаев для выделенных таким образом групп профили могут быть использованы для определения средних по каждой группе значений геострофического ветра и параметра стратификации, высоты пограничного слоя и среднего коэффициента турбулентности, а также для получения соответствующих профилей в безразмерной форме.

Группировка исходного материала и методика расчета

В работе использован материал температурно-ветрового зондирования ст. Воейково и данные градиентных наблюдений ст. Колтуши за 1958—1970 гг. для холодного периода.

Холодным периодом считается период, характеризуемый наличием устойчивого снежного покрова.

Согласно исследованиям Т. А. Огневой [13] шероховатость подстилающей поверхности меняется с изменением высоты снежного покрова, если h < 10 см. При высоте снежного покрова выше указанной величины шероховатость остается постоянной. Поэтому при подборе исходных данных исключались случаи, когда высота снежного покрова была меньше 10 см. Для оценки последней к анализу привлекались данные наблюдений ст. Колтуши.

В переходные месяцы (ноябрь—декабрь, апрель) использовались данные наблюдений в периоды, близкие к экстремальным значениям температуры (2—4, 13—16 часов местного времени), когда состояние атмосферы при отсутствии адвекции можно считать стационарным [7].

В зимние месяцы (январь—февраль) суточный ход радиационного баланса выражен слабо [13]. Это позволило использовать данные радиозондовых наблюдений за все четыре срока.

В марте амплитуда суточного хода радиационного баланса возрастает до 0,2 кал/(мин · см²) [13], что приводит к появлению вблизи земной поверхности в дневное время неустойчиво стратифицированного слоя при наличии инверсии в верхних слоях пограничного слоя. В связи с этим в указанный период использовались только данные ночного зондирования.

К анализу привлекались только безадвективные случаи. О наличии горизонтального градиента температуры в пограничном слое атмосферы можно судить по изменению скорости и направления ветра в свободной атмосфере, так как при отсутствии фронтальных разделов изменения геострофического ветра в слоях 0—1,5 и 1—3 км хорошо между собой коррелируют.

К безадвективным условиям относились случаи, когда в слое 1-3 км осредненный профиль ветра характеризуется постоянством скорости и направления. Допустимые изменения скорости (Δc) и направления (Δd) в слое 1-3 км брались ± 2 м/с и $\pm 10^{\circ}$ соответственно. Обычно при этом в пограничном слое имеет место рост скорости и правый поворот ветра с высотой. Случаи со скачками в скорости и направлении ветра, обусловленными наличием приподнятых инверсионных слоев и прохождением фронтальных разделов, исключались.

По характеру стратификации весь материал наблюдений был разбит на группы, соответствующие равновесному и устойчивому (инверсионному) распределению температуры. За указанный период в результате проведенной группировки было отобрано 60 случаев для равновесных и 98 случаев для инверсионных условий.

Небольшое число случаев для каждой из выделенных групп, является следствием особенностей синоптической ситуации рассматриваемой станции в холодный период. Характер погоды на ст. Воейково в этот период в основном обусловливается адвекцией теплых воздушных масс из районов Атлантики. Циклоническая деятельность над Атлантикой и связанная с нею большая повторяемость циклонов над севером ЕТС особенно ярко проявляется в переход-

Таблица 1

									-
7 M	n = 20); $V_g =$	8,6 м/с	n = 22	2; $V_g =$	13 м/с	n = 18	; $V_g = 1$	7,8м/с
2 WI	c _z	a.z	t⁰ C	c _z	az	t° C	c _z	α_z	t⁰ C
0,25 0,5 1,0 2,0 4,0 8,6 10 Флюгер 100 130 200 430 500 930 1430 1930 2930	23333443677888888888888888888888888888888	35 30 22 22 20 4 -4 -2 4 -2 4 -2	-2,3 -2,4 -3,1 -4,8 -7,9 -11,2 -14,3 -20,4	3,8 4,3 5,6 6,5 9,7 10,8 12,4 13,2 12,7 12,7 12,7 13,2	31 35 22 21 20 12 7 -1 0 -1 3	-0,8 -0,9 -1,8 -3,7 -6,9 -10,1 -13,1 -20,0	5,0 5,6 6,1 6,7 7,3 8,0 8,4 10,7 11,7 12,8 17,2 17,4 17,8 17,4	27 36 27 25 24 11 9 5 0 -1 -1	-1,2 $-1,3$ $-2,2$ $-3,9$ $-7,0$ $-10,0$ $-13,2$ $-19,8$

Средние профили ветра и температуры при равновесных условиях

Примечание. Здесь и в следующих таблицах c_z — модуль скорости ветра на высоте z, снятый с профиля ветра (в системе координат c_z —ln z).

Таблица 2

Средние профили ветра и температуры при устойчивом состоянии

				· •	· /				
<i>Z</i> M	$\mu = -$	=7,4 -238; h_u n=14	м/с; == 330 м;	$\mu = -$	$= \frac{8,6}{368; h_u}$ n = 16	м/с; == 650 м;	$\mu = -$	r = 7,9 -630; $h_u = n = 15$	м/с; =1160 м;
	c _z	az	t° C	c _z	a _z	t° C	c _z	az	t° C
0,25 0,5 1,0 2,0 4,0 8,6 10 Флюгер 100 130 200 330 430 500 650 930 1160	1,4 1,6 1,8 2,4 2,9 3,2 2,9 7,0 7,4 7,6 7,4 7,6 7,2 7,8 7,8	32 20 16 6 3 0 0 7	-13,5 -12,7 -10,6 -8,6 -8,9 -11,8	1,5 1,7 1,9 2,2 2,5 2,9 3,3 3,4 8,1 8,4 8,6 8,7 8,8 8,8 8,8 8,9	$26 \\ 14 \\ 11 \\ 6 \\ 0 \\1 \\ 4 \\ 2$	-15,1 -14,3 -12,2 -9,6 -9,2 -10,9	1,5 1,8 2,0 2,3 2,7 3,1 3,2 3,8 7,3 7,7 8,1 7,9 7,8 8,1	36 19 15 7 3 1 0 —3	-17,8 -17,1 -14,3 -9,8 -7,5 -7,3
$1430 \\ 1930 \\ 2930$	7,7 7,1 7,6	7 10 10	-14,8 -17,7 -23,6	$ 8,1 \\ 8,0 \\ 8,9 $		-13,4 -16,2 -22,1	7,9 7,6 7,5	$\begin{array}{c c} & 0 \\ -1 \\ -8 \end{array}$	$ \begin{array}{r} 8,5 \\ -10,4 \\ -14,5 \end{array} $

a) $V_g \approx 8.0 \, \text{m/c}$

6) $V_{\sigma} \approx 12.0 \text{ M/c}$

<i>.2</i> M	$\mu = \frac{V_g}{\mu}$	= 11,6 -208; h_{μ} n = 16	м/с; — 320 м;	$\mu = \frac{V_g}{}$	= 12,5 -252; h_u n = 21	м/с; = 630 м:	$\mu = -\frac{V_g}{2}$	= 12,0 -323; $h_u = 16$ n = 16	м/с; = 1090 м;
	C _Z	az	t⁰ C	C _z	a _z	t° C	c _z	az	t° C
0,25 0,5 1,0 2,0 4,0 8,6 10,0 Флюгер 100 130 200 320 430 500 630 930 1090 1430 1930 2930	2,2 $2,5$ $2,9$ $3,6$ $3,9$ $4,7$ $5,0$ $3,5$ $10,2$ $11,4$ $11,6$ $11,3$ $11,6$ $11,4$ $13,1$	38 21 16 8 3 2 0 0 0 3 0 2	-13,5 -12,9 -10,7 -9,3 -8,8 -12,0 -14,4 -16,9 -21,9	$\begin{array}{c} 2,3\\ 2,6\\ 2,9\\ 3,2\\ 3,7\\ 4,4\\ 4,5\\ 10,0\\ 10,0\\ 10,8\\ 11,8\\ 12,8\\ 12,6\\ 12,6\\ 12,6\\ 12,4\\ 12,5\\ 12,8\\ 13,0\\ \end{array}$	$ \begin{array}{c c} 32\\22\\16\\12\\0\\-1\\-1\\0\\-1\\-1\\0\\-1\end{array} $	$ \begin{vmatrix} -16,6 \\ -16,0 \end{vmatrix} $ -13,8 -10,0 -9,4 -11,1 -13,9 -16,8 -22,6	$\begin{array}{c} 2,2\\ 2,4\\ 2,7\\ 3,0\\ 3,4\\ 4,0\\ 4,4\\ 9,4\\ 10,2\\ 11,7\\ 12,9\\ 12,6\\ 13,5\\ 13,7\\ 13,2\\ 12,2\\ 11,9\\ \end{array}$	$ \begin{array}{c c} 33\\23\\21\\14\\4\\1\\-3\\-3\\-3\\1\\-6\end{array} $	-14,6 $-14,2$ $-12,1$ $-9,0$ $-7,2$ $-6,7$ $-8,1$ $-10,1$ $-15,1$

ные сезоны, когда антициклоническая погода практически не наблюдается.

При группировке исходных данных по скорости геострофического ветра в качестве последнего использовалось значение наблюденного ветра на высоте 1 км, так как для холодного периода при отсутствии горизонтального температурного градиента на этом уровне ветер достигает значения геострофического и выше практически не меняется с высотой.

При инверсионных условиях для случаев, когда высота инверсии превышала 1 км, группировка производилась по скорости ветра выше верхней границы инверсии. По скорости ветра были выделены три группы:

4 ≤ V_g ≤ 10 м/с — слабый ветер,

2) $11 \le V_g \le 16$ м/с — умеренный ветер,

3) V_g > 16 м/с — сильный ветер.

При устойчивой стратификации воздуха в пограничном слое из-за малой обеспеченности группа сильных ветров не анализировалась.

В работах [2, 3, 12] отмечались особенности в распределении ветра вблизи верхней границы инверсии. В связи с этим при группировке инверсионных случаев учитывалась высота инверсии.

В результате произведенной группировки данные наблюдений с инверсионным распределением температуры были разбиты на три

группы со средними значениями высоты инверсии: 320, 630, 1100 м.

Как уже указывалось выше, число случаев (*n*) для отдельных групп оказалось ограниченным (число случаев, используемых при получении средних профилей, дается в табл. 1 и 2).

При существующей точности радиозондовых наблюдений (± 1 — 3 м/с для скорости, ± 5 —10° для направления ветра и $\pm 0,5°$ для температуры [1, 5, 11]) ошибка для осредненных данных с учетом числа случаев составляет для скорости ветра $\pm 0,2$ —0,6 м/с, для направления ± 1 —3°, для температуры $\pm 0,1°$. Поэтому средние профили ветра и температуры можно считать достаточно достоверными.

Анализ полученных данных

Средние профили температуры и ветра для равновесных и инверсионных условий для холодного периода представлены в табл. 1 и 2. Эти данные позволяют проанализировать влияние стратификации и скорости геострофического ветра на распределение метеоэлементов и характеристик турбулентности в пограничном слое.

а) В зависимости от скорости геострофического ветра существенно меняются c_z/V_g (c_z — модуль скорости на уровне z), угол отклонения ветра от геострофического α_z , а также характер изменения их с высотой. Указанную зависимость можно проследить по данным табл. 1.

С ростом V_g численные значения c_z/V_g существенно уменьшаются в пределах пограничного слоя. Наибольшие расхождения по абсолютной величине отмечаются в слое 100—200 м.

О характере нарастания скорости ветра с высотой можно судить на основании рис. 1 a, на котором представлена зависимость c_z/c_{10} от высоты для трех значений геострофического ветра. Характер влияния V_g на разных уровнях неодинаков. В нижних слоях различия в c_z/c_{10} невелики. Величины c_z/c_{10} несколько больше при малых скоростях ветра. С высоты около 200 м соотношение обратное, при этом различия в значениях c_z/c_{10} существенно увеличиваются.

Характер изменения α_z в зависимости от V_g различный в верхних и нижних слоях пограничного слоя. В приземном слое при больших значениях V_g угол отклонения ветра от геострофического меньше, чем при малых V_g . С высоты 50 м характер зависимости меняется: значения α_z с ростом V_g увеличиваются.

б) При исследовании средних профилей скорости ветра при инверсионном распределении температуры обращает на себя внимание усиление скорости ветра в некотором слое у верхней границы инверсии (h_u) , которое носит характер струи (см. табл. 2 б).

Наиболее четко струя проявляется при больших скоростях ветра и при сильно устойчивом состоянии атмосферы. При слабых ветрах струя практически не выражена.

В рассмотренных случаях интенсивность струи $\Delta c_u = c |_{z=h_u} - V_g$ менялась от 0,2—0,3 до 1,8 м/с. Анализ отдельных случаев для сильных ветров с $V_g > 16$ м/с показал, что при таких скоростях ветра величина Δc_u составляет от 2 до 7 м/с (при $V_g \simeq 18$ и 20 м/с соответственно).

Направление ветра в области струи меняется монотонно.

При анализе отмеченной особенности в распределении скорости ветра использовались синоптические карты. Значения скорости и направления геострофического ветра, снятые с приземных синоптиче-



кации (µ).

a) $\mu=0, 1$) $V_g=8,6$ M/c, 2) $V_g=13,0$ M/c, 3) $V_g=17,8$ M/c; 6) $V_g\sim 12$ M/c, 1) $\mu=0, 2$) $\mu=-20,8, h_u=320$ M, 3) $\mu=-252, h_u=630$ M, 4) $\mu=-323, h_u=1090$ M.

ских карт и карт барической топографии 850 мб, как видно из табл. 3, с достаточной степенью точности оказались близкими к значениям V_g и d_g , полученным по средним профилям, приведенным

Таблица З

	Скорость	И	напран	вление	геос	тро	фическо	ого ве	rpa
по	данным	pa	диозон	дирова	ния	ИС	инопти	ческих	карт
	(ħ u	=1060	$V_g \simeq$	12,0	M/C	n = 16	i)	-

	Приземная карта	Карта 850-мб поверхн.	Данные радиозон- дирования
V _g M/c	11,9	12,3	12, 0
d _g	178	188	181

в табл. 1 и 2. Это свидетельствует о том, что полученные особенности профиля ветра (струя) не обусловлены адвективными факторами.

Высота максимума скорости в струе (H_m) практически совпадает с высотой инверсии. Значение H_m несколько меньше в случае, если верхняя граница инверсии размытая. Смещение H_m составляет в этом случае около 100 м.

Наличие струи создает особенности в распределении ветра в пограничном слое. Анализ данных, приведенных в табл. 2 б, показывает, что с увеличением устойчивости абсолютные значения величины c_z/V_g в нижнем слое (~40 м) уменьшаются, в вышележащем — увеличиваются. На высоте H_m , как отмечалось выше, c_z/V_g достигает максимального значения ($c_z/V_g > 1$). По-видимому, такой характер изменения c_z/V_g с высотой можно объяснить различием процессов турбулентного обмена в нижних и верхних слоях пограничного слоя при наличии приземной инверсии.

Влияние стратификации на характер изменения скорости ветра с высотой иллюстрирует рис. 1 б. С ростом устойчивости (при прочих равных условиях) отношение c_z/c_{10} возрастает. Эта зависимость существенна при малых значениях параметра µ. При сильной устойчивости значения c_z/c_{10} с ростом µ меняются незначительно. Такой характер зависимости сохраняется при всех скоростях ветра.

Влияние стратификации на угол отклонения ветра от геострофического неоднозначно для различных слоев пограничного слоя. Вблизи земной поверхности с увеличением устойчивости значения α_z увеличиваются. С высоты приблизительно 30 м наблюдается обратное соотношение.

в) Согласно исследованиям Огневой [13], шероховатость подстилающей поверхности от зимы к лету возрастает в 25—30 раз. Это позволяет проследить влияние параметра *z*₀, анализируя данные для теплого и холодного периодов.

По нашим данным, для ст. Колтуши в холодный период $z_0 \approx 0,07$ см, влияние скорости ветра на изменение параметра z_0 не прослеживается.

Для исследования влияния шероховатости на распределение ветра в пограничном слое атмосферы использовались данные для теплого периода ($z_0 \approx 1.7$ см), приведенные в работе [8].

Как и следовало ожидать, абсолютные значения c_z/V_g , а также c_z/c_{10} для холодного периода больше, чем для теплого.

Значительный интерес представляет анализ угла поворота ветра во всем пограничном слое (α_0), который часто используется для проверки теоретических схем.

В летний период с увеличением скорости геострофического ветра значения α_0 существенно уменьшаются. Для холодного периода следовало бы ожидать такого же характера зависимости от V_g . Однако проведенный анализ не подтвердил ожидаемого результата.

Оказалось, что значения ∞₀ в зимний период, как следует из табл. 4, превышают соответствующие значения в летнее время. Указанные различия особенно ярко выражены при умеренных и сильных ветрах и сохраняются во всем пограничном слое.

Таблица 4

~ 1/			Vg	м/с		
2 M	8,6	13,0	17,8	8,1	13,0	18,4
	Холо	дный пє	риод	Теп.	пый пер	иод
$ \begin{array}{c} 10\\ 100\\ 200\\ 430\\ 500\\ 930\\ 1430\\ 1930 \end{array} $	$35 \\ 22 \\ 20 \\ 4 \\ -4 \\ -2 \\ 4$	$\begin{array}{c} 31 \\ 22 \\ 21 \\ 20 \\ 12 \\ 7 \\ -1 \\ 0 \\ -1 \end{array}$	27 25 24 11 9 5 0 —1	$34 \\ 24 \\ 22 \\ 17 \\ 10 \\ 8 \\ 5 \\ 0 \\ -2$	26 18 15 8 6 1 0 1	$22 \\ 18 \\ 18 \\ 17 \\ 11 \\ 9 \\ 4 \\ 2 \\ 0$

Угол отклонения ветра от геострофического при $\mu = 0$ для теплого и холодного периодов при различных V_g

Для характеристики направления ветра у подстилающей поверхности, кроме данных на ст. Колтущи (приборы М-12 и М-63), использовались также наблюдения по флюгеру на ст. Воейково.

Значения α_0 , полученные по данным ст. Воейково, оставаясь по абсолютной величине больше летних, несколько увеличиваются с ростом V_g . Однако эти изменения лежат в пределах точности определения α_0 .

Как указывалось в работах [8, 9, 16], с ростом устойчивости α₀ увеличивается. Такая зависимость α₀ от параметра стратификации μ хорошо прослеживается для теплого периода. Зимой изменение α₀^{**} с ростом устойчивости незначительное (см. табл. 2).

г) Полученные материалы позволили проанализировать соотношение между наземным (c_{10}) и геострофическим ветром. Как известно, с ростом скорости геострофического ветра, увеличением шероховатости подстилающей поверхности и ростом устойчивости c_{10}/V_g уменьшается. Зависимости от V_g , z_0 и µ для зимы и лета представлены в табл. 5 и на рис. 2. Следует отметить, что в холодный

Таблица 5

Зависимость c_{10}/V_g от V_g при различных z_0 для нейтральной стратификации

	Холо,	цный п	ериод	Теплый период			
$V_g {}_{\rm M}/{ m c} $	8,6	13,0	17,8	8,1	13,0	18,4	
	0,57	0,53	0,47	0,53	0,47	0,39	

период зависимость от стратификации при сильной устойчивости выражена слабо. При $\mu < -300$ отношение c_{10}/V_g практически не меняется с ростом устойчивости.

д) Динамическое и тепловое влияние подстилающей поверхности проявляется до различных высот, поэтому можно рассматривать высоты теплового и динамического пограничного слоя. Динамическая высота пограничного слоя атмосферы определяется по средним профилям *c* и *d*.

Как показано в работах [8, 10], ветер устанавливается по направлению и скорости ветра на разных высотах. В зависимости от способа определения динамической высоты можно выделить: а) высоту, определяемую из условия, что производная от модуля скорости



Рис. 2. Зависимость c_{10}/V_g от стратификации. 1 — холодный период, $V_g \approx 8$ м/с; 2 — холодный период, $V_g \approx 12$ м/с; 3 — теплый период, $V_g \approx 10$ м/с.

ветра $\frac{d}{dz}(u^2+v^2)$ на этой высоте первый раз обращается в нуль

 (H_m) ; б) высоту, на которой ветер достигает значения геострофического по модулю (H); в) высоту, на которой действительный ветер совпадает по направлению с геострофическим (H_d) .

За высоту теплового пограничного слоя $H_{\rm T}$ принимается высота распространения суточных колебаний температуры воздуха. Практически это уровень, начиная с которого устанавливается постоянный по высоте градиент температуры, характеризующий градиент в свободной атмосфере [10]. Значения высоты пограничного слоя в зависимости от V_g и μ приводятся в табл. 6.

Анализ приведенных данных позволяет отметить следующее.

1) Абсолютные значения H_d , как и следовало ожидать, для холодного периода существенно меньше соответствующих значений в теплый период. Это связано с уменьшением шероховатости подстилающей поверхности при наличии снежного покрова. Величина H_d увеличивается с ростом скорости геострофического ветра, причем для холодного периода $H_d l/V_g$ практически можно принять постоянной величиной для рассматриваемого интервала V_g и равной 9,8 · 10⁻³.

13 Заказ № 263

Таблица 6

Duron

È:

.

1 1		Xo.	лодный г	териод						Теплый	перио	E	
h _u M		M	н _м	H _d M	, Н М	\overline{k} M ² /C	Слой, м	V_{g} m/c	. 1 .	W	$H_d^{\rm M}$	<i>ћ</i> M ² /с	Слой, м
	1		-		He	йтральн	ые условия						
l		450	1	200		3,9	50-350	8,1	0	500	1500	4,8	
[650	1	906		7,9	50-450	13,0	0	950	1500	6,03	100-700
1		800		1430		10,4	50700	18,4	0	1250	, 2000	11,3	1001000
	1		_	_				_	_		-		
				Crp	атифици	рованны	й погранич	ный слой	_				~
33(0	200	330	400	430	1,0	50-150	9,3	312	1500	1500	21,5	100-700
650	_	200	1	400	650	0,7	50 - 150	10, 4	16	006	1500	6,7	100-700
116		160	l	009	1160	0,6	50 - 150	6,0		300	006	2,0	50-300
32(0	320	320	200	430	0,8	50200	l	-	l	1	1	ļ
63(_	300	430	200	630	1,3	50-250	l	l	l	1.	1	[
109	0	240	1090	600	1200	2,2	50200	1	l	I	I	1	,

С ростом устойчивости H_d уменьшается, но зависимость как для лета, так и для зимы выражена слабо.

2) Высота динамического пограничного слоя H в холодный период также имеет значительно меньшую величину, чем летом. С ростом V_g высота H увеличивается, а безразмерная величина Hl/V_g мало изменяется при изменении V_g и в среднем составляет для холодного и теплого периодов соответственно $6,2 \cdot 10^{-3}$ и $8,4 \cdot 10^{-3}$.

3) При равновесных условиях практически $H = H_m$, при инверсионном распределении температуры следует рассматривать две вы-



Рис. 3. Влияние стратификации на высоту динамического пограничного слоя.

H/H_р для теплого периода [8], 2) H_m/H_р для холодного периода. Крестиками отмечены значения H/H_р для холодного периода.

соты: H и H_m . Для холодного периода H_m по абсолютной величине, как следует из табл. 6, может быть существенно больше H.

При исследовании зависимости от стратификации высота стратифицированного пограничного слоя нормировалась на соответствующую величину при нейтральной стратификации (H_p) . Зависимость H/H_p и H_m/H_p для холодного и теплого периодов представлена на рис. 3.

С увеличением устойчивости высота H как для холодного, так и для теплого периода уменьшается. Однако зимой при большой устойчивости изменения H/H_p малы. Величина же H_m/H_p с увеличением параметра стратификации μ возрастает значительно.

 Высота теплового пограничного слоя практически совпадает с верхней границей инверсии h_u, которую и можно использовать при расчетах в качестве H_{T} . Зависимость $h_{u}l/V_{\sigma}$ от и дается на рис. 4.

Интересными также являются данные о соотношениях H_{π}/H и *H*_т/*H*_m. Для летнего периода, по данным работы [10], при устойчивой стратификации отношение H_{π}/H близко к 1. Зимой с постом vстойчивости величина H_т/H существенно возрастает (до 7.3 при





1) $V_g \approx 8$ m/c, 2) $V_g \approx 12$ m/c.

 $\mu' = -6.30$), значение же H_{π}/\dot{H}_{m} практически мало отличается от 1.

ж) Полученные данные о распределении ветра позволили рассредний считать коэффициент турбулентности в пограничном слое. Расчет производился по методу Д. Л. Лайхтмана [4]. Данные о среднем коэффициенте турбулентности в пограничном слое приводятся в табл. 6.

Как для теплого, так и для холодного периода k растет с ростом скорости ветра, с ростом устойчивости --- уменьшается. Зaвисимость k от стратификации сушественна в области малых значений параметра µ. При µ< <-- 300 безразмерная величина kl/V^2 практически не меняется. Различия в значениях среднего коэффициента для зимы и лета значительны при малых Vg, с ростом скорости они уменьшаются.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Ахметов М. С. К вопросу о возможности использования данных радиозондирования для исследования пограничного слоя атмосферы. Труды ГГО, 1967, вып. 205.
- Воронцов П. А. Струйные течения пограничного слоя атмосферы. Труды ГГО, 1967, вып. 205.
- 3. Воронцов П. А. Некоторые особенности строения пограничного слоя атмосферы при неравновесных условиях. Труды ГГО, 1968, вып. 207.
- 4. Гандин Л. С. и др. Основы динамической метеорологии. Л., Гидрометеоиздат, 1955.
- 5. Ефимов П. Л. Состояние и перспективы развития аэрологических наблюдений. — Труды ВНМС. Т. 9., Гидрометеоиздат, 1963. 6. Казанский А. Б., Монин А. С. О турбулентном режиме выше призем-
- ного слоя воздуха.— Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1960, № 1.
- 7. Курпакова Т. А., Орленко Л. Р. О закономерностях распределения температуры и ветра в пограничном слое. Труды ГГО, 1967, вып. 205.
- 8. Курпакова Т. А., Орленко Л. Р. Профиль ветра в пограничном слое атмосферы по экспериментальным данным.— Труды ГГО, 1970, вып. 257.

- 9. Лазарева Н. А., Орленко Л. Р. Некоторые приложения физико-статистических исследований пограничного слоя атмосферы.— Труды Всесоюз. совещания по применению статистических методов в метеорологии. Л., Гидрометеоиздат, 1971.
- Лазарева Н. А., Орленко Л. Р. Анализ некоторых характеристик пограничного слоя по экспериментальным данным. Труды ГГО, 1967, вып. 205.
- 11. Марфенко И. В. Точность температурно-ветрового зондирования атмосферы.— Труды ВНМС. Т. 9. Л., Гидрометеоиздат, 1963.
- 12. Маіпкова Г. Б. К вопросу о градиенте скорости ветра в пограничном слое.— «Метеорология и гидрология», 1971, № 12.
- Огнева Т. А. Некоторые особенности теплового баланса деятельной поверхности. Л., Гидрометеоиздат, 1955.
- 14. Орленко Л. Р. К методике обработки данных температурно-ветрового зондирования в пограничном слое. Труды ГГО, 1970, вып. 257.
- 15. Орленко Л. Р. О термическом равновесии в пограничном слое атмосферы. В кн.: «Равновесный градиент температуры». Л., Гидрометеоиздат, 1967.
- 16. Сафронова М. М. Геострофический коэффициент трения и угол отклонения наземного ветра от геострофического по экспериментальным данным. Труды ГГО, 1969, вып. 241.

Д. Ф. ТИМАНОВСКИЙ

ОПЫТ ДИСТАНЦИОННОГО ИЗМЕРЕНИЯ ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА

Дистанционные измерения профилей и мгновенных значений влажности воздуха являются до сих пор не окончательно решенной задачей. В работе [5] описан прибор для измерения профилей температуры в полевых условиях разностным методом с помощью медных термометров сопротивления. Прибор применялся в экспедициях Института физики атмосферы АН СССР с 1967 по 1971 г. Учитывая сравнительную простоту его устройства и надежную работу при длительной эксплуатации в полевых условиях, на его базе изготовлен макет прибора для измерения профилей влажности воздуха. Для определения влажности выбран психрометрический метод. Этот метод предполагает определение влажности по измерениям температуры сухого (t) и смоченного (t') термометров. Поэтому прибор для измерения профилей влажности предполагает одновременное измерение профилей температуры сухими и смоченными термометрами.

Разработанный прибор состоит из термометров сопротивления — сухих, термометров сопротивления — смоченных, блока автоматического опроса датчиков и регистратора.

Датчиками температуры являются медные бескаркасные термометры сопротивления (R = 500 Ом при 0°С), заключенные в латунную хромированную гильзу диаметром 5 мм и длиной 30 мм. Датчики (сухой и смоченный) смонтированы попарно на одном аспираторе. Опрос датчиков производится автоматически в следующей последовательности: сухой — смоченный на одном уровне, сухой смоченный на другом уровне и т. д. Блок автоматического опроса предусматривает регулировку включения датчиков с интервалами от 1 до 180 секунд. Для уменьшения погрешности при определении градиента влажности измерение величин $\Delta t = t_h - t_2$ и $\Delta t' = t'_h - t'_2$ осуществляется с помощью одного измерительного моста. Кроме того, на одном из уровней измеряются абсолютные значения t и t'. Подробное описание принципа измерений приводится в [5].

В качестве регистратора можно использовать любой самописец постоянного тока с диапазонами от 0,5 до 10—15 мВ на всю шкалу

и с нулем в середине шкалы. Лучшим для этих измерений, как показывает практика, является измерительный комплект H-37.

При дистанционном измерении влажности воздуха наиболее уязвимым местом является процесс смачивания термометров. В связи с этим вопросу смачивания уделено особое внимание. В данном приборе для измерения профилей влажности смачивание проводилось с помощью разработанного нами приспособления, состоящего из двух сообщающихся сосудов (рис. 1). Нижний сосуд (1)



Рис. 1. Схема смачивания термометра сопротивления.

1 — сосуд для непосредственного смачивания; 2 — сосуд для пополнення воды в сосуде 1; 3 — смачиваемый термометр сопротивления, обернутый батистом; 4 — сухой термометр сопротивления; 5 — полихлорвиниловая трубка.

служит для непосредственного смачивания батиста, а верхний (2) для пополнения воды в нижнем. По мере отсасывания батистом воды из нижнего сосуда вода из верхнего сосуда пополняет нижний до уровня *h*. Равномерное смачивание батиста по всей длине термометра достигается тем, что уровень воды в нижнем сосуде устанавливается на уровне нижней точки смачиваемого датчика, как это показано на рисунке. Если уровень воды будет выше нижней точки датчика, датчик будет заливаться водой, если ниже — смачивание будет недостаточным (датчик будет смачиваться не по всей длине). Сходное приспособление для смачивания описано в работе [4]. Однако схема смачивания в нашем приборе более компактна, вследствие того что нами применяются не три, как в работе [4], а два сосуда: надежность смачивания термометра достигается тем, что последнее осуществляется сверху вниз. Опыт работы с описанными психрометрами показал, что при влажности воздуха 6—12 мб и температуре 25—35° С объем воды в верхнем сосуде (10 см³) обеспечивает постоянное смачивание в течение 10—12 часов.

Комплект аппаратуры был опробован в лабораторных условиях и в совместной экспедиции ИФА АН СССР и ГГО летом 1971 г. в районе г. Уральска.

Для проверки надежности смачивания по описанной схеме, а также надежности работы всего комплекта в целом одной парой датчиков — сухим и смоченным термометрами сопротивления производились измерения температуры воздуха на двух уровнях — 0,5 и 5 м. Изменение высоты осуществлялось с помощью мачты «журавль». Синхронно проводилась непрерывная регистрация профилей температуры в слое 0,5—12 м полуавтоматическим прибором [5], непрерывная регистрация скорости ветра на шести уровнях (0,5, 1, 2, 4, 8, 12) контактными анемометрами типа MC-13 и производились пульсационные измерения влажности оптическим гигрометром [1]. Кроме того, параллельно измерялись профили влажности в слое 0,25—2 м психрометрами Ассмана. Пульсационные измерения выполнялись сотрудниками ИФА, а психрометрические градиентным отрядом ГГО.

Известно, что инструментальная точность определения градиентов температуры и соответственно градиента влажности воздуха по психрометрам Ассмана мала. Только из-за точности визуальных отсчетов показаний ртутных термометров абсолютная погрешность определения Δt и $\Delta t'$ составляет $\pm 0,2^{\circ}$. Для повышения точности приходится пользоваться средними значениями, полученными не менее чем из десяти отсчетов, что связано с большой трудоемкостью этих наблюдений. Общая погрешность измерения этих же величин данным прибором составляет в среднем 5% от измеряемых Δt и $\Delta t'$ (см. [5]).

Из-за отсутствия других, более точных по сравнению с психрометрами Ассмана, способов определения влажности в полевых условиях было проведено сравнение профилей влажности воздуха, полученных при помощи данного прибора и по психрометрам Ассмана. Результаты сравнения приведены в табл. 1. Видно, что согласованность профилей хорошая, хотя величины абсолютных влажностей отличаются на 0,3—0,5 мб, что составляет в среднем 5%.

Следует отметить, что измерения влажности данным прибором и психрометрами Ассмана производились в различных пунктах наблюдений, расположенных на расстоянии порядка 800 м друг от друга. Это, по-видимому, и явилось причиной наблюдаемых расхождений, так как в результате эпизодических сравнений показаний данного прибора с показаниями психрометра Ассмана, который был установлен в 10 см от термометров сопротивления, существенных расхождений не обнаружено (табл. 2).

По полученным с помощью данного прибора профилям абсолютной влажности воздуха и по данным градиентных измерений температуры и ветра были рассчитаны потоки влаги E в г/(см² · с) по ме-

Сравнение	профилей	влажности,	получени	ных по	психроме	трам А	ссмана	(Π A)	
-	-	и термомет	рам сопр	отивлен	ния <u>(</u> ТС)				

	Срок,			Высота, м		
Прибор	ч, мин	0,25	0,5	1	2	5
ПА ТС	12 15	12,9	11,9 12,0	11,1	$10,3 \\ 10,5$	10,1
ПА ТС	12 45	12,6	11,8 12,1	11,3 11,5	10,8 11,0	10,8
ПА ТС	14 15	12,1	$\substack{11,1\\11,5}$	10,8 11,2	10,5 10,7	10,4
ПА TC	14 45	12,2	$\substack{11,4\\11,6}$	11,0 11,2	$\begin{array}{c} 10,6\\10,8\end{array}$	10,4
ПА TC	16 15	12,1	11,4 11,6	10,7 11,0	$ \begin{array}{c} 10,4 \\ 10,6 \end{array} $	10,3
ПА TC	16 45	11,7	$\substack{10,8\\11,3}$	10,5 10,8	$\begin{array}{c}10,2\\10,5\end{array}$	10,0
	l	1		1	1	

Таблица 2

Сравнение показаний ртутных термометров и термометров сопротивления

77 -	Срок,	Ртутн	ње термо	метры	Термоме	гры сопро	тивления
Дата	ч, мин	t° C	t′°C	е мб	t° C	t′°C	<i>е</i> мб
23 VI 24 29 30 4 VII 4 5 8 Среднее	8 45 14 15 13 15 11 80 11 00 19 00 12 15 11 00	23,5 22,8 27,2 20,4 30,5 34,1 19,9 25,6 25,5	15,4 16,3 17,4 13,7 18,4 17,7 14,0 15,6 16,0	11,1 13,4 12,1 10,4 11,6 7,2 11,3 9,8 10,8	23,4 22,8 27,5 20,2 30,5 34,0 19,8 25,7 25,5	15,3 16,4 17,6 13,7 18,3 17,8 13,9 15,7 16,1	11,0 13,6 12,3 10,5 11,4 7,5 11,2 9,8 10,9

тодике С. С. Зилитинкевича и Д. В. Чаликова [2]. Рассчитанные потоки влаги E сравнивались с потоками влаги E', измеренными оптическим гигрометром. На рис. 2 приведен корреляционный график величин E и E'. Если учесть, что расчет потоков влаги E про-изводился с использованием трех независимо измеряемых параметров Δt , ΔU и Δe , то наблюдаемые соотношения величин E и E' вполне удовлетворительны. Коэффициент линейной корреляции (r), рассчитанный по формуле $r = \frac{\overline{EE'} - \overline{EE'}}{\sigma_E \sigma_{E'}}$, где $\sigma_E = \sqrt{\overline{E^2} - \overline{E^2}}, \sigma_{E'} =$

оказался равным 0,87, что свидетельствует о на- $\overline{F'^2}$ дежности полученных профилей влажности при помощи данного прибора. Следует отметить, что в процессе эксплуатации прибора



Рис. 2. Корреляционный график величин Е и Е'.

в полевых условиях в течение месяца при 8-12-часовой непрерывной работе в сутки все vзлы его работали безотказно.

Таким образом, согласованность данных о влажности воздуха, полученных с помощью данного прибора и по психрометрам Ассмана, а также данных о потоках влаги. полученных по оптическому гигрометру и рассчитанных по градиентным измерениям, говорит о том, что в полевых условиях с помощью предлагаемого прибора возможно получать надежные данные о профилях температуры и влажности воздуха и соответственно рассчитать потоки влаги в приземном слое атмосферы.

В заключение автор приносит благодарность Л. Г. Елагиной за любезно предоставленные результаты измерений потоков влаги.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Елагина Л. Г. Оптический прибор для измерения пульсаций влажности.-Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1962, № 8.
- 2. Зилитинкевич С. С., Чаликов Д. В. О расчете вертикальных турбулентных потоков в приземном слое атмосферы по данным градиентных наблюдений.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1968, т. 4, № 9.
- 3. Качурин Л. Г. Электрические измерения аэрофизических величин. М., Изд-во «Высшая школа», 1967.
- 4. Спицын И. П., Ефремов В. И., Винников С. Д. Комплекс аппара-туры для дистанционного измерения гидроаэрофизических характеристик башенных градиреи. — Труды ЛГМИ, 1970, вып. 39.
 Тимановский Д. Ф. Полевой прибор для полуавтоматического измерения
- профилей температуры.—«Метеорология и гидрология», 1971. № 4.

О. М. МОГИЛЕВЕР

ЗАДАЧА ОПТИМАЛЬНОГО ОСРЕДНЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПЕРЕПАДА ТЕМПЕРАТУР

Измерение средней разности температур на различных уровнях над подстилающей поверхностью играет важную роль в метеорологии. Разность температур фигурирует как обязательный элемент при вычислении турбулентных потоков тепла по методу теплового баланса, при оценке устойчивости атмосферы и т. д.

Попытка определения оптимальных периодов осреднения вертикальных перепадов температуры экспериментальным путем описана в [1]. При этом использовалась методика, основанная на наличии минимума в спектре большинства метеоэлементов. Подобный подход, не учитывающий других деталей статистической структуры, вообще говоря, возможен. Однако полуэмпирические методы при всей их наглядности затруднительно использовать для решения вопросов методики осреднения в конкретных условиях (стратификация атмосферы, высота над подстилающей поверхностью и т. д.). При осреднении вертикального перепада температур весьма существенным также является учет взаимной статистической связи между входными переменными, который может сказаться как на качестве осреднения, так и на требованиях к параметрам измерительной аппаратуры и устройств последующей обработки.

Ввиду указанных трудностей в настоящее время еще не решена задача нахождения оптимальных соотношений между реальной инерционностью датчиков и параметрами цифровой обработки (число отсчетов, такт выборки). Отсутствие простых формул и номограмм существенно затрудняет обработку данных.

Цель данной работы — исследовать схему осреднения вертикального перепада температур $\Delta T(t)$ (на основе, с одной стороны, аналитической модели поведения $\Delta T(t)$, являющейся расширением подхода [2], а с другой — эмпирических данных метеонаблюдений) и получить необходимые практические рекомендации.

1. В настоящее время на сети метеостанций разность температур определяется путем вычитания отсчетов температуры, взятых на разных уровнях, и последующего осреднения [3]. В автоматических приборах применяется непосредственное измерение перепада температуры путем подключения выходов разноуровенных датчиков (термометров сопротивления либо дифференциальных термопар) в мостовую дифференциальную схему [4]. Для обоих указанных случаев при равновесном дискретном осреднении разности температур инерционных датчиков структурные схемы квазиоптимального сглаживания тождественны.

Согласно общей модели метеоэлемента [2], температура $x_i(t)$ на уровне $z_i(i=1, 2)$ может быть представлена в виде

$$x_i(t) = g_i(t) + s_i(t) + n_i(t) = m_i(t) + n_i(t), \quad (1)$$

где $g_i(t)$ — регулярный ход на уровне z_i —

$$g_i(t) = C_{0i} + C_{1i} \cos(\omega_0 t + \varphi_i), \qquad (2)$$

 $s_i(t)$ — низкочастотная случайная компонента, $n_i(t)$ — мелкомасштабная компонента турбулентности.

Математические ожидания случайных процессов $s_i(t)$ и $n_i(t)$ равны нулю:

$$\overline{s_i(t)} = \overline{n_i(t)} = 0. \tag{3}$$

Для корреляционных функций справедливы следующие выражения:

$$s_{i}(t) n_{j}(t+\tau) = R_{s_{i}n_{j}}(\tau) = 0,$$

$$\overline{s_{i}(t) s_{j}(t+\tau)} = R_{s_{i}s_{j}}(\tau) \neq 0,$$

$$\overline{n_{i}(t) n_{j}(t+\tau)} = R_{n_{i}n_{j}}(\tau) \neq 0.$$
(3a)

Тогда

$$\Delta T(t) = x_1(t) - x_2(t) = \Delta g(t) + \Delta s(t) + \Delta n(t) = \Delta m(t) + \Delta n(t).$$
(4)

Разность $\Delta m(t) = m_1(t) - m_2(t)$ характеризует среднее движение, и задача оптимального осреднения $\Delta T(t)$ сводится к такому выбору параметров сглаживания (постоянных времени датчиков T_{0i} , числа отсчетов N и интервала T между ними), чтобы, с одной стороны, наилучшим образом восстановить $\Delta m(t)$, а с другой — подавить влияние мелкомасштабных пульсаций $n_i(t)$ на каждом уровне.

Если L_i — интегральные операторы с весовыми функциями

 $h_i(\tau) = \frac{1}{T_{oi}} e^{-\tau / T_{oi}}$, а L_3 — оператор равновесного скользящего дискретного среднего с весовой функцией, равной 1/N, то средний квадрат ошибки есть

$$\overline{\gamma^{2}(t)} = \overline{\{L_{3}[L_{1}x_{1}(t) - L_{2}x_{2}(t)] - \Delta m(t)\}^{2}}.$$
(5)

В общей постановке $(T_{01} \neq T_{02})$ можно оптимизировать схему измерения по критерию (5) путем подбора постоянных времени датчиков на разных уровнях — T_{0i} , а также параметров дискретного скользящего среднего (число отсчетов, такт выборки). Однако в применяемых на практике градиентомерах постоянные времени

датчиков на разных уровнях, благодаря наличию аспирации, не зависят от скорости ветра и одинаковы по величине. В связи с этим далее рассматривается важный случай осреднения при равенстве постоянных времени датчиков на обоих уровнях: $T_{01} = T_{02} = T_0$.

2. При одинаковой инерционности измерительных датчиков средний квадрат ошибки сглаживания в дискретные моменты взятия отсчетов равен

$$\overline{\gamma^2(kT)} = \overline{[\Delta y(kT) - \Delta m(kT)]^2} = \chi^2(kT) + \overline{e^2}, \quad (5a)$$

где $\chi^2(kT)$ — ошибка воспроизведения суточного хода $\Delta g(t)$ при осреднении (систематическая ошибка), e^2 — дисперсия случайной ошибки.

Для проведения расчетов и последующей оптимизации (5а) необходимо знать корреляционные функции (спектры) $\Delta m(t)$ и $\Delta n(t) = n_1(t) - n_2(t)$. Оценки статистических характеристик $\Delta m(t)$ получены в [5] путем статистической обработки рядов срочных наблюдений за перепадом температур на сети. Поскольку в литературе нам не удалось найти сведений, касающихся оценок структуры мелкомасштабных пульсаций разности температур, то мы используем изложенную в [7] модель корреляционной функции $\Delta n(t)$.

Суточный ход перепада температур в первом приближении может быть представлен моногармоническим колебанием

$$\Delta g(t) = \Delta C_0 + \Delta C_1 \cos(\omega_{0\Delta} t + \varphi_{\Delta}).$$
(6)

Для корреляционной функции низкочастотной компоненты примем простую аппроксимацию

$$R_{\Delta s \Delta s}(\tau) = A^2 e^{-\alpha |\tau|}. \tag{7}$$

Согласно [6], для корреляционной функции перепада мелкомасштабных пульсаций температур можно записать следующее выражение:

$$R_{\Delta n \Delta n}(\tau) = \sum_{i=1}^{2} \sigma_{i}^{2} e^{-\beta_{i} |\tau|} - \sqrt{k_{1} k_{2}} \sigma_{2}^{2} \sum_{i=1}^{2} e^{-\beta_{2} |\tau - (-1)^{i} \Theta|}, \qquad (8)$$

где

$$k_1 = \frac{\sigma_1^2}{\sigma_2^2}, \quad k_2 = \frac{I_1}{I_2},$$
 (9)

 σ_i^2 и $I_i = \beta_i^{-1}$ — соответственно дисперсии и интервалы корреляции мелкомасштабных пульсаций температуры на уровне z_i .

Так как $\Delta g(t)$ имеег суточный период, то для систематической ошибки после несложных преобразований получим [7]

$$\chi^{2}(kT) = (\Delta C_{1})^{2} \left[\cos\left(\omega_{0\Delta}kT + \varphi_{\Delta}\right) - \frac{\sin\frac{\omega_{0\Delta}TN}{2}}{N\sin\frac{\omega_{0\Delta}T}{2}}\cos\left(\omega_{0\Delta}kT - \Delta\varphi_{\Delta} + \varphi_{\Delta}\right)\right]^{2}, \quad (10)$$

где $\Delta \phi_{\Delta} = \omega_{0\Delta} [T_0 + \frac{T}{2} (N - 1)]$ — результирующий фазовый сдвиг, вносимый инерционным датчиком и дискретным скользящим средним.

Дисперсия случайной ошибки определится из формулы

$$\overline{g^2} = R_{\Delta S \Delta S}(0) + R_{\Delta y \Delta y}(0) + 2R_{\Delta S \Delta y}(0).$$
(11)

Введем обозначения:

$$q_1 = e^{-\alpha T}, \quad q_3 = e^{-\beta_1 T}, \quad q_2 = e^{-T/T_0}, \quad q_4 = e^{-\beta_2 T},$$

 $\psi = \frac{\beta_2}{\alpha}.$ (12)

Поскольку, как показано в [6], временной сдвиг Θ имеет порядок секунд, то обычно выполняется неравенство $T \gg \Theta$, и тогда

$$e^{-\beta_{2} | kT - \Theta|} = \begin{cases} e^{-\beta_{2}\Theta} & k = 0, \\ e^{-k\beta_{2}T} & k \ge 1. \end{cases}$$
(13)

В качестве критерия удобно использовать относительную ошибку. Для нормировки берется величина $\sigma^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2$ суммарной дисперсии на обоих уровнях, что упрощает вычисление соответствующих относительных параметров.

Используя условие (13), по методике [2] можно после преобразований получить следующее выражение для относительной дисперсии случайной ошибки (в обозначениях (12)):

$$\frac{\overline{e^2}}{\sigma^2} = \eta - \left[Q_1 + d_1 - \frac{\beta_2 T_0}{\psi} (Q_2 + d_1)\right] \frac{\eta}{1 - \frac{(\beta_2 T_0)^2}{\psi^2}} - \frac{1 - 2\sqrt{k_1 k_2}}{1 - (\beta_2 T_0)^2} (Q_4 - \beta_2 T_0 Q_2) \frac{1}{1 + k_1} - \frac{Q_3 - k_2 \beta_2 T_0 Q_2}{1 - (k_2 \beta_2 T_0)^2} \frac{k_1}{1 + k_1} + Q_{\Delta}, \quad (14)$$

где $\eta = A^2/\sigma^2$ — отношение сигнал-шум при гипотезе отсутствия взаимной корреляции мелкомасштабных пульсаций на двух уровнях,

$$d_i = \frac{2}{N} \frac{(1 - q_i^N)}{(1 - q_i)}, \qquad (15)$$

$$Q_i = \frac{2}{N(1-q_i)} (q_i d_i \cdot 0.5 - 1) + \frac{1}{N}, \qquad (16)$$

$$Q_{\Lambda} = \frac{(\beta_2 \Theta)^2 \sqrt{k_1 k_2}}{\beta_1 \Theta N \left(1 + \beta_2 \Theta\right) \left(1 + k_1\right)}, \qquad (17)$$

 Q_{Δ} — составляющая $\overline{e^2}/\sigma^2$ за счет ненулевого сдвига мелкомасштабных пульсаций температуры на разных уровнях.

Из (5а) и (14) следует, что

$$\delta(kT) = \frac{\overline{\gamma^2(kT)}}{\sigma^2} =$$

$$=h\left[\eta, \psi, \beta_2 T_0, \frac{T}{T_0}, N, k_1, k_2, \frac{\beta_2}{\omega_{0\Delta}}, \frac{\Delta C_1}{\sigma}, \beta_2 \Theta, k\right] \quad (18)$$

является сложной функцией многих переменных. При задании всех аргументов в (18) мы можем рассчитать любой алгоритм осреднения перепада температур.

Задача исследования поведения (18) весьма затруднена не только большим количеством переменных, но и сложностью взаимосвязей между ними и нехваткой данных о последних. Если зафиксировать нижний уровень z_1 =const, то от выбора верхнего уровня существенно зависят параметры η , ψ и $\beta_2\Theta$. Мы, к сожалению, не располагаем информацией об этих зависимостях и поэтому проводить детальные расчеты затруднительно. В связи с этим мы ограничимся рассмотрением конкретного, весьма важного практически случая z_1 =0,5 м, z_2 =2,0 м, соответствующего сетевым градиентным наблюдениям, для которого мы можем найти оценки необходимых параметров.

3. Общий случай расчета полной ошибки и определения оптимального числа отсчетов N_{c0} был проведен нами на конкретном эмпирическом материале по оценкам параметров статистической структуры перепада температур, полученным в [5], и известным результатам теории подобия [8].

В июле в 13 часов значение градиентного числа Ричардсона Ri_{1м} равно —0,0236, а в 10 и 16 часов оно равно соответственно —0,0131 и —0,0117, откуда следует, что имеет место стратификация, близкая к безразличной. Априорные оценки параметров статистической структуры $\Delta T(t)$, входящие в (18) и полученные в [5], сведены в табл. 1.

Таблица 1.

Срок, часы	$\frac{\Delta C_1}{\sigma}$	<i>k</i> 1	$\frac{\beta_2}{\omega_{0\Lambda}}$	k ₂ ⁻¹	η	ψ	λ	β ₂ Θ
10	1,5	1,21	10^{-3}	3,4	2,51	431	$5,83 \cdot 10^{-3}$	0,10
13	1,33	1,32	9.10 ⁻⁴	3,35	2,08	730	2,85 \cdot 10^{-3}	0,09
16	1,15	1,19	12.10 ⁻⁴	3,41	3,68	675	5,46 \cdot 10^{-3}	0,11

Априорные оценки параметров статистической структуры вертикального перепада температур (июль)

Для исходных данных табл. 1 рассчитывались N_{c0} и $\delta_0(kT)$, которые затем сравнивались с N_0 и $\overline{e_0^2}/\sigma^2$ вычисленными при гипотезе центрирования $\Delta T(t)$ ($\Delta C_1 \equiv 0$). Выяснено, что расчетная модель, принимающая гипотезу отсутствия суточного хода перепада темпе-

ратур, дает хорошее приближение к общему случаю наличия компоненты Ag(t). Относительная погрешность

$$d(kT) = \frac{\overline{e^2} |_{N=N_0} - \overline{\gamma^2(kT)} |_{N=N_{c0}}}{\overline{\gamma^2(kT)} |_{N=N_{c0}}} \cdot 100^0 /_0$$
(19)

имеет порядок нескольких процентов, причем параметры T/T_0 и $\beta_2 T_0$ практически не влияют на величину d(kT).

Слабое влияние суточного хода на величину полной ошибки можно объяснить малостью оптимального времени наблюдения по отношению к суточному периоду перепада температур. За время наблюдения суточный ход практически не сказывается, что позволяет в дальнейшем рассматривать в качестве критерия лишь дисперсию случайной ошибки.

4. Численный анализ зависимости $e^2 = e^2(\eta, \psi, T/T_0, \beta_2 T_0)$ показал, что если $\eta_1 \neq \eta_2$, $\psi_1 \neq \psi_2$, но $\lambda = \eta_1/\psi_1 = \eta_2/\psi_2$, то N_0 и минимальная относительная дисперсия ошибки по N_0 (МОДО) — $\overline{e_0^2}/\sigma^2$ — зависят практически не от η и ψ , а от их отношения $\lambda = \eta/\psi$. Полученный результат существенно упрощает расчеты. Анализ показывает, что параметр λ имеет тенденцию монотонно падать с ростом неустойчивости [5].

Исследование минимальной относительной дисперсии ошибки (по N_0) выявило наличие минимума по отношению такта выборки отсчетов к постоянной времени — T/T_0 . В табл. 2 сведены соответствующие значения N_0 , T/T_0 и МОДО для широкого диапазона $\beta_2 T_0$ и ряда значений λ . Как видно из этой таблицы, минимум миниморум погрешности достигается при $T/T_0 \approx 1 \div 2$, причем $(T/T_0)_0$ с ростом как относительной постоянной времени, так и λ падает. В качестве оптимального (для всех $\beta_2 T_0$ и λ) отношения такта выборки отсчетов к постоянной времени термометров можно принять $T/T_0=2$.

На рис. 1 приведена номограмма, позволяющая по исходной относительной постоянной времени ($\beta_2 T_0$) измерительных датчиков на уровнях $z_1 = 0,5$ м, $z_2 = 2,0$ м и информации о статистической структуре поля (λ) находить оптимальное число отсчетов. В основу построения номограммы легли расчеты N_0 для различных λ и $\beta_2 T_0$ с учетом оптимального отношения $T/T_0 = 2$. Построенная номограмма дает возможность решить и обратную задачу: выбрать оптимальную постоянную времени при заранее ограниченной памяти устройства осреднения.

При решении задачи оптимального осреднения вертикальной разности температур представляет большой интерес учет влияния взаимной корреляции мелкомасштабных пульсаций на обоих уровнях. Интуитивно ясно, что при гипотезе нулевой взаимной корреляции N_0 и МОДО должны быть большими, поскольку при этом спектр помехи завышается на всех частотах.

Таблица 3 показывает, что при учете взаимной статистической связи параметры осреднения изменяются существенно. N₀ умень-

шается приблизительно в 3 раза, причем относительное уменьшение увеличивается с ростом постоянной времени. Выигрыш в относительной погрешности имеет порядок 200% и в целом слабо меняется при вариациях T/T_0 и $\beta_2 T_0$.

Таблица 2

0 7	Характе-	λ			
p ₂ 10	ристика	10-3	5.10-3	10-2	
0,25	$\left(\frac{T}{T_0}\right)_0$	2	2	2	
i	N ₀	31	21	15	
	$\frac{\overline{e_0^2}}{\sigma^2}$	0,0074	0,0156	0,0222	
1,5	$\left(\frac{T}{T_0}\right)_0$.2	1	_1	
	N ₀	14	6	4	
	$\frac{e_0^2}{\sigma^2}$	0,0071	0,0159	0,0224	
5	$\left(\frac{T}{T_0}\right)_0$	2	~		
	N ₀	3	. —	_	
	$\frac{\overline{e_0^2}}{\sigma^2}$	0,0071	_		
		,			

Минимум миниморум относительной дисперсии ошибки осреднения

5. В качестве практического примера рассмотрим методику осреднения, близкую к методике стандартных градиентных наблюдений, принятой на сети метеостанций.

Как известно [3], стандартная методика градиентных наблюдений предусматривает проведение серии из пяти отсчетов термометром с постоянной времени T_0 порядка 30 секунд (с учетом аспирации) и последующее осреднение. С достаточной точностью можно считать такт выборки отсчетов постоянным и равным 3 минутам. В этом случае $T/T_0 = 6$. На рис. 2 приведена номограмма для выбора оптимального числа отсчетов в этом случае; изменение статистической структуры (λ) вызывает изменение N_0 , т. е. в общем случае необходимо варьировать N_0 . Оценим ошибку, вносимую при измерениях с постоянным N = 5 при всех λ и $\beta_2 T_0$. На рис. 3 показано отно-

14 Заказ № 263



сительное увеличение погрешности (в процентах). Для наглядности на график нанесены также и значения N₀, взятые из рис. 2.

Таблица З

	Характе- ристика	$\beta_2 T_0$					
Т		0,25		1,5		3	
$\overline{T_0}$		No	$\frac{\overline{e^2}}{\sigma^2}$	N ₀	$\frac{\overline{e^2}}{\sigma^2}$	N ₀	$\frac{\overline{e^2}}{\sigma^2}$
0,25	а б в	360 1062 195	0,0068 0,0193 182	56 175 212	0,0071 0,0196 178	24 85 254	0,0072 0,0199 177
1	а б в	90 265 194	0,0068 0,0193 183	$\begin{array}{c} 14\\ 44\\ 214\end{array}$	0,0070 0,0195 179	7 22 214	0,0071 0,0197 177
2	а б в	46 133 189	0,0068 0,0193 181	8 23 188	0,0076 0,0198 161	$\begin{array}{c} 4\\14\\200\end{array}$	0,0076 0,0202 168
6	а б В	21 52 170	0,0091 0,0255 180	5 13 170	0,0110 0,0269 143	$2 \\ 6 \\ 200$	0,0099 0,0271 174

К учету влияния взаимной корреляции мелкомасштабных пульсаций температуры на параметры осреднения

Примечание. а — данные с учетом корреляции, б — данные без учета корреляции, в — показатели относительного увеличения (в процентах) N_0 и МОДО в предположении некоррелированности температур на разных уровнях.

Как следует из рис. 3, относительная ошибка изменяется в довольно широких пределах в зависимости от λ и $\beta_2 T_0$, причем она определяется практически лишь сдвигом: $|5 - N_0|$. Действительно, например, при занижении N в 2 раза по сравнению с оптимальным ($N_0 = 10$) относительная ошибка имеет порядок 30% (как и при завышении в 2 раза).

Поскольку для условий Ленинградской области интегральный масштаб I_2 имеет порядок 15 секунд, то $\beta_2 T_0 = 2$ и оптимальным будет N=2. Рекомендовать универсальное N, пригодное для всех условий, затруднительно; для Ленинградской области, по-видимому, наиболее подходящим будет N=3. При выборе N=3 мы как бы покрываем диапазон $N=2\div5$ с погрешностью около 15—20%.

Данные табл. 3 (для $T/T_0=6$) показывают, что стандартная методика градиентных наблюдений фактически учитывает взаимную статистическую связь пульсаций температуры на разных уровнях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чжоу Минь-юй. Исследование статистических характеристик турбулентности в нижнем слое атмосферы. Автореф. канд. дисс. М., ИФА АН СССР, 1966.

14*

- Могилевер О. М. Получение репрезентативных значений метеоэлементов в приземном слое атмосферы как задача оптимальной фильтрации,— Труды Симпозиума по применению физико-статистических методов в метеорологии. Л., Гидрометеоиздат, 1971.
- 3. Огиева Т. А. Руководство по градиентным наблюдениям и определению составляющих теплового баланса. Л., Гидрометеоиздат, 1964.
- 4. Каганов М. А. О точности дифференциальных измерительных схем с полупроводниковыми термосопротивлениями.— «Измерительная техника», 1964, № 3.
- 5. Могилевер О. М. Исследование алгоритмов осреднения метеопараметров с учетом их статистической структуры. Автореф. канд. дисс. Л., АФИ ВАСХНИЛ, 1971.
- 6. Могилевер О. М. О модели взаимного спектра пульсаций температуры на разных уровнях в приземном слое атмосферы.— Труды ГГО, 1972, вып. 282.
- 7. Пугачев В. С. Теория случайных функций и ее применение к задачам автоматического управления. М., Физматгиз, 1960.
- 8. Панчев С. Случайные функции и турбулентность. Л., Гидрометеоиздат, 1967.

СОДЕРЖАНИЕ

А. С. Дубов, Л. П. Быкова. Характеристики турбулентного тече- ния в пограничном слое атмосферы над лесом и внутри его	ŝ
Л. П. Быкова. Опыт расчета характеристик пограничного слоя атмо- сферы по заданным параметрам подслоя шероховатости	12
Г. В. Менжулин. Қ теории стационарного метеорологического ре- жима растительного покрова	20
 Э. К. Бютнер. Модель процесса теплообмена с поверхностью, покрытой движущимися неровностями. Л. Ю. Преображенский. Оценка компонент баланса энергии турбулентности в приводном слое атмосферы по экспериментальным дан- 	29
ным	11 51
А. В. Карасев, Л. Ю. Преображенский В. Ю., Воскобо- вич. Моделирование ветрового волнения и воздушного потока в ниж- нем слое атмосферы над морем на аналоговых вычислительных ма-	
шинах	30 58
А. С. Дубов, Е. В. Романов, В. А. Троицын. О горизонталь-	73
Р. С. Бортковский. О влияни ураганов на макромасштабное взаи- молействие океана и атмосферы	78
Н. В. Кучеров. О распределении скоростей ветра в Тихом океане по сезонам и широтам	33.
Б. Н. Егоров, Т. В. Кириллова. Суммарная радиация над океа- ном в условиях безоблачного неба	37
Г. В. Гирдюк, Б. Н. Егоров, Т. В. Кириллова, Л. А. Стро- кина. Прозрачность атмосферы над океаном и суммы возможной	
радиации	99 00-
верхность океана	J97 18
ную радиацию, приходящую к поверхности океана	24
т. В. Кириллова, Н. В. Серова. Определение радиационного	33.
Р. Г. Тимановская. Статистическая структура потоков прямой и суммарной солнечной радиации у поверхности земли при кучевых	10.
облаках	+2 56

Б.	Г. Вагер, Е. Д. Надежина. Изменение режима планетарного	
	пограничного слоя под влиянием изменения влажности поверхности	165
13.	М. Утина. К вопросу о трансформации температуры и влажности	
•	при орошении	173
Τ.	А. Курпакова. О распределении метеорологических элементов	
	в пограничном слое в условиях Средней Азии	178
Л.	Р. Орленко, О. Б. Шкляревич. Некоторые особенности в рас-	
	пределении ветра и температуры в пограничном слое в холодный пе-	
	риод	184
Д.	Ф. Тимановский. Опыт дистанционного измерения влажности	
	воздуха	198
<i>•</i> О.	М. Могилевер. Задача оптимального осреднения вертикального	
	перепада температур	20 3

ta internet

Труды ГГО, вып. 297

ФИЗИКА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Редактор В. И. Кузьменко Техн. редактор Г. В. Ивкова Корректор З. Т. Тимченко

Сдано в набор 19/111 1973 г. Подписано к печати 30/VII 1973 г. М-11306. Формат 60×90¹/16, бум. тип. № 1. Печ. л. 14. Уч. изд. л. 14,66. Тираж 800 экз. Индекс М.Л-58. Заказ 263. Цена 1 руб. 03 коп. Гидрометеоиздат, 199053, Ленинград, 2-я линия, д. 23.

Ленинградская типография № 8. «Союзполиграфпрома» при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 190000, Ленинград, Прачечный пер., д. 6. Характеристики турбулентного течения в пограничном слое атмосферы над лесом и внутри его. Дубов А. С., Быкова Л. П. Труды ГГО, 1973, вып. 297, с. 3—11.

Решается система уравнений динамики пограничного слоя атмосферы при наличии лесных массивов. Влияние сопротивления леса учтено введением дополнительных членов в уравнения по схеме Г. В. Менжулина. В результате численного решения выявлен ряд особенностей структуры потока, в частности поворот ветра внутри лесного массива, связанный с ослаблением турбулентного обмена в нижнем слое леса и влиянием силы Кориолиса. Приводятся теоретически рассчитанные профили компонент скорости ветра, динамической скорости и энергии турбулентности внутри леса и над ним. Отмечается четко выраженный слой постоянства потока количества движения над лесом.

Табл. 1. Илл. 2. Библ. 9.

УДК 551.551

Опыт расчета характеристик пограничного слоя атмосферы по заданнным параметрам подслоя шероховатости. Быкова Л. П. Труды ГГО, 1973, вып. 287, с. 12—19.

Выполнены численные эксперименты и проведено сравнение расчетов по моделям, в которых свойства подстилающей поверхности определяются либо только параметром шероховатости (первая модель), либо высотой препятствий и коэффициентом сопротивления, зависящим от плотности расположения элементов шероховатости (вторая модель). В результате расчетов по второй модели получена связь безразмерных параметров шероховатости и сопротивления, удовлетворительно согласующаяся с существующими эмпирическими зависимостями. Для достаточно высоких препятствий обнаруживается зависимость параметра шероховатости и высоты вытеснения от скорости ветра.

Илл. 4. Библ. 12.

УДК 551.551

К теории стационарного метеорологического режима растительного покрова. Менжулин Г. В. Труды ГГО, 1973, вып. 297, с. 20—28.

Предлагается количественная модель стационарного метеорологического режима растительного покрова, основанная на решении замкнутой системы уравнений переноса метеорологических субстанций в приземное слое воздуха при наличии растительности.

Приводятся некоторые результаты предварительного расчета характеристик исследуемого режима.

Илл. 1. Библ. 8.

УДК 551.551

Модель процесса теплообмена с поверхностью, покрытой движущимися неровностями. Бютнер Э. К. Труды ГГО; 1973, вып. 297, с. 29—40.

Предлагается модель строения воздушного потока вблизи поверхности, покрытой редко расположенными препятствиями. Критерием разреженности является сравнимость величины силы сопротивления формы, рассчитанной на единицу площади подстилающей поверхности, с силой касательного трения о поверхность. Приповерхностный слой разбивается на три части: примыкающий к большей части поверхности вязко-буферный слой, свойства которого считаюотся такими же, как над гладкой поверхностью; промежуточный слой, где препятствия играют доминирующую роль, и верхний слой, расположенный выше