#### ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР ПО ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИИ И КОНТРОЛЮ ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ

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

Выпуск

454

## ФИЗИКА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

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



ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1981

951,510,522 ; 551.554

Включены статьи по взаимодействию океан—атмосфера, в которых рассматриваются процессы как турбулентного, так и радиационного обмена. К ним примыкает работа по численному моделированию потока у волнистой границы. Ряд статей посвящен теоретическим оценкам влияния неоднородностей подстилающей поверхности на метеорологический режим окружающих территорий и анализу эмпирических данных об этом режиме для областей, осваиваемых человеком в результате хозяйственной деятельности. В статьях методического характера обсуждается расчет вертикальных сдвигов ветра в нижней части пограничного слоя по синоптической ситуации, анализируются точность градиентных наблюдений и выбор оптимальных интервалов осреднения при изучении суточного хода метеорологических элементов.

Предназначен для метеорологов, океанологов и специалистов по охране и

контролю окружающей среды.

There are given study results on the air—sea interactions due to turbulence and radiative exchanges. The numerical modelling of flow near the waveform boundary is discussed. Some papers are devoted to theoretical estimations of underlying surface nonuniformities on the meteorological regime of surrounding territories and to the analysis of the materials of meteorological observations in the regions where industrial activity is beginning. In the methodical papers calculations of vertical wind shears in the lower part of boundary layer are made using synoptical information. The accuracy of gradient measurements and choice of optimal averaging intervals when studying diurnal variations of meteorological elements are analysed.

 $\Phi \frac{20807-160}{069(02)-81}$  29-81 (1). 1903040000

© Главная геофизическая обсерватория им. А. И. Воейкова (ГГО), 1981 г.

Ленииградский ги-т Гидрометеоролсгический ин-т КА

### ТЕПЛО- И ВЛАГООБМЕН ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ ПРИ ШТИЛЕ И МАЛОВЕТРИИ

Принятая в настоящее время методика расчета турбулентных потоков над морем [4, 5] основана на эмпирической зависимости коэффициента сопротивления морской поверхности  $C_u$  от скорости ветра u при нейтральной стратификации. Эта зависимость, согласно которой  $C_u$  возрастает с увеличением u, применима только при скорости ветра, превышающей 3 м/с. Однако, очевидна необходимость обоснованной оценки значений потоков и при меньшей скорости ветра — в ряде районов океана повторяемость маловетрия и штиля довольно высока. Экстраполяция зависимости  $C_u(u)$ , полученной для умеренных скоростей ветра, в область маловетрия, равно как и предположение о прекращении тепло- и влагопереноса при штиле, применявшиеся в некоторых расчетах, встречают следующие возражения. Установлено [1, 2, 5, 8], что при убывании скорости ветра приблизительно от 4,0 до 0,5 м/с коэффициент  $C_u$ возрастает, что соответствует представлениям о закономерностях обтекания гладких поверхностей. Данные различных авторов о зависимости  $C_u\left(u_{10}\right)$  для морской поверхности при нейтральной стратификации и при  $u_{10} < 4$  м/с, где  $u_{10}$  — скорость ветра на высоте 10 м, приведены на рис. 1 вместе с зависимостью для гладкого обтекания:

$$C_u = \frac{x^2}{\ln \frac{zu_*}{mv}} \,. \tag{1}$$

Здесь  $\varkappa=0,4;\ z$ — высота измерения скорости ветра;  $u_*$ — динамическая скорость;  $m\approx7,5$  [5, 8];  $v\approx0,14$  см²/с — коэффициент кинематической вязкости воздуха. Близким между собой зависимостям, представленным на рис. 1, противоречат сведения о «сверхгладкости» водной поверхности при слабом ветре [7], т. е. о падении  $C_u$  с уменьшением скорости ветра; по данным [7] можно найти, что при  $u_{10}=3,7$  м/с  $C_u=0,45\cdot10^{-3}$  (тогда как при этой же скорости ветра для гладкой поверхности  $C_u=0,9\cdot10^{-3}$ ). В [7] «сверхгладкость» объясняется действием поверхностно-активных веществ,

загрязняющих поверхность. Однако возможно другое объяснение: при слабом ветре усиливается эффект холодной пленки [5], что при небольшом перепаде температуры вода—воздух создает в нижней части приводного слоя инверсионный подслой. Наличие даже слабой инверсии приводит к резкому ослаблению турбулентного обмена и уменьшению коэффициента  $C_u$ , при этом чем меньше скорость ветра, тем более заметно это уменьшение [5]. Можно полагать, что действительная зависимость  $C_u$  ( $u_{10}$ ) для условий нейтральной стратификации при слабом ветре близка к одной из приведенных на рис. 1. Определив значения  $C_u$  ( $u_{10}$ ) в указанном выше интервале скорости ветра для условий нейтральной стратифика

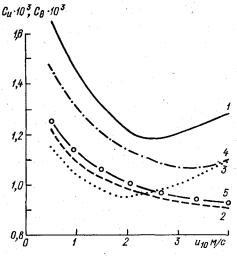


Рис. 1. Зависимость коэффициентов сопротивления и теплообмена морской поверхности от скорости ветра при нейтральной стратификации.

 $1-C_u(u_{10})$  по данным [5];  $2-C_u(u_{10})$  при «гладком» обтекании;  $3-C_u(u_{10})$  по Кондо [8];  $4-C_{\mathfrak{g}}(u_{10})$ , соответствующие кривой l;  $5-C_{\mathfrak{g}}(u_{10})$ , соответствующее кривой 2.

ции, можно вычислить коэффициенты сопротивления  $(C_u)$  и тепловлагообмена  $(C_\theta)$  для различных значений перепадов температуры и влажности вода—воздух [1].

При штиле перенос тепла и влаги от поверхности океана сводится к взаимодействию всплывающих снизу перегретых и переувлажненных объемов воздуха с окружающими слоями. Механизм конвекции, рассмотренный в [6], учитывает только наличие градиента температуры, т. е. перегрев термиков, тогда как в приводном слое воздуха распределение плотности существенно зависит от распределения влажности [2]. Это обстоятельство учтено в формулах для расчета потоков тепла и пара при штиле, приведенных в [9] без вывода и объяснений, со ссылкой на частное сообщение Уэбба:

$$H = \rho c_p F \left( \Delta T_v \right) \Delta T, \qquad (2)$$

$$E = \rho F \left( \Delta T_v \right) \Delta q. \tag{3}$$

Здесь H — вертикальный поток тепла; E — поток пара;  $\rho$  — плотность;  $c_p$  — удельная теплоемкость воздуха;  $F\left(\Delta T_v\right)$  — коэффициент переноса, имеющий размерность скорости и зависящий от

перепада виртуальной температуры  $\Delta T_v = \Delta T + T0.61 \Delta q$  (T — абсолютная температура воздуха, K);  $\Delta T$  и  $\Delta q$  — перепады температуры и удельной влажности соответственно. В [8] даны два значения F: 0.11 см/с при  $\Delta T_v = 1$  °C и 0.26 см/с при  $\Delta T_v = 8$  °C.

Формулы, аналогичные (2), (3), можно вывести, следуя Тернеру [6], но учитывая влияние влажности. Сила плавучести, действующая на объем воздуха, поднимающегося от нагретой поверхности, уравновешивается вязким трением:

$$-g \Delta \rho l^3 = C_D (\text{Re}) W^2 \rho S, \tag{4}$$

где g — ускорение свободного падения,  $\Delta \rho$  — отличие плотности «термика» от плотности среды  $\rho$ , l — характерный размер термика,  $C_D$  — коэффициент аэродинамического сопротивления термика, W — скорость его подъема,  $S \sim l^2$  — площадь сечения. При небольшой скорости подъема коэффициент  $C_D$  обратно пропорционален числу Рейнольдса Re, red.

$$C_D \sim \frac{v_I}{W}$$
. (5)

Тогда из (4) следует

$$-g \Delta \rho l^2 = \mu \frac{dz}{dt}, \qquad (6)$$

где  $\mu = \nu p$  — молекулярная вязкость,  $\frac{dz}{dt} = W$ .

Зависимость плотности воздуха от температуры и влажности при их небольших изменениях можно представить [5] в виде

$$\rho - \rho_0 = -\frac{\rho}{T} \delta T - 0.61 \rho \delta q, \tag{7}$$

где  $\delta T$  и  $\delta q$  — изменения температуры и удельной влажности соответственно. Изменения температуры и влажности термика, определяемые тепло- и влагообменом его с окружающим воздухом, описываются уравнениями

$$\frac{d(\delta T)}{dt} = -\chi \frac{\delta T}{l^2},\tag{8}$$

$$\frac{d(\delta q)}{dt} = -D \frac{\delta q}{l^2},\tag{9}$$

где t — время,  $\chi$  — коэффициент температуропроводности, D — коэффециент диффузии водяного пара в воздухе. Интегрирование (8), (9) дает

$$\delta T = \delta T_0 \exp\left(-\chi t/l^2\right),\tag{10}$$

$$\delta q = \delta q_0 \exp\left(-Dt/l^2\right). \tag{11}$$

Подстановка (10), (11), (7) в уравнение (6) и интегрирование его от t=0 до  $t=\infty$  приводит к выражению, определяющему наибольшее расстояние, проходимое термиком:

$$z = -\frac{gl^4}{\mu} \left( -\frac{\rho}{T\chi} \delta T_0 - 0.61 \frac{\rho}{D} \delta q_0 \right). \tag{12}$$

Если механизм конвекции действует в слое толщиной h, то при фиксированных значениях всех входящих в (12) параметров  $l \approx 0$  [h]; отсюда следует выражение для числа Рэлея, учитывающее стратификацию влажности:

$$Ra = -\frac{gh^3}{\mu} \left( -\frac{\rho}{T\gamma} \delta T_0 - 0.61 \frac{\rho}{D} \delta q_0 \right). \tag{13}$$

Окончательное выражение получается после замены  $\delta T_0$  и  $\delta q_0$  на перепады  $\Delta T$  и  $\Delta q$ :

$$Ra = \frac{gh^3}{\mu} \left( \frac{\rho}{T\chi} \Delta T + 0.61 \frac{\rho}{D} \Delta q \right). \tag{14}$$

Из соображений подобия получено [6] соотношение, связывающее поток тепла, переносимого при конвекции, с числом Рэлея:

$$Nu \sim Ra^{1/s}, \tag{15}$$

где

$$Nu = \frac{H}{\rho c_p \gamma \Delta T/h}$$
.

Из (14), (15) следует

$$H = \rho c_p \chi C \Delta T \left[ \frac{g}{\nu} \left( \frac{\Delta T}{\chi T} + 0.61 \frac{\Delta q}{D} \right) \right]^{1/s}. \tag{16}$$

Наиболее вероятное значение экспериментально определяемого коэффициента C близко к 0,1 [6]. Аналогично получается выражение для потока влаги:

$$E = \rho DC \Delta q \left[ \frac{g}{\gamma} \left( \frac{\Delta T}{\gamma T} + 0.61 \frac{\Delta q}{D} \right) \right]^{1/s}. \tag{17}$$

В методике расчета потоков при большей скорости ветра [4, 5] аргументами при определении коэффициентов  $C_u$  и  $C_\theta$  служат скорость  $u_{10}$  и эффективный перепад температуры  $\Delta T_* = \Delta T (1+0.07/\text{Bo})$ . Выражение, входящее в правую часть формул (16), (17), можно представить в виде

$$\frac{\Delta T}{\chi T} + 0.61 \frac{\Delta q}{D} = \frac{\Delta T}{\chi T} \left( 1 + \frac{0.61 \chi T}{D} \frac{\Delta q}{\Delta T} \right). \tag{18}$$

После подстановки в (16), (17) численных значений  $g=980~{\rm cm/c^2},~\nu=0.14~{\rm cm^2/c},~\chi=0.21~{\rm cm^2/c},~T=300~{\rm K}$  получается

$$\frac{H}{\rho c_{p} \chi \Delta T} = \frac{E}{\rho D \Delta q} = 4.8C \left[ \Delta T \left( 1 + \frac{0.063}{\text{Bo}} \right) \right]^{1/s}. \tag{19}$$

Величины  $\left(1+\frac{0.07}{B_0}\right)^{1/3}$  и  $\left(1+\frac{0.063}{B_0}\right)^{1/3}$  при  $0.05 \leqslant Bo \leqslant 0.25$  различаются не более чем на 2 %. Этим незначительным различием. а также и различием между молекулярными коэффициентами  $\chi$  и D можно пренебречь, учитывая, что постоянная C определена с погрешностью около  $\pm 20$  % [6]. Тогда при  $\chi \approx D \approx 0,24$  см²/с формула для практических расчетов имеет вид

$$\frac{H}{\rho c_p \Delta T} = \frac{E}{\rho \Delta q} = 0.115 \left(\Delta T_*\right)^{1/3}.$$
 (20)

Помимо расчета как функции от скорости ветра и перепада температуры [1], для нахождения коэффициента  $C_{\theta}$  в интервале 0,5 м/с  $\leq u_{10} \leq$  3,0 м/с можно приментиь интерполяцию. Интерпо-

 $\frac{H}{\rho c_p \Delta T} = \frac{E}{\rho \Delta q} = C_{\theta} u,$ ляция производится между значениями рассчитанными по формуле (20) и отнесенными к  $u_{10} = 0.5$  м/с, и значениями  $C_{\theta}u$ , полученными по номограммам  $C_{\theta}(u_{10}, AT_{\star})$  при  $u_{10} = 3.0$  м/с, где эмпирическая зависимость  $C_u(u_{10})$  достаточно надежна [1]. Применение обоих приемов дает достаточно близкие результаты. Использование различных эмпирических зависимостей  $C_u$  ( $u_{10} \leqslant 3$  м/с) не изменяет существенно значений  $C_\theta$ . Так, при использовании зависимости гладкого обтекания (рис. 1, кривая 2) значения  $C_{\theta}$  (для нейтральной стратификации) отличаются от значений, определяемых по кривой 1, в среднем на 13 %.

Таким образом, при штиле следует пользоваться формулой (20), определяющей скорость переноса тепла и пара, а при маловетрии — номограммой для нахождения  $C_{\theta}$  [1] и рассчитывать затем

потоки тепла по обычным формулам [4, 5].

Оценку значимости учета потоков при штиле и маловетрии в расчетах теплового баланса нетрудно получить, зная повторяемость  $u_{10} < 3$  м/с, среднюю скорость ветра и перепады эффективной температуры как при штиле и маловетрии, так и в остальное время. Эта оценка может сильно изменяться по сезонам и районам океана; в отдельных случаях вклад штилей и маловетрия в средний тепло- и массообмен составляет 10... 15 %.

Автор выражает признательность А. Г. Тарнопольскому, дискуссия с которым послужила толчком к выполнению этой работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Ариель Н. З., Мурашова А. В. Расчет уточненных номограмм для определения коэффициентов сопротивления, тепло- и влагообмена над морем.— См. настоящий сб., с. 9—23.

2. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и

океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1970. — 294 с.

3. Курс метеорологии (физика атмосферы) /А. С. Зверев, Б. В. Кирюхин, К. Я. Кондратьев и др.— Л., Гидрометеоиздат, 1951.— 888 с.

4. Океанографические таблицы. — Л.: Гидрометеоиздат,

5. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан—атмосфера/ Р. С. Бортковский, Э. К. Бютнер, С. П. Малевский-Малевич, Л. Ю. Преобра-

женский, Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — 239 с.

6. Тернер Д. Ж. Эффекты плавучести в жидкостях. — М.: Мир, 1977. — 431 c.

7. Csanady G. T. The roughness of the sea surface in light winds.— J. Geophys. Res., 1974, vol. 79, N 18.

8. Kondo J. Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions.— Boun-

dary-Layer Met., 1975, vol. 9, N 1. 9. Ostapoff F., Worthem Silvia, Everard W. Surface meteorological observations on R/V Columbus Iselin during Phase III of GATE.—NOAA Techn. Memor., ERL AOML-25, 1977.

## РАСЧЕТ УТОЧНЕННЫХ НОМОГРАММ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ. ТЕПЛО- И ВЛАГООБМЕНА НАД МОРЕМ

1. Модель для расчета турбулентных потоков над морем была предложена в ГГО в 1968 г. [1]. По этой модели была разработана методика расчета потоков тепла, влаги и количества движения над морем по данным измерений на судах [2]. При разработке методики использовались некоторые эмпирические зависимости, полученные по данным натурных экспериментов. Это прежде всего зависимость коэффициента сопротивления водной поверхности от скорости ветра на высоте 10 м при нейтральной стратификации, а также универсальные функции профилей ветра, температуры и влажности.

За прошедшее десятилетие значительно возросло количество натурных исследований процессов, происходящих в приводном слое. Широкое применение получили прямые методы измерения потоков над морем. Это позволило получить уточненные коэффициенты сопротивления, тепло- и влагообмена и универсальные функции.

Целью настоящей работы является обобщение накопившихся экспериментальных данных для уточнения предложенной ранее ме-

тодики расчета турбулентных потоков над морем.

2. Коэффициенты сопротивления  $(C_u)$ , теплообмена  $(C_{\theta})$  и влагообмена  $(C_E)$  определяются из известных соотношений [10]:

$$C_{u}(z) = \frac{1}{\left[u_{*} \int_{z_{0}}^{z} \frac{dz}{k_{u}(z)}\right]^{2}},$$
 (1)

$$C_{\theta}(z) = \frac{\sqrt{C_{u}(z)}}{u_{*} \int_{0}^{z} \frac{dz}{\chi + k_{\theta}(z)}},$$

$$C_{E}(z) = \frac{\sqrt{C_{u}(z)}}{u_{*} \int_{0}^{z} \frac{dz}{D + K_{E}(z)}}.$$
(2)

$$C_{E}(z) = \frac{\sqrt{C_{u}(z)}}{u_{*} \int_{0}^{z} \frac{dz}{D + K_{E}(z)}}.$$
(3)

Здесь  $u_*$  — динамическая скорость;  $z_0$  — параметр шероховатости;  $k_u$ ,  $k_\theta$ ,  $k_E$  — соответственно коэффициенты турбулентной вязкости, температуропроводности и диффузии;  $\chi$  и D — коэффициенты молекулярной температуропроводности и диффузии соответственно. Знаменатели формул (2) и (3) представляют собой интегральное тепловое и диффузионное сопротивления, включающие молекулярный и турбулентный механизмы переноса.

На основании модели Бортковского и Бютнер [13] безразмерное тепловое  $(r_{\rm T})$  и диффузионное  $(r_{\rm E})$  сопротивления вязкобуферного слоя (толщиной  $z=\delta=30 {\rm v}/u_*$ ), непосредственно примыкающего к поверхности, можно принять постоянными. Согласно [8, 13], изменение суммарного коэффициента температуропроводности с высотой в вязкобуферном слое аппроксимируется пропорцио-

нальным либо  $z^2$ , либо  $z^4$ :

$$\chi + k_{\theta}(z) = \frac{v}{P_{\Gamma_{M}}} + \frac{v}{P_{\Gamma_{T}}} \left(0.1 \frac{zu_{*}}{v}\right)^{2},$$
 (4)

$$\chi + k_{\theta}(z) = \frac{v}{\Pr_{M}} + \frac{nu_{*}z^{4}}{(30v/u_{*}^{3})}.$$
 (5)

Здесь  $\Pr_{\mathbf{M}}$  и  $\Pr_{\mathbf{T}}$  — молекулярное и турбулентное числа Прандтля,  $\nu$  — коэффициент молекулярной вязкости. С учетом (4) и (5) безразмерное тепловое сопротивление в вязкобуферном слое рассчитывается по следующим формулам:

$$r_{\rm T} = u_* \int_0^{\delta} \frac{dz}{v/\Pr_{\rm M} + v/\Pr_{\rm T} \left(0, 1, \frac{zu_*}{v}\right)^2},$$
 (6)

$$r_{\rm T} = u_* \int_0^{\delta} \frac{dz}{(\chi) + \frac{\kappa u_* z^4}{(30 \cdot / u_*^3)}} \,. \tag{7}$$

Расчет безразмерного диффузионного сопротивления производится по аналогичным формулам, в которых величина  $\Pr_{\mathbf{M}}$  заменена молекулярным числом Шмидта  $\operatorname{Sc}_{\mathbf{M}}$ . Турбулентные числа Прандтля и Шмидта равны между собой. В расчетах использовалось значение  $\Pr_{\mathbf{T}} = 0,85$ , полученное Кадером и Ягломом [30]. Результаты расчетов по (6) и (7) представлены в табл. 1. Из таб-

Tаблица 1 Тепловое ( $r_{\rm T}$ ) и диффузионное ( $r_{\rm E}$ ) сопротивления вязкобуферного слоя

	При х (или	$D)+k(z)\sim z^2$	При $\chi$ (или $D$ ) + $k$ ( $z$ ) $\sim z$ 4					
<i>T</i> ° C	$r_{_{ m T}}$	r <sub>E</sub>	r <sub>T</sub>	r <sub>E</sub>				
0	9,6	8,6	13,2	11,5				
27	9,6	7,9	13,3	10,4				

лицы следует, что можно пренебречь зависимостью  $r_{\mathtt{T}}$  и  $r_{\mathtt{E}}$  от температуры и выбрать для дальнейших расчетов некоторое среднее значение. Выше вязкобуферного слоя учет стратификации проводится на основании теории подобия Монина—Обухова. Выражения для  $C_u$ ,  $C_\theta$  и  $C_{\mathtt{E}}$  принимают следующий вид:

$$C_{u}(z/L) = \frac{1}{u_*^2 \left[ \int_{z_*}^{z} \frac{\varphi_{u}(z/L)}{z_* z_{u_*}} dz \right]^2}, \qquad (1')$$

$$C_{\theta}(z/L) = \frac{\sqrt{C_{u}(z/L)}}{r_{\text{T}} + u_{*} \int_{z}^{z} \frac{\varphi_{\theta}(z/L)}{zzu_{*}} dz}, \qquad (2')$$

$$C_E(z/L) = \frac{\sqrt{C_u(z/L)}}{r_E + u_* \int_{\delta}^{z} \frac{\varphi_q(z/L)}{\gamma_z u_*} dz},$$
 (3')

где ж — постоянная Кармана; L — масштаб длины Монина—Обухова;  $\phi_u(z/L)$ ,  $\phi_\theta(z/L)$  и  $\phi_q(z/L)$  — соответственно универсальные функции профилей скорости ветра, температуры и влажности. Согласно теории Монина—Обухова, универсальные функции характеризуют безразмерные профили ветра, температуры и влажности в стратифицированной атмосфере:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{\varkappa_z} \varphi_u (\zeta), \tag{8}$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \frac{\theta_*}{\kappa z} \varphi_{\theta}(\zeta), \tag{9}$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = \frac{q_*}{\gamma z} \varphi_q(\zeta), \tag{10}$$

где  $\zeta=\frac{z}{L}$ ,  $\theta_*$  — масштаб температуры,  $q_*$  — масштаб влажности.

Для проведения расчетов по формулам  $(1')\dots(3')$  при заданных  $u_*$  и L (при построении номограмм) нужно знать универсальные функции и параметр шероховатости.

3. Параметр шероховатости связан с коэффициентом сопротивления при нейтральной стратификации следующим соотношением:

$$z_0 = ze^{-\frac{z}{\sqrt{C_u^0(z)}}},$$
 (11)

где  $C^0_u(z)$  — коэффициент сопротивления при нейтральной стратификации.

Определению  $C_u$  над водной поверхностью посвящено довольно много лабораторных и натурных экспериментных исследований. Существуют методы расчета  $C_u$  как по профилю ветра, так и по

аэрологическим данным, прямым измерениям потока импульса

и др.

Результаты обобщения натурных и лабораторных экспериментальных данных о коэффициенте сопротивления водной поверхности можно найти в работах [13, 14 и др.]. В большинстве исследований отмечается зависимость коэффициента сопротивления от скорости ветра, правда, каждый из исследователей дает свою эмпирическую зависимость. При осреднении результатов измерений, относящихся к условиям различной стратификации, не обнаруживается зависимость от скорости ветра и  $C_u$  оказывается практически постоянным [4]. Осреднение данных, полученных для нейтральной стратификации, выявляет четкую связь между коэффициентом сопротивления и скоростью ветра [4, 14].

В настоящей работе зависимость  $C_u(u_{10})$  (индекс «10» означает z=10 м — стандартный уровень измерений над морем) была получена по данным 19 работ, в которых приведены данные  $C_u$  в основном по прямым измерениям потоков над морем [12, 14, 17, 19, 20, 24, 27, 29, 31, 34... 37, 39, 43] и над водной поверхностью боль-

ших озер [27, 42, 45].

Предполагается, что состояние ветрового волнения было установившимся [13]. Для осреднения использовались данные, полученные нейтральной стратификации ( $-0.045 \leqslant \zeta \leqslant 0.045$ ). Кривая  $C_u(u_{10})$  (рис. 1) получена скользящим осреднением с интервалом 2 м/с со сдвигом на 1 м/с. При малых скоростях ветра происходит убывание коэффициента сопротивления с ростом скорости ветра от  $1.2 \cdot 10^{-3}$  при  $\hat{u}_{10} = 1$  м/с до  $1{,}09 \cdot 10^{-3}$  при  $u_{10} = 3$  м/с, затем  $C_u$ почти не меняется до  $u_{10} = 6$  м/с (минимальное значение  $C_u =$  $= 1.07 \cdot 10^{-3}$  находится приблизительно при  $u_{10} = 5$  м/с). На участке от  $u_{10} = 7$  м/с до  $u_{10} \approx 10$  м/с заметен довольно сильный рост  $C_u$ , который потом переходит в почти линейную зависимость  $C_{u}\left(u_{10}\right)$ . Интересно, что факт резкого увеличения коэффициента сопротивления при  $u_{10} \approx 7$  м/с был отмечен и в монографии [6], и в работе Манка [14]. Манк на основании обобщенных материалов измерений считал эту скорость критической и соответствующей смене режимов обтекания от гладкого к шероховатому. Кривая на рис. 1 проведена по средним взвешенным значениям и на участке от 2 до 17 м/с довольно хорошо статистически обеспечена. Что касается больших скоростей ветра (больше 20 м/с), то здесь результатов измерений явно недостаточно; это данные Миллера [35], полученные по аэрологическим измерениям во время урагана, и значения  $C_u(u_{10})$  по работе Кондо [31].

Результаты исследований коэффициента сопротивления в зависимости от скорости ветра, приведенные в работах [3, 9], не использовались в настоящей работе, так как эти исследования проводились при неустановившемся волнении (малая глубина и длинные волны) и с недостаточным периодом осреднения (10—15 мин).

4. В последние годы было опубликовано несколько обзорных статей, посвященных универсальным функциям [18, 21, 46]. Самый подробный и охватывающий наибольшее число работ по определе-

нию универсальных функций из прямых измерений потоков — обзор Яглома [46]. Однако и в нем нет рекомендаций по поводу того, какая аппроксимация  $\phi(\zeta)$  является наилучшей. Напротив, автор считает, что ни одной из опубликованных универсальных функций нельзя отдать предпочтение, а осреднение данных различных экспе-

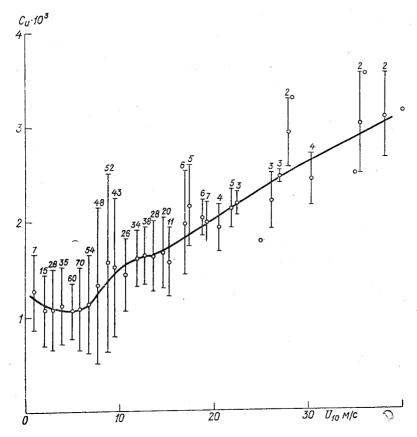


Рис. 1. Зависимость коэффициента сопротивления от скорости ветра при нейтральной стратификации.

Пифры — число случаев осреднения.

риментов не приведет к существенному улучшению информации об универсальных функциях. Авторы упомянутых обзоров называют

в качестве причин такого большого разброса следующие:

1) инструментальные ошибки во время экспериментов (исключить их можно лишь при одновременных измерениях одной и той же величины различными приборами при оптимальном периоде осреднения);

2) неуниверсальность самих универсальных функций из-за несоответствия натурных условий тем условиям, которые положены в основу теории подобия (имелся в виду ровный плоскопараллельный поток вдоль горизонтально-однородной стенки).

В сводной табл. 2 представлены сведения о зависимостях  $\varphi_{u,\,\theta,\,E}(\zeta)$ , полученные разными авторами, главным образом по экспериментальным значениям потоков тепла, влаги и импульса, определенным прямыми методами [16, 28, 32, 34, 38, 40, 44, 46].

Для устойчивого состояния атмосферы  $(0 < \zeta < 1)$ , по данным всех рассмотренных работ, принимается линейная аппроксимация функции  $\phi_u(\zeta) = 1 + \beta \zeta$ . Правда, коэффициент  $\beta$  различен у разных авторов: от 4,7 у Бузингера и др. [16] до 10 у Чаликова [46]. Что касается функции  $\phi_\theta(\zeta)$ , то большинство авторов считают, что при  $\zeta > 0$  она равна универсальной функции  $\phi_u(\zeta)$ . В работе [16] получено  $\phi_\theta(\zeta) = 0.74 + \beta \zeta$  ( $\beta = 4.7$ ), а Кондо [31] рекомендует принимать  $\phi_\theta(\zeta) = \phi_u(\zeta) = \phi_q(\zeta) = 1 + 6 \frac{\zeta}{1+\zeta}$ .

Согласно тщательно проведенному натурному эксперименту по исследованию турбулентности в условиях инверсии [32],

$$\frac{k_{\theta}}{k_{\mu}} = \alpha_{\theta} (Ri) = \frac{1}{6,873Ri + 1/(1 + 6,873Ri)}.$$

Как видно из рис. 2, эта зависимость согласуется с результатами лабораторных экспериментов Эллисона и Тэрнера [10]. Приняв  $\alpha_{\theta}(Ri)$  по [32] и  $\phi_{u}(\zeta) = 1 + 6\zeta$ , можно получить для  $\zeta > 0$   $\phi_{\theta}(\zeta) = 0.833 + 10\zeta + 5\zeta^{2}$ .

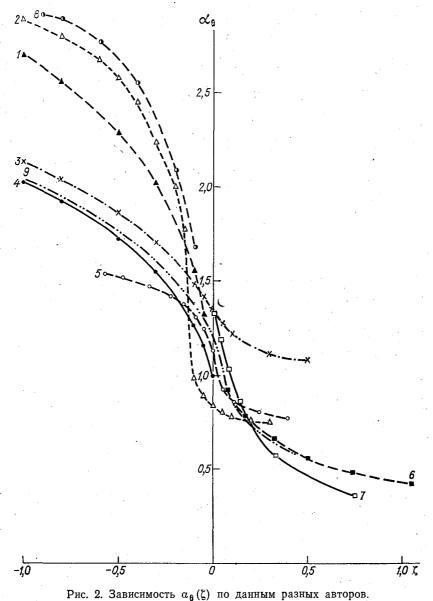
Как следует из табл. 2, у авторов анализируемых работ [16, 21, 22, 23, 28, 41, 44, 46] нет единого мнения о поведении  $\varphi_u$ ,  $\varphi_\theta$ ,  $\varphi_q$  ( $\zeta$ ) при неустойчивой стратификации ( $\zeta$ <0). Так, Суинбенк [46] полу-

чил степенную зависимость  $\varphi_u(\zeta)$  и  $\varphi_\theta(\zeta)$ .

В более поздних работах [16, 21, 22, 28, 41] был предложен следующий вид универсальных функций:  $\varphi_u(\zeta) = A_1(1-\gamma_1, \zeta)^{-l_4}$  и  $\varphi_\theta(\zeta) = A_2(1-\gamma_2\zeta)^{-l_2}$ . Значения коэффициентов A и  $\gamma$  оказались несколько разными в различных исследованиях: в [28]  $A_1 = A_2 = 1$ ,  $\gamma_1 = \gamma_2 = 16$ ; в [16]  $A_1 = 1$ ,  $A_2 = 0.74$ ,  $\gamma_1 = 15$  и  $\gamma_2 = 9$ . Малочисленные данные об универсальной функции профиля влажности  $\varphi_q(\zeta)$  [22, 41] согласуются с предложением Монина и Яглома считать, что  $\varphi_q(\zeta) = \varphi_\theta(\zeta)$ . Так, Дайер и Хикс [22] получили на основании прямых измерений потоков тепла и влаги, что  $\varphi_q(\zeta) = \varphi_\theta(\zeta) = (1-16\zeta)^{-l_2}$ ; в работе [41] функция  $\varphi_q(\zeta)$  оказалась подобной функции  $\varphi_\theta(\zeta)$ , полученной Бузингером и др. [16]. Зависимости  $\varphi_u(\zeta)$ ,  $\varphi_\theta(\zeta)$  и  $\varphi_q(\zeta)$ , полученные Пруиттом [46], здесь не рассматривались, так как, судя по обзорным работам [31, 33, 46], они существенно отличаются от всех остальных.

Для того чтобы определить значения коэффициентов  $C_u$ ,  $C_\theta$ ,  $C_E$  при нейтральной стратификации, необходимо знать  $\varphi_u(0)$ ,  $\varphi_\theta(0)$  и  $\varphi_q(0)$ . Значение  $\varphi_u(0)$  оказывается равным единице, так как при  $\zeta=0$  скорость ветра изменяется с высотой по логарифмическому закону. Что касается величин  $\varphi_\theta$  и  $\varphi_q$  при нейтральной стратифи-

кации, то их можно получить, зная значение 
$$\alpha_{\theta}(\zeta) = \frac{\hat{k}_{\theta}(\zeta)}{k_{u}(\zeta)} =$$



1— по Суннбенку [46], 2— по Помаревой [7], 3— по Бузингеру и др. [16], 4— по Дайеру и Хиксу [22], 5— по Прунтту и др. [46], 6— по Кондо [32], 7— по Эллисону [10], 8— по Орленко [11], 9— принята в настоящей работе.

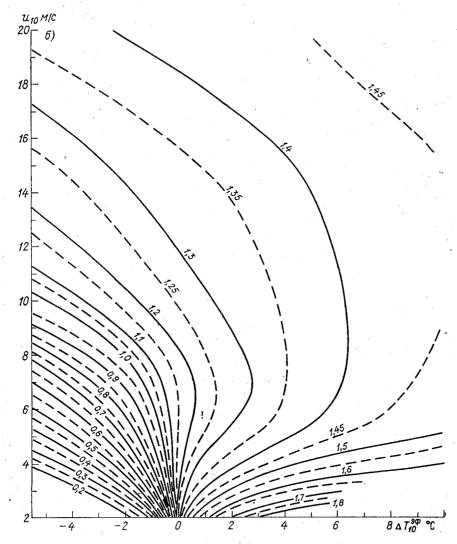
функци
ерсальные
Унив

Примечание		Измерения профилей	Измерения профилей и	прямые методы	Измерения профилей	ветра	Эксперимент над ров-	иым полем. Измерения профилей и прямые ме-			Прямые методы	Измерения профилей	Измерения профилей	Измереиия профилей			Тающий ледник. Изме-	рения профилей
×		0,41	0,35		0,41		0,40				0,43	0,40	0,38				٠.	
Предел	тификация	$0 < \zeta < 1$	$0 < \zeta < 1$		$0 < \zeta < 1$	1 < \zeta < 6	$0 < \zeta < 0$ ,7	$0.7 < \zeta < 4$	$0.01 < Ri \leqslant 1$	 <b>%</b>	$0 < \zeta < 0,4$		$0 < \zeta < 1$	$0 < \zeta < 1$			0 < \( < 1 \)	
Вид функции	Устойчивая стратификация	$\varphi_{\mu}(\zeta) = \varphi_{\theta}(\zeta) = \varphi_{q}(\zeta) = 1 + 5.2\zeta$	$\varphi_u(\zeta) = 1 + 4,7\zeta$	$\varphi_{0}(\zeta) = 0.74 + 4.7\zeta$	$\varphi_{u}\left(\zeta\right)=1+5\zeta$	$\varphi_u(\zeta) = 8 - \frac{4,25}{\zeta} + \frac{1}{(\zeta)^2}$	$q_{u}(\zeta) = 1 + 7\zeta$	9==(ζ)=φ	$\frac{k_0}{k_u} = \frac{1}{6,873Ri + 1/(1+6,873Ri)}$	$\frac{k_u}{R_u} = 7Ri$	$\varphi_{u}(\zeta) = \varphi_{\theta}(\zeta) = 1 + 10\zeta$	$\varphi_{\mu}(\zeta) = \varphi_{\theta}(\zeta) = 1 + 7\zeta$	$\varphi_{u}(\zeta) = 1 + (3, 8 \pm 2, 9) \zeta$	$\varphi_{u}(\zeta) = 1 + (5, 6 \pm 2, 6) \zeta$	$\varphi_{\theta}(\varepsilon) = 1 + (5, 7 \pm 1, 8) \xi$	$\varphi_q(\zeta) = 1 + (7, 4 \pm 3, 1) \zeta$	$\varphi_u(\zeta) = 1 + (4,5 \pm 0,36) \zeta$	$\varphi_{\mathbf{\theta}}(\zeta) = 1 + (4, 3 \pm 0, 68) \zeta$
Asrop		Be66 (1970) [44]	Бузингер и др. (1971)	[16]	Хикс (1976) [28]		Кондо и др. (1978)	[32]			Чаликов (1968) [46]	Мак-Вейл (1964) Бэдли (1972) [46]	Memen (1977) [34]	Шеппард (1972) [40]			Мунро, Девис (1978)	[38]

2 Заказ № 159

Примечание		Измерения профилей и	TOTAL STREET		Прямые методы по ф <sub>в</sub> и измерения профил <b>ей</b>	для фи Измерения профилей		Измерения профилей и	Thurst Marchae	L > 0 (поток вверх при неустойчивости)	Измерения профилей и прямые методы	Прямые методы измере-	<i>y</i>	-	· ·
*	:		0,41		0,40	0,41		0,35				0,43			
Предел	ратификация		$-1 \leqslant \xi < 0$		$-2 \leqslant \xi < -0,1$	$-0.03 < \xi < 0$		$-2 \leqslant \xi < 0$			-5<5<0	$-0,15 \leqslant \xi \leqslant 0$	$-0,15 \geqslant \xi \gg -1,2$		
Вид функции	Неуогойчивая стратификация	$\varphi_{\mu}(\zeta) = (1 - 16\zeta)^{-1/4}$	$\varphi_{\theta}(\zeta) = (1 - 16\zeta)^{-1/2}$		$q_{\mu}(\zeta) = 0,613(-\zeta)^{-0,2}$ $q_{\mu}(\zeta) = 0,937(-\zeta)^{-0,44}$	$q_{\mu}(\zeta) = 1 + 5,2\zeta$	$\varphi_{\mathfrak{g}}(\zeta) = 1 + 4,5\zeta$	$\varphi_{u}(\zeta) = (1 - 15\zeta)^{-1/4}$	$\varphi_{\theta}(\zeta) = 0.74 (1 - 9\zeta)^{-1/2}$	$\varphi_q(\xi) = [1+8,9(\xi)^{8/4}]^{-2/s}$	$\varphi_q(\xi) = (1 - 9\xi)^{-1/2}$	$\varphi_{\mu}(\xi) = \varphi_{\theta}(\xi) = 1 + 1,45\xi$	$\varphi_{u}(\xi) = \varphi_{\theta}(\xi) = 0.24 + 1.25\xi^{-1/s}$		
Автор		Хикс (1976) [28]	Дайер, Хикс (1970) [22]	Дайер (1974) [21]	Суинбенк (1968) [46]	Be66 (1970) [44]		Бузиигер и др. (1971) [16]	}	Эллиот (1966) [23]	Смедмен-Хегстром, Xer- стром (1973) [41]	Чаликов (1968) [46]			

Иенинградоний конеоволовия



фициентов сопротивления (а) и теплообмена (б).

 $=\frac{\varphi_u(\zeta)}{\varphi_\theta(\zeta)}$  при  $\zeta=0$ . Анализ зависимостей  $\alpha_\theta(\zeta)$  по данным различных авторов [7, 10, 11, 16, 22, 32, 46] показал опять-таки существенное отличие их друг от друга (рис. 2). Значения  $\alpha_\theta(0)$  изменяются от 1 до 1,4. Кадер и Яглом [30] на основании анализа большого числа лабораторных измерений получили  $\Pr_{\mathtt{T}} = \frac{1}{\alpha_\theta(0)} = 0.85$ , т. е.  $\alpha_\theta(0) = 1.18$ .

Буш [15], анализируя экспериментальные данные, рекомендует

использовать  $\alpha_{\theta}(0) = 1.2$ .

Следует также отметить, что значение постоянной Кармана, которое определялось разными авторами по тем же экспериментальным данным, что и универсальные функции, тоже оказалось различным. В работе [16]  $\varkappa = 0.35$ , в [22, 28, 46]  $\varkappa = 0.41$ , а у Пруитта и др. [33]  $\varkappa = 0.42$ .

5. Для того чтобы выявить, существенно ли влияние различий в универсальных функциях и в  $\kappa$  при расчете коэффициентов  $C_u$ ,

 $C_{\theta}$ .  $C_{E}$ . были рассчитаны относительные погрешности:

$$\frac{\Delta C_u}{C_u} = 2 \frac{\Delta x}{x} + 2 \frac{\Delta f(\varphi_u)}{f(\varphi_u)}, \tag{12}$$

$$\frac{\Delta C_{\theta}}{C_{\theta}} = \frac{1}{2} \frac{\Delta C_{u}}{C_{u}} + \frac{\Delta x}{x} + \frac{\Delta f(\varphi_{\theta})}{f(\varphi_{\theta})}, \qquad (13)$$

где

$$f(\varphi_u) = \int_{z_0}^{z_{10}} \frac{\varphi_u(z/L)}{z} dz,$$

$$f(\varphi_\theta) = \int_{z_0}^{z_{10}} \frac{\varphi_\theta(z/L)}{z} dz.$$
(14)

Оказалось, что самую большую погрешность в определении  $C_u$ ,  $C_\theta$ и  $C_E$  вносит изменение ж. Так, разница в ж на 0,05 (0,35 вместо 0,40) приводит к относительной погрешности в  $C_u$  на  $25\,\%$ , а в  $C_\theta$ ,  $C_E$  на 12 % (по отношению к  $\varkappa = 0.40$ ). Выбор универсальной функции сказывается главным образом при устойчивой стратификации. Так как при  $\zeta > 0$   $\phi_u(\zeta) = \phi_\theta(\zeta) = 1 + \beta \zeta$ , то выбор  $\beta$  существенно влияет на значение рассчитываемого интегрального коэффициента. Изменение в от 4,7, по Бузингеру, до 6, по Дайеру и Хиксу, дает относительную погрешность (относительно Дайера и Хикса) при расчете  $C_u$  около 14 %, а при расчете  $C_\theta$  10 %. При этом максимальная суммарная погрешность (из-за различий в и  $\Psi \Phi_u$ ,  $\Phi_\theta$  при  $\zeta = 1$ ) будет около 40 %. Изменение  $\beta$  в  $\hat{2}$  раза (от 4,7 до 10) приведет к значительно большей относительной погрешности: при  $\zeta = 1$  относительная погрешность расчета  $C_u$  будет около 60 %, а  $C_{\theta}$  примерно 80 %. При неустойчивой стратификации  $(\zeta = -1)$  относительная погрешность расчета интегральных коэффициентов по различным универсальным функциям оказывается незначительной (меньше 1 %). Так,  $C_u$  и  $C_\theta$ , рассчитанные по  $\phi_u$  и  $\phi_\theta$  ( $\zeta$ ), взятым по Бузингеру [16] и Дайеру [22], отличаются друг от друга только из-за различий в  $\varkappa$ , т. е. на 25 %.

6. На основании всего вышесказанного для расчета коэффициентов сопротивления, тепло- и влагообмена и построения соответствующих номограмм были выбраны следующие параметры:

1) 
$$r_{\rm T} = 11$$
,  $r_E = 10$ ;  
2)  $\varkappa = 0.40$ ;  
3)  $\varphi_{u}(\zeta) = 1 + 6.5$   
 $\varphi_{\theta}(\zeta) = \varphi_{q}(\zeta) = 0.833 + 10\zeta + 5\zeta^{2}$ }  $0 \le \zeta < 1$ ;  
 $\varphi_{u}(\zeta) = (1 - 16\zeta)^{-1/4}$ ,  
 $\varphi_{\theta}(\zeta) = \varphi_{q}(\zeta) = (1.44 - 16\zeta)^{-1/2}$   $0 > \zeta > -1$ ;  
4)  $\alpha_{\theta}(0) = \frac{\varphi_{u}(0)}{\varphi_{\phi}(0)} = \frac{1}{\Pr_{\rm T}} = 1, 2.$ 

Расчет  $C_u$ ,  $C_\theta$  и  $C_E$  по формулам (1')... (3') выполнялся на ЭВМ ЕС1022 для набора данных  $u_*$  и  $L_*$  ( $L_*$  — масштаб длины Монина — Обухова с учетом влияния стратификации влажности). Одновременно рассчитывались значения скорости ветра на уровне 10 м  $u_{10}$  и эффективный перепад температуры

$$\Delta T_{10}^{\circ \phi} = (T_0 - T_{10}) + 0.108(e_0 - e_{10}),$$

где  $T_0$  и  $T_{10}$  — температура поверхности и температура воздуха на  $z=10\,$  м соответственно;  $e_0$  и  $e_{10}$  — насыщающая влажность, соответствующая  $T_0$ , и влажность воздуха на  $z=10\,$  м.

По результатам расчетов построены номограммы для определения коэффициентов сопротивления, тепло- и влагообмена (причем  $C_{\theta}$  и  $C_{E}$  принимаются равными, так как отличаются друг от друга только из-за различий в  $r_{\mathrm{T}}$  и  $r_{\mathrm{E}}$ , т. е. всего на несколько процентов). Номограммы представлены на рис. 3. Входными параметрами являются скорость ветра на z=10 м и эффективный перепад температуры. С помощью полученных номограмм можно по данным стандартных судовых измерений определить интегральные коэффициенты и рассчитать потоки тепла, влаги и количества движения над морем.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бортковский Р. С., Бютнер Э. К. О методах определения турбулентных потоков количества движения и тепла над морем.— Труды ГГО, 1968, вып. 226, с. 3—17.

2. Бортковский Р. С. Расчет турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения над морем по данным судовых измерений.— Метеороло-

гия и гидрология, 1971, № 3, с. 93-98.

3. Виноградова О. П. Тангенциальное напряжение ветра над взволнованной морской поверхностью.— Изв. АН СССР. Сер. геоофиз., 1959, № 11, с. 1646—1655.

4. Захарова О. К. Зависимость коэффициента сопротивления морской поверхности от скорости ветра. Труды ГГО, 1979, вып. 423, с. 7-10.

5. Зубковский С. Л., Кравченко Т. К. Прямые измерения некоторых характеристик атмосферной турбулентности в приводном слое. — Изв.

АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1967, т. 3, № 2, с. 127—135. 6. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и

океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1970. — 284 с.

7. Ламли Дж., Пановский Г. Структура атмосферной турбулентности. — М.: Мир, 1966. — 264 с.

8. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. — М.: Физматгиз,

1959.— 622 c.

9. Макова В. И. Коэффициент трения и параметр шероховатости морской поверхности при больших скоростях ветра. Труды ГОИН, вып. 93, 1969, c. 183—190.

10. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1.—

М.: Наука, 1965.— 639 с.

11. Орленко Л. Р. Строение планетарного пограничного слоя атмо-

сферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1979.— 270 с. 12. Преображенский Л. Ю. Оценка компонент баланса энергии турбулентности в приводном слое атмосферы по экспериментальным данным.— Труды ГГО, 1973, вып. 297, с. 41—50.

 Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан—атмосфера/ Р. С. Бортковский, Э. К. Бютнер, С. П. Малевский-Малевич, Л. Ю. Преобра-

женский. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — 239 с.

14. Ролль Г. У. Физика атмосферных процессов над морем.— Л.: Гид-

рометеоиздат, 1968.— 400 с.

15. Busch N. E. The surface boundary layer. Boundary-Layer Met., 1973, vol. 4, N 1—4, p. 213—240.

16. Businger J. A. e. a. Fluxprofile relationships in the atmospheric surface layer. - J. Atmos. Sci., 1971, vol. 28, N 2, p. 181-189.

17. Bye A. T., Nove B. J., Sag T. W. A monthly analysis of the global wind stress and the ocean transports predicted from a numerical model.—Quart. J. Roy. Met. Soc., 1975, vol. 101, N 430, p. 749-762.

18. Carson D. J., Richards P. J. R. Modelling surface turbulent fluxes

in stable conditions.— Boundary-Layer Met., 1978, vol. 14, N 1, p. 67—81.

19. Denman K. L., Miyake M. Behavior of the mean wind, the drag coefficient and the wave field in the open ocean.—J. Geophys. Res,. 1973, vol. 78, N 12, p. 1917—1932.

20. Dunkel M. e. a. Turbulent fluxes of momentum, heat and water vapor in the atmospheric surface layer at sea during ATEX. Boundary-Layer Met., 1974,

vol. 6, N 1/2, p. 81—106.

21. Dyer A. J. A review of flux-profile relationships. - Boundary-Layer Met., 1974, vol. 7, N 3, p. 363—372.

22. Dyer A. J., Hicks B. B. Flux-gradient relationships in the constant

flux layer.— Quart. J. Roy. Met. Soc., 1970, vol. 96, N 410, p. 715—721.

23. Elliott W. P. Daytime temperature profiles.— J. Atmos. Sci., 1966,

vol. 23, N 6, p. 678-681.

24. Field R. T., Superior W. J. Study of climatic fluxes over an ocean surface.— C. W. Thorntwaite associates laboratory of climatology. Publications in climatology, 1964, vol. XVII, N 4.—693 p.

25. Francey R. J., Garratt J. R. Eddy flux measurements over the ocean and related transfer coefficients.—Boundary-Layer Met., 1978, vol. 14, N 2,

p. 153—166.

26. Garratt J. R., Hyson P. Vertical fluxes of momentum sensible heat and water vapour during the Air Mass Transformation Experiment (AMTEX), 1974.—J. Met. Soc. Japan, 1975, vol. 53, N 2, p. 149—160.

27. Hicks B. B. A procedure for the formulation of bulk transfer coeffi-

cients over water.—Boundary-Layer Met., 1975, vol. 8, N 3/4, p. 515—524.
28. Hicks B. B. Wind profile relationships from the "Wangara" experiment.—Quart. J. Roy. Met. Soc., 1976, vol. 102, N 433, p. 535—551.

29. Hicks B. B., Drinkrow R. L., Grauze G. Drag and bulk transa fer coefficients associated with a shallow water surface.— Boundary-Layer Met., 1974, vol. 6, N 1/2, p. 287-297.

30. Kader B. A., Yaglom A. M. Heat and mass transfer laws for fully turbulent wall flows.— Int. J. Heat and Mass Transf., 1972, v. 15, N 12, p. 2325-

2352.

Kondo J. Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions.—

Boundary-Layer Met., 1975, vol. 9, N I, p. 91-112.

32. Kondo J., Kanechika O., Vasuda N. Heat and momentum transfers under strong stability in the atmospheric surface layer.— J. Atmos. Sci., 1978, vol. 35, N 6, p. 1012—1021.

33. Lo A. K., McBean G. A. On the relative errors in methods of flux

calculations.— J. Appl. Met., 1978, vol. 17, N 11, p. 1704—1711.

34. Meshal A. H. Comparison of drag coefficients over water measured directly and determined by wind profile.—Atmosphere, 1977, vol. 15, N 4, p. 167—177.

35. Miller B. I. A study of the filling of hurricane Donne (1960) over

land.— Mon. Wea. Rev., 1964, vol. 92, N 9, p. 389—406.

36. Mitsuta J., Fujitani T. Direct measurement of turbulent fluxes on a cruising ship.— Boundary-Layer Met., 1974, vol. 6, N 1/2, p. 203—217. 37. Miyake M. e. a. Boundary-layer Met., 1971, vol. 2, N 2, p. 228—245.

38. Munro D. S., Davies J. A. On fitting the log-linear model to wind speed and temperature profiles over a melting glacier.— Boundary-Layer Met., 1978, vol. 15, N 4, p. 423-437.

39. Naito G. Direct measurements of momentum and sensible heat fluxes at the tower in the open sea.— J. Met. Soc. Japan, ser. 11, 1978, vol. 56, No. 1,

- 40. Sheppard P. A., Tribble D. T., Garratt J. R. Studies of turbulence in the surface layer over water (Lough Neagh). Part I. Instrumentation programm, profile.—Quart J. Roy. Met. Soc., 1972, vol. 98, N 417, p. 627-641.
- 41. Smedmen-Högström A. S., Högström U. The Marsta micrometeorological field project profile measurement system and some preliminary date.— Boundary-Layer Met., 1973, vol. 5, N 3, p. 259-274.

42. S m i th S. D. Eddy flux measurements over lake Ontario.— Boundary-Layer Met., 1974, vol. 6, N 1/2, p. 235—255.

43. Smith S. D., Banke E. G. Variation of the sea surface drag coefficient with wind speed.—Quart. J. Roy. Met. Soc., 1975, vol. 101, N 429, p. 665—673.

44. Webb E. K. Profile relationships the log-linear range and extension to

strong stability.—Quart. J. Roy. Met. Soc., 1970, vol. 96, p. 67—80.

45. Wieringa J. Comparison of three methods for determining strong wind-

stress over lake Flevo.— Boundary-Layer Met., 1974, vol. 7, N 1, p. 3—19.

46. Yaglom A. M. Comments on wind and temperature flux-profile relationships.— Boundary-Layer Met., 1977, vol. 11, N 1, p. 89—102.

# НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ПОЛЕ БРЫЗГ НАД ВЕТРОВЫМИ ВОЛНАМИ

Брызги, заполняющие приводный слой воздуха при шторме, существенно усиливают энерго- и массообмен океана и атмосферы. Для расчета потоков тепла, влаги и количества движения в условиях шторма необходимо знать такие параметры поля брызг, как интенсивность генерации их на поверхности, распределение по раз-

мерам, скоростям, высота подъема [2].

Существующие в настоящее время представления о параметрах поля брызг над морем основаны на данных лабораторных экспериментов [7, 9, 11], измерений, выполненных в прибрежной с помощью плавающей фотоустановки [8], и измерений, проведенных с борта судна [3, 5, 10]. Результаты [8] показали, что основным механизмом генерации брызг на поверхности воды является схлопывание пузырьков воздуха, вовлекаемого в воду при обрушении барашка. Кроме того, опыты в аэродинамическом канале [7] выявили заметное влияние на генерацию брызг волн, создаваемых волнопродуктором и имитирующих зыбь. Однако корректное моделирование ветрового волнения зыби и обрушения гребней в лаборатории невозможно, и результаты, полученные в [7, 9, 11], не могут безоговорочно переноситься на натурные условия. Приблизительно то же следует сказать и о результатах [8], полученных в зоне прибрежного мелководья. Натурные измерения, выполнявшиеся с борта судна [3, 5, 10], характеризуют, скорее, условия забрызгивания судна, а не процессы в самой нижней части приводного слоя.

Впервые не с борта судна натурные исследования поля брызг над поверхностью океана были выполнены [4] в экспедиции «Тайфун-75» с помощью устройства дистанционного сбора капель (ДИСК). В устройстве был применен известный в исследованиях микроструктуры облаков принцип — экспонирование потоку капель смазанных масляной смесью стеклянных пластин и последующее их фотографирование.

Однако в 1975 г. удалось провести всего 5 измерений, из них только одно — при штормовом ветре. Поэтому результаты измерений представляли прежде всего методический интерес и подтвердили самую возможность работы с устройством ЛИСК в условиях шторма. Применявшаяся в 24-м рейсе НИСП «Виктор Бугаев» установка ДИСК отличалась от ранее описанной [4] устройством кожуха и механизмом перемещения кассеты. Для перемещения кассеты была применена магнитная система от шагового искателя ШИ 25/4 с редуктором, обеспечивающим поворот кассеты на угол 2π/16; таким образом, против приемного окна последовательно останавливались предметные стекла — от № 1 до № 15. Время экспозиции каждого из стекол, можно было контролировать в ручном и автоматическом режимах, используя пульт управления на базе реле времени. В автоматическом режиме можно установить время tот 1 до 80 с. Выбор значения t определяется необходимостью сбора достаточного для статистических оценок количества капель на стеклянных пластинах кассеты. Это количество, однозначно связанное с искомой величиной — вертикальным потоком брызг. очевидно, зависит от скорости ветра и высоты кассеты над поверхностью воды. Согласно [1], необходимая для нахождения распределения капель (в эмульсии) по размерам выборка составляет

$$m = \frac{s^2 \sigma^2}{\Delta^2},\tag{1}$$

где m — число капель,  $\Delta$  — погрешность определения среднего диаметра  $\overline{D}$  с заданной вероятностью,  $\sigma$  — дисперсия, s — площадь под кривой нормального распределения, соответствующая заданной вероятности (доверительному интервалу).

На практике исследуются 500... 5000 капель. Оказалось, что при установке кассеты на высоте 15 см над водой и скорости ветра, составляющей на высоте 26 м 14... 19 м/с, такое количество брызг на обследуемых участках пластин кассеты собирается при  $t \approx 60$  с. Это значение t, определенное при пробных постановках, было со-

хранено при всех измерениях.

Измерения производились во время дрейфа судна следующим образом. Поплавок с укрепленными на нем устройством ДИСК и контактным анемометром [6] опускался на воду с кормовой оконечности судна. Вследствие того что поплавок дрейфует медленнее судна, через 10... 15 мин после спуска на воду он отходил к наветренному траверзу судна на полную длину вытравливаемого кабель-троса, т. е. примерно на 150 м. Таким образом, установка выходила из зоны искажения судном ветра и волнения. Тяга троса и действие руля-стабилизатора разворачивали установку так, что приемное окно кожуха оказывалось с наветренной стороны от поплавка, и поплавок не искажал поле брызг вблизи приемного окна (рис. 1). Точка крепления кабель-троса на ферме поплавка подбиралась так, чтобы при тяге поплавок сохранял в среднем вертикальное положение. Во время постановки на воду и выхода поплавка на длину кабель-троса против приемного окна кожуха

устанавливалась нулевая пластина кассеты с наклеенной на нее толстой резиной, обеспечивающей герметичность кожуха. После вытравливания кабель-троса производилась последовательная экспозиция 15 смазанных масляной смесью пластин кассеты. Синхронно с работой установки ДИСК измерялась скорость ветра анемометром (на высоте около 0,3 м). Затем к окну вновь подводилась нулевая пластина, кожух герметизировался и установка поднималась на борт судна.

В лаборатории вынутая из кожуха кассета устанавливалась на поворотной стойке рядом с микроскопом. Каждая из 15 пластин последовательно подводилась под объектив микроскопа и два ее участка фотографировались фотоаппаратом-зеркалкой «Зенит», надетым на тубус микроскопа. Увеличение ×8 создавалось объек-

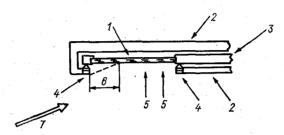


Рис. 1. Разрез передней части устройства ЛИСК.

1 — пластина (предметное стекло), 2 — текстолитовый кожух, 3 — латунная кассета, 4 — фторопластовый буртик окна, 5 — фотографируемые участки пластины, 6 — мертвая зона, 7 — примерное направление полета брызг.

тивом микроскопа. Участки для фотографирования выбирались на продольной оси пластин и вдали от ее переднего края, где выступающие части кожуха создают «мертвую зону» для поднимающихся с поверхности капель (рис. 1). Площадь участков, фотографируемых через объектив  $\times 8$ , составляла 0,112 см².

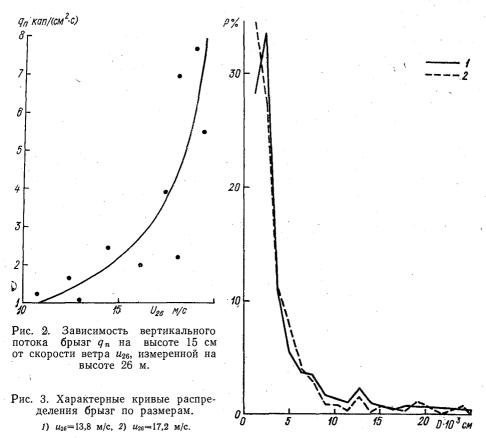
Затем с целью фиксации больших капель, количество которых в общем числе брызг невелико, пластины фотографировались целиком аппаратом с насадкой через обычный объектив «Индустар-50»

при увеличении около  $\times 1$ .

Следующий этап обработки заключался в счете и определении числа капель, видимых на негативе. При использовании фотоувеличителя общее увеличение микрофотографии составляло  $\times$ 80, а фотографий, сделанных через насадку,  $\times$ 5. Так как диаметр увеличенных негативных изображений капель определялся с помощью обычной линейки с точностью до 0,1 см, то в микрофотографиях наименьший диаметр натурных объектов равнялся 0,1/80 = 1,25  $\times$   $\times$ 10-3 см, а в макрофотографиях 0,1/5 = 0,02 см. Последнее значение несколько меньше диаметра наибольших капель, фиксируемых микрофотографиями в достаточном для осреднения количестве.

Два способа фотографирования пластин обеспечивают получение данных о непрерывном распределении брызг по размерам в интервале  $1,25\cdot 10^{-3} \leqslant D \leqslant 0,2$  см.

Полное число капель, проходящих через единицу площади горизонтальной плоскости, определяется суммой числа капель n, зафиксированных при микросъемке, и приведенного числа больших ка-



пель  $\widetilde{n}$ , найденных при макросъемке. Приведение выполняется по формуле

$$\tilde{n} = n_1 \frac{S}{S_1} \,, \tag{2}$$

где  $n_1$  — сумма числа капель, найденных на макроснимках всех пластин: S=0.112 см² — площадь участка, фотографируемого при микросъемке;  $S_1=3.77$  см² — площадь пластины.

Вертикальный поток брызг находится по формуле

$$q_n = \frac{n + \tilde{n}}{NSt},\tag{3}$$

где N — число всех снимков,  $t \approx 60$  с, а вертикальный поток массы в брызгах по формуле

$$q_m = \rho \, \frac{\pi}{6} \, \overline{D^3} q_n, \tag{4}$$

где  $\overline{D}^3$  — средний куб диаметров капель,  $\rho \approx 1$  г/см $^3$  — плотность воды. Средний куб диаметров находится по данным о распределе-

нии брызг по размерам.

Выполненные за время 24-го рейса 25 измерений устройством ДИСК охватывают диапазон скорости ветра  $u_{26}$  от 10 до 19,5 м/с. При этом в 20 случаях приемная кассета была утановлена на высоте z=15 см над водой, в трех случаях на высоте 45 см, по одному измерению проведено при z=6 см и z=10 см.

Измерения на уровне z=15 см позволили получить зависимость потока капель от скорости ветра (рис. 2), которая подтверждает быстрый нелинейный рост величины  $q_n$  с усилением ветра.

Два типичных распределения брызг по размерам представлены на рис. 3. В одном из них модальный диаметр D приходится на значение 2,5 · 10-3 см и кривая распределения имеет сходство с распределением, предложенным в [3] и полученным в [4]. Однако модальный размер в [4] оказался на порядок больше, чем в представляемых здесь результатах. Это можно объяснить тем, что при обработке данных 1975 г. [4] увеличение негативов было недостаточным (всего ×16) и мелкокапельная часть спектра не улавливалась. Такое предположение основано, в частности, на том, что обработка измерений 1980 г. сначала при  $\times 40$ , а затем при  $\times 80$ дала существенно различные результаты: во втором случае число капель возросло в 2... 3 раза за счет выявления мелких (диаметром  $(1,25,...,2,5)\cdot 10^{-3}$  cm) капель. Вторая, более характерная кривая не имеет максимума, вероятно, он приходится на очень мелкие (D <<10 мкм) капельки. Характерно, что в области  $D \approx 12.5 \cdot 10^{-3}$  см наблюдается небольшой подъем кривой P(D). Его появление можно объяснить наличием двух механизмов генерации брызг. Основной механизм — схлопывание пузырьков в полосах пены, остающихся после обрушения гребней, - генерирует многочисленные мелкие капли ( $D \le 12.5 \cdot 10^{-3}$  см). Срыв ветром верхней части острого обрушающегося гребня порождает крупные (2,5⋅10-2 см <  $\leq D \leq 10^{-1}$  см), но немногочисленные капли.

В области  $2.5 \cdot 10^{-3}$  см $\leq D \leq 7.5 \cdot 10^{-3}$  см функцию распределения капель по размерам можно аппроксимировать выражением

$$P(D) \propto D^k$$
, (5)

где  $2 \leqslant k \leqslant 3$ . В лабораторных условиях аналогичный (5) результат получен в [7, 11] для капель много больших размеров (5·10<sup>-3</sup> см  $\leqslant D \leqslant 7\cdot 10^{-2}$  см). Действие второго механизма генерации — непосредственного срыва — в натурных условиях, видимо, значительно заметнее; это затрудняет подыскание общей аппроксимационной формулы P(D).

Появление очень больших капель, несмотря на его малую вероятность, существенно влияет на значение  $\overline{D}^3$ , а следовательно на поток массы брызг. Однако можно показать, что тепло- и массообмен брызг с воздухом пропорционален среднему размеру  $\overline{D}$ , на значение которого большие капли влияют мало. При расчете  $\overline{D}^3$  не учитывались очень большие капли, число которых в выборке было меньше 5; обычно это соответствовало  $D \approx 4 \cdot 10^{-2}$  см. Вертикальный поток массы в брызгах, рассчитанный с использованием усеченного таким образом распределения по размерам, в зависимости от скорости ветра  $u_{26}$  приведен на рис. 4.

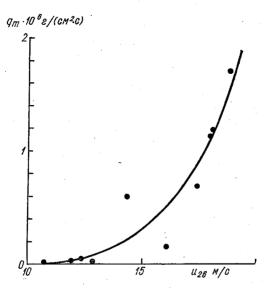


Рис. 4. Зависимость вертикального потока массы брызг на высоте 15 см от скорости ветра.

Единичные измерения, выполненные при отличных от  $z=15\,\mathrm{cm}$  высотах кассеты, имели целью установить зависимость параметров поля брызг от высоты. Однако выяснилось, что опускать кассету ниже уровня 15 см нецелесообразно, так как, несмотря на специальную конструкцию поплавка, «отслеживающего» волновую поверхность, вследствие больщой крутизны малых волн, инерции поплавка и качки (в «продольном» направлении) неизбежно эпизодическое заливание кассеты гребешками. Вместе с тем наблюдения, выполненные при  $z=6\,\mathrm{cm}$  и  $z=10\,\mathrm{cm}$  (при умеренной скорости ветра,  $11...12\,\mathrm{m/c}$ ), не выявили существенных различий между ними и данными, полученными для основной высоты ( $z=15\,\mathrm{cm}$ ). Три измерения при  $z=45\,\mathrm{cm}$  выполнялись при  $u_{26}$ , равной 17,2,  $10,3\,\mathrm{u}$  11,7 м/с. Полученное при  $u_{26}=17,2\,\mathrm{s}$  значение потока брызг  $q_n=3,3\,\mathrm{kgn}/(\mathrm{cm}^2\cdot\mathrm{c})$  мало отличалось от значения  $q_n$ 

при z = 15 см, соответствующего той же скорости ветра (см.

рис. 2). В двух других случаях поток был близок к нулю.

Из этих, пока единичных данных следует, что расчеты максимальной высоты подъема капель [2], согласно которым большинство капель не поднимается выше 10 см, нуждаются в существенной корректировке — слой воздуха, насыщенный брызгами, оказызначительно толще. Видимо, теоретическая модель, положенная в основу расчетов, неточно описывает характер движения воздуха вблизи волновой поверхности. Визуальные наблюдения за полетом брызг (выполненные из иллюминатора, расположенного близко к ватерлинии с использованием бинокля) также показали, что высота взлета брызг, будучи примерно равной толщине обрушающейся части гребня (барашка), на порядок превышает теоретически найденное значение.

Полученные экспериментальные данные позволяют перейти от ориентировочных оценок роли брызг в энерго- и массообмене океана и атмосферы при шторме к обоснованным расчетам. Вместе с тем очевидна необходимость продолжения экспериментальных исследований как с целью увеличения статистической надежности выводов, выявления роли таких факторов, как стадия развития волнения, загрязнение поверхности, выпадение осадков, уточнение зависимости параметров поля брызг от высоты, так и для получения данных при еще больших скоростях ветра.

Авторы пользуются возможностью поблагодарить А. И. Головина за большую работу по подготовке аппаратуры к эксперименту.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамзон А. А. Поверхностно-активные вещества.— Л.: Химия, 1975.— 246 c.

2. Ариель Н. З., Бортковский Р. С. Уточненная модель энерго-и массообмена брызг над поверхностью океана при шторме. В кн.: Тайфун-75, Л.; Гидрометеоиздат, 1978, т. 2, с. 101—115.

3. Борисенков Е. П., Дружинин Е. И., Мушкин И. Г. Об измерениях составляющих теплового баланса моря. Труды ААНИИ, 1974, т. 312,

4. Бортковский Р. С. Экспериментальные исследования поля брызг

над ветровыми волнами.— Труды ГГО, 1977, вып. 398, с. 35—40.

5. Преображенский Л. Ю. Оценка содержания капель-брызг в приводном слое атмосферы.— Труды ГГО, 1972, вып. 282, с. 194—199.

6. Тимановский Д. Ф. Методика и аппаратура для проверки на су-

дах сохранности метрологических характеристик датчиков скорости ветра. Труды ГГО, 1977, вып. 388, с. 88—92.

7. Lai R. J., Shemdin O. H. Laboratory study of the spray generation

over water.—J. Geophys. Res., 1974, vol. 79, N 21, p. 3055—3063.

8. Monahan E. C. Sea spray as a function of low elevation wind speed.—
J. Geophys. Res., 1968, vol. 73, N 4, p. 1127—1137.

9. Toba Y. Drop production by bursting of air bubbles on the sea surface.
III. Study by the use of a wind flume.—J. Met. Soc. Jap., 1961, vol. 40, N 1,

10. Toba Y., Chaen M. Quantitative expression of the breaking of wind waves on the sea surface.— Rec. Oceanogr. Works Jap., 1973, vol. 12, N 1, p. 2—11.

11. Wu J. Spray in the atmospheric surface layer: a laboratory study.— J.

Geophys. Res., 1973, vol. 78, N 3, p. 1693—1704.

# НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПОТОКА ЖИДКОСТИ НАД ВОЛНИСТОЙ ГРАНИЦЕЙ

Данная работа является продолжением публикаций [8...9] и касается вопросов численного моделирования воздушного потока над волнистой поверхностью. По своему подходу она ближе всего, видимо, к исследованиям [2...4, 10, 12, 14...16, 22], и в дальнейшем сравнения будут проводиться главным образом с этими работами.

В [10, 15] рассматриваются непосредственно первое и третье уравнения движения, т. е. задача решается в переменных скорость—давление. В задачах о строении потока жидкости над поверхностью сложной структуры, частным случаем которой является волнистая поверхность, давление нельзя считать внешним параметром. Для его определения, как правило, используют эллиптическое уравнение, полученное из уравнений движения с привлечением уравнения неразрывности. И если исходная система состояла из параболических уравнений, то теперь ее приходится дополнять уравнением эллиптическим, что связано с лишними техническими осложнениями. При ламинарном режиме течения такой подход по крайней мере избавляет от необходимости рассчитывать компоненты напряжения трения и их различные производные. В турбулентных же потоках в уравнение для определения давления войдет сумма

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \overline{u'^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \overline{w'^2} + 2 \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \overline{u'w'},$$

и метод будет эффективным только при каком-то частном представлении пульсационных характеристик через осредненные.

При решении эллиптического уравнения для давления на верхней границе области интегрирования используется условие затухания волновых флуктуаций. Однако на нижней, возмущенной границе независимо от режима течения существуют определенные трудности при задании второго граничного условия. В частности, автор данной работы не нашел четких указаний относительно

этого условия в [10, 15]. Следует также учитывать, что при решении задачи в переменных u, w, p в каждом итерационном цикле приходится рассчитывать поле давления. А эта операция занимает если не основную, то во всяком случае весьма заметную часть общих затрат машинного времени [10].

Поэтому во многих работах, в которых давление нельзя считать заданным, от уравнений движения переходят к уравнениям для завихренности  $\omega$  и функции тока  $\psi$ . И хотя плодотворность такого подхода не вызывает сомнений, остается неудовлетворенность опять по поводу очевидности граничных условий для  $\omega$ . Даже над плоской стенкой приходится делать ряд допущений и прибегать к искусственным приемам для их получения [11].

Наиболее естественным способом избавления от этого недостатка является переход от двух уравнений для  $\omega$  и  $\psi$ , каждое из которых второго порядка, к одному уравнению для функции тока, но уже четвертого порядка. Именно такая постановка задачи предла-

гается в [8].

Между работами [8] и [10, 15] имеются некоторые другие отличия. Одно из них, упоминавшееся в [9], состоит в использовании различных криволинейных координат. По-разному осуществляется замыкание системы уравнений. В общем случае в [8], в отличие от [10, 15], учитывается анизотропность нормальных напряжений Рейнольдса. Коэффициент же обмена для импульса, а не только для «примеси», может быть отличен от коэффициента,

получаемого по соотношению  $k \sim l \sqrt[\gamma]{b}$ , где l и b — масштаб и энер-

гия турбулентности соответственно.

Прежде чем переходить к анализу полученных результатов, имеет смысл выявить влияние таких характеристик численной схемы, которые или не имеют прямого отношения к постановке задачи, или недостаточно надежно определяются при измерениях. В частности, это касается выбора размеров расчетной сетки и высоты области интегрирования.

Используемый нами итерационный метод последовательных смещений Гаусса—Зейделя [11], обладая целым рядом достоинств, требует больших затрат машинного времени. Желание сократить это время заставляет в первую очередь обратить внимание на расчетную сетку, которая в  $[\hat{8}...9]$  содержала  $25 \times 41$  узлов. Судя по имеющейся литературе, используются, как правило, более грубые сетки. Здесь мы, как и раньше, остановимся на работах Макина— Чаликова и Джента—Тейлора. Данные таблицы, приведенной в [12], показывают, что сетка в зависимости от скорости набегающего потока менялась от  $10 \times 15$  до  $20 \times 20$  узлов. В [2, 3, 10] какие-либо конкретные данные о параметрах сетки отсутствуют, но в [4] отмечается, что проведенные расчеты с вдвое увеличенным пространственным разрешением не показали существенных изменений. В [15, 16, 22] также упоминается о влиянии размеров сетки на результаты расчетов. В [15] рабочей служила сетка  $10 \times 10$  узлов, так как специально проведенные численные эксперименты на сетке  $20\times14$  показали, что результаты меняются мало. Однако в последующих работах [16, 22] основной была уже сетка  $20\times15$ . Кроме того, несмотря на выводы работы [15], были проведены контрольные расчеты с сеткой  $20\times30$ . Опять отмечается хорошее совпадение. Высказывается предположение, что причиной столь слабой зависимости результатов расчета от количества узлов сетки является использование центральных разностей при аппроксимации адвективных членов.

Насколько нам известно, расчет структуры турбулентного потока жидкости над поверхностью сложной структуры по уравнению четвертого порядка для функции тока с привлечением уравнения баланса турбулентной энергии еще не проводился. В отличие от [10, 15], в наших работах при аппроксимации адвективных членов используются односторонние разности, ориентированные против потока. Неидентичными являются также модели турбулентности и некоторые граничные условия. Эти различия, а также переход в работах [15, 16, 22] от сетки  $10 \times 10$  к сетке  $20 \times 15$  и даже к  $20 \times 30$ , а не наоборот, наводят на мысль, что прежде чем сделать выбор шага сетки, исходя главным образом из лимита машинного времени, следует проверить его влияние на результаты численных экспериментов.

Были выполнены расчеты с неравномерными по вертикали сетками  $25\times41$ ,  $24\times35$ ,  $20\times35$  и  $20\times26$ . Во всех случаях первый шаг по оси z не превышает  $7,5\cdot10^{-4}$ , а последние несколько шагов равняются 0,1h, где h— высота области интегрирования. Шаг по горизонтали в первых двух сетках составляет 0,05L, в двух других 0,0625L, где L— длина волны. Несовпадение количества узлов и шага по горизонтали объясняется методом получения периодического решения [8].

Более грубые сетки не рассматривались, хотя при этом вряд ли следует ожидать принципиальных изменений в конечных результатах. Но заметное уменьшение количества узлов, например по вертикали, приведет либо к слишком большому отношению соседних интервалов сетки, либо к неприемлемо большому по сравнению с шероховатостью поверхности первому шагу.

При перечисленных выше сетках для одного и того же набора внешних условий проведена серия численных экспериментов. Как можно было ожидать, полученные результаты закономерно меняются с изменением общего числа узлов сетки, и поэтому ниже приводятся примеры для мелкой  $(25\times41)$  и крупной  $(20\times26)$  сеток. Все примеры получены с изотропной моделью турбулентности для случая жесткой, неподвижной границы, рельеф которой описывается косинусоидой  $\zeta = a \cos^{2\pi x}/L$ . Входными параметрами служили данные одного из экспериментов [18]: L = 0,1 м; крутизна волны  $\delta = 0,0625$ ; шероховатость  $\zeta_* = 2,59\cdot10^{-5}$  м; h = 0,5L; G = 5,3 м/с; динамическая скорость  $u_*^0$  при z = h равняется 0,26 м/с. Общепринятые константы имели значения:  $\kappa = 0,4$ ;  $c_8 = 0,03$ ;  $\alpha_b = 1$ .

На рис. 1 и 2 представлены результаты расчета при использовании мелкой и крупной сеток. На первом рисунке изображены профили продольной компоненты скорости как функции  $\lg y$  над разными фазовыми точками волны, где y — расстояние от физической поверхности, на втором — распределение давления и касательного напряжения по поверхности волны. Из рисунков видно, что для представленных характеристик различия в общем невелики. Например, изменение  $\Delta p$  при x=0,5 при переходе от мелкой сетки к крупной составляет менее 8 %. Несмотря на малые, как кажется, различия в  $\Delta p$  и на уменьшение абсолютных значений давления, сопротивление формы  $F_p$ , определяемое по третьему уравнению движения [7], больше при крупной сетке на 15 %. Объясняется этот факт почти незаметным, примерно на три градуса, увеличением сдвига фаз между давлением и наклоном поверхности. Еще большие изменения наблюдаются в значениях интеграла

$$I_w = \int_0^\zeta u |u| dz,$$

вычисляемого при x=0.5. В противоположность  $F_p$  этот интеграл уменьшается с укрупнением сетки почти на 25 %. Если теперь принять, как это делается в [2], что  $F_p$  и  $I_w$  связаны соотношением  $F_p=\beta_w I_w$  и найти коэффициент аэродинамического сопротивления отдельной волны  $\beta_w$ , то при переходе от мелкой сетки к крупной он увеличивается более чем на 50 %.

С одной стороны, такие изменения являются весьма ощутимыми и их следует принимать во внимание. С другой, вряд ли целесообразно повышать разрешение сетки, так как имеется целый ряд других малоизученных факторов, вариации которых в не вызывающих возражений пределах приводят к изменениям в конечных результатах, превышающим влияние размеров сетки. К таким характеристикам относится, в частности, толщина волнового подслоя. Но главное в том, что по эмпирическим данным однозначные количественные выводы о структуре потока над сложной поверхностью сделать пока трудно. Поэтому представляется, что сетка типа  $20 \times 26$  является более или менее разумным компромиссом между точностью расчетов и затратами времени на их получение.

При решении задачи численными методами необходимо выбрать конечные пределы интегрирования. В нашем случае речь идет о толщине волнового подслоя h, или параметре D=h/L. По определению, h— расстояние от волновой границы, на котором затухают распространяющиеся в потоке жидкости волновые колебания. Возникает, во-первых, вопрос о том, что понимать под затуханием, какую степень падения амплитуды колебаний считать достаточной, во-вторых, изменения флуктуаций каких величин являются наиболее показательными для определения h, так как наличие возмущенной границы в той или иной степени сказывается на всех характеристиках, измеряемых современной аппаратурой.

Наиболее обширными являются измерения структуры поля скорости ветра. Суммируя результаты большого числа работ, в [6]

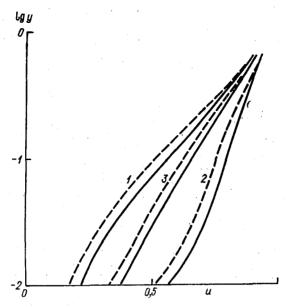


Рис. 1. Вертикальные профили  $u\left( x,\;y\right)$  над различными фазовыми точками волны.

1) x=0,36; 2) x=0,94; 3) <u>. Сплошные кривые — сетка  $25 \times 41$ , пунктирные —  $20 \times 26$ .

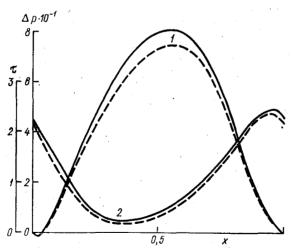


Рис. 2. Распределение по волне давления (1) и касательного напряжения (2).

Сплошные кривые — сетка  $25 \times 41$ , пунктирные —  $20 \times 26$ .

величина D оценивается как 0,2...0,4. В [20] по изменению с высотой анизотропности пульсаций скорости ветра толщина волнового подслоя принимается равной 5... 10 высотам волн. Измерения спектров давления на разных высотах [13, 21] дали D = 0.5...1.0.Основываясь на опытах Мотцфельда, в [19] рекомендуется D =— 0,65. Наблюдения за распространением дыма в спокойном воздухе над бегущей волной [17] говорят о том, что D = 0.5...0.7. По-видимому, в настоящее время экспериментальные данные не могут служить надежным руководством при выборе D. Поэтому неудивительно, что и в теоретических работах нет единообразия относительно области интегрирования. В [2, 4, 10, 12] величина Dменяется от 0,24 до 0,37. В работах Джента-Тейлора принимается D=1,2. Отмечается, но без указания пределов изменения, что эффект от использования других D оказался малым. Какие-либо комментарии, поясняющие сделанный выбор, во всех этих работах отсутствуют.

Как и в случае с сеткой, при учете новизны постановки и неопределенности при задании высоты волнового подслоя были проведены расчеты при D, меняющихся от 0,3125 до 1,5. Эти численные эксперименты были выполнены не с целью дать рекомендации по выбору D, а в первую очередь для того, чтобы получить информацию о роли этого параметра в данной постановке и в данной конечно-разностной схеме. Здесь необходимо подчеркнуть, что в рассматриваемых примерах вариации D обусловлены изменением высоты волнового подслоя при фиксированной длине волны, а не наоборот. А при таком подходе вместе с изменением D нужно учитывать зависимость от высоты параметров потока, в частности скорости ветра G. Конкретная связь между D и G соответствует результатам опытов [18], при использовании которых был получен нижний предел для D. Значение D = 1,5 выбрано как гарантирую-

щее максимально возможную высоту h.

На рис. З и 4 приведены значения некоторых характеристик в зависимости от высоты области интегрирования. При расчете этих примеров на верхней границе волнового подслоя задавались значения продольной составляющей скорости, а не поток количества движения, чем и объясняется различие в  $\Delta p(x, \zeta)$  на рис. 2 и 3. Сдвиг фазы между  $\Delta p(x, \zeta)$  и  $\zeta(x)$  при всех D остается неизменным и равным примерно  $20^\circ$ . Причем фаза давления с высотой не меняется, что отмечается как в экспериментальных [13, 21], так и в теоретических работах [10, 15].

Обращает на себя внимание немонотонное изменение амплитуды давления  $A_p$  и осредненного по волне касательного напряжения  $\langle \tau(0) \rangle$  на поверхности, а также потока импульса к волнам  $F_p$ , что трудно объяснить учетом зависимости скорости ветра G от высоты h. По-видимому, увеличение толщины слоя, охваченного находящимися в одной фазе возмущениями давления, должно приводить к увеличению  $A_p$  и, следовательно, к увеличению  $F_p$ . Но с ростом h уменьшается отношение a/h — «относительная волнистость» границы — и одновременно возрастает роль продольной диффузии.

Усиление обмена в продольном направлении сглаживает все горивонтальные неоднородности, в том числе и в распределении давления. При малых D более эффективным является первый механизм. Но начиная с  $D \approx 0.6...$  07 сильнее сказываются уменьшение a/hи увеличение горизонтальной диффузии.

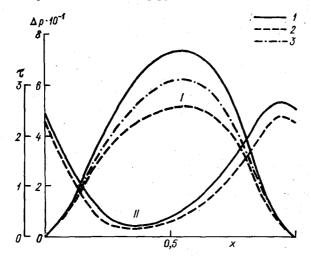


Рис. 3. Распределение по волне давления (1) и касательного напряжения (II).



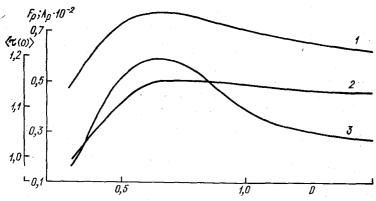


Рис. 4. Изменение  $A_{p}$  (1),  $F_{p}$  (2) и  $<\tau_{(0)}>$  (3) в зависимости от D.

Как уже отмечалось выше, имеющиеся экспериментальные данные не дают однозначных рекомендаций относительно наиболее репрезентативного значения толщины волнового подслоя. Это представляется следствием того, что область распространения волновых возмущений определяется не только длиной волны L. Важными в этом вопросе являются характерные значения интенсивности турбулентного перемещивания  $k_1$  и скорости ветра  $u_1$ амплитуда волны  $\alpha$  и ее фазовая скорость  $c_{\Phi}$ . При таком выборе внешних параметров, которые в свою очередь определяют харак терные значения динамической скорости, а при обычном подходе и значения коэффициента сопротивления поверхности, анализ размерностей дает  $D = f\left(\frac{a}{L}; \frac{k_1}{Lu_1}; \frac{C_{\phi}}{u_1}\right).$ 

Но провести статистическую обработку эмпирического материала в терминах формулы (1), или при каких-то других определяющих параметрах пока не представляется возможным из-за малочисленности измерений вертикальных профилей различных характеристик при разнообразных условиях, а главное, из-за отсутствия четких

(1)

критериев для определения h.

В [5] исследовалась зависимость величины h от стадии развития волнения. Полученные результаты не выявили систематических зависимостей, что связано не в последнюю очередь с методом определения h. Работа [5] является, скорее всего, единственной, где за толщину волнового подслоя принимается область высот у возмущенной границы, в которой не выполняется логарифмическое распределение средней скорости ветра. Как следует из приведенной в работе таблицы, средняя высота h по 21 случаю получилась менее 7 м, а средняя фазовая скорость — более 11,5 м/с. По дисперсионному соотношению средняя длина волны при этом составляет около 85 м (глубина в точке наблюдений 40 м), т. е. D получается порядка 0.08. Такое маленькое значение D плохо вписывается в приведенные ранее оценки других авторов?

Являются ли значения скорости, полученные по измерениям на 3—4 верхних уровнях да еще при малом их разнесении по высоте, удовлетворяющими логарифмическому распределению —вопрос весьма субъективный. Ведь зачастую отклонения от прямой и погрешности измерений одного порядка. А именно такая ситуация имеет место в большинстве натурных исследований. С другой стороны, логарифмический профиль скорости, или принимаемый за таковой, получается в районах, в которых явно проявляются какиелибо волновые возмущения. В качестве примера можно привести: лабораторные данные [18]. Судя по рис. 6 этой работы, измерения отслеживающим рельеф датчиком дали логарифмику на тех высотах, где согласно другим графикам имеют место активные волновые флуктуации различных характеристик.

Это еще раз говорит о том, что для расчетов толщины волнового подслоя нужно сформулировать его определение. Во всяком случае при интерпретации результатов наблюдений следует, видимо, ориентироваться на такие характеристики, в которых на любых стадиях волнения отчетливо проявляется наличие волновых возмущений границы.

Результаты расчетов данной работы также допускают достаточно произвольную трактовку. Однако наличие экстремумов в зависимостях на рис. 4 и относительно малые изменения характеристик в районе экстремума наводят на мысль, что оптимальные значения для D при численном моделировании воздушного потока над волнистой поверхностью лежат в диапазоне 0,5... 0,8. Но этот вывод следует рассматривать как относящийся к данной постановке задачи и методу ее решения.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бютнер Э. К. Динамика приповерхностного слоя воздуха.— Л.: Гидрометеоиздат, 1978.— 158 с.
2. Макин В. К. Поле ветра над волнами.— Океанология, 1979, т. 19,

вып. 2, с. 206—212.

3. Макин В. К., Чаликов Д. В. Численное моделирование структуры воздушного потока над волнами. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1979, т. 15, № 3, с. 292—299. 4. Макин В. К., Чаликов Д. В. Численное моделирование ветрового

волнения. — Метеорология и гидрология, 1979, № 10, с. 72—80.

5. Об интерпретации измерений средней скорости ветра в приводном слое атмосферы/А. Ю. Бенилов, А. И. Гумбатов, М. М. Заславский, С. А. Китайгородский. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1976, т. 12, № 10. c. 1011—1019.

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

7. Саванов В. Л., Ярыгина Т. А. О расчете волновых флуктуаций атмосферного давления.— Метеорология и гидрология, 1980, № 8, с. 13—19.

8. Симонов В. В. Турбулентный поток над волнистой границей.—

Труды ГГО, 1979, вып. 423, с. 39—51. 9. Симонов В. В. Некоторые результаты расчета структуры турбулентного потока над волнистой границей. Труды ГГО, 1979, вып. 423, c. 52-59.

10. Чаликов Д. В. Математическое моделирование ветрового волне-

ния. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — 48 с.

11. Численные методы исследования течений вязкой жидкости/ А. Д. Госмен, В. М. Пан, А. К. Ранчел и др.— М.: Мир, 1972.— 324 с. 12. Chalikov D. V. The numerical simulation of wind-wave interaction.— J. Fluid Mech., 1978, vol. 87, pt. 3, p. 561—582. 13. Elliott J. A. Microscale pressure fluctuations near waves being gene-

rated by the wind.— J. Fluid Mech., 1972, vol. 54, pt. 3, p. 427—448.

14. Gent P. R. A numerical model of the air flow above water waves.

Part 2.— J. Fluid Mech., 1977, vol. 82, pt. 2, p. 349—369.

15. Gent P. R., Taylor P. A. A numerical model of the air flow above water waves.— J. Fluid Mech., 1976, vol. 77, pt. 1, p. 105—128. 16. Gent P. R., Taylor R. A. A note on "separation" over short wind

waves.—Boundary Layer Met., 1977, vol. 11, N 1, p. 65—87.
17. Harris D. L. The wave driven wind.—J. Atmos. Sci., 1966, vol. 23,

N 6, p. 688—693.

18. Kendall J. M. The turbulent boundary layer over a wall with pro-

- gressive surface waves.— J. Fluid Mech., 1970, vol. 41, pt. 2, p. 259—281.

  19. Korvin-Kroukovsky B. V. Balance of energies in the development of sea waves, semi-empirical evaluation.— Deutsche Hydr. Z., 1965, Bd 18, H. 4, S. 145-160.
- 20. Schmitt K. F., Friehe C. A., Gibson C. H. Sea surface stress measurements.—Boundary-Layer Met., 1978, vol. 15, N 2, p. 215-228.

21. Snyder R. L. A field study of wave-induced pressure fluctuations above

surface gravity waves.— J. Marine Res., 1974, vol. 32, N 3, p. 497—531.

22. Taylor P. A. Some numerical studies of surface boundary-layer flow above gentle topography.— Boundary-Layer Met., 1977, vol. 11, N 4, p. 439—465.

## ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ОБЛАКОВ РАЗЛИЧНЫХ ФОРМ НА КОРОТКОВОЛНОВУЮ РАДИАЦИЮ В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ

Одним из главных факторов, влияющих на ослабление коротковолновой радиации в атмосфере, является облачность. В настоящее время существует большое количество работ, авторы которых предлагают различные эмпирические формулы, учитывающие связь радиации с баллом общей облачности или с количеством облаков по ярусам.

Вместе с тем, следует отметить, что различия в вертикальной мощности облаков и их микроструктуре приводят к большой изменчивости потоков радиации даже в условиях одного яруса, и следовательно, использование такого рода формул связано со значительными погрешностями. Учет ослабления радиации определенными формами облаков способствовал бы повышению точности расчетов суммарной радиации.

Как показано в [1, 2], для расчетов радиации при любой форме

облаков можно использовать эмпирическую формулу

$$Q_n = Q_0 - a (\sin h)^b N^a, \qquad (1)$$

где  $Q_n$  и  $Q_0$  — интенсивность суммарной радиации соответственно облачного и безоблачного неба; a и b — коэффициенты, зависящие от формы облаков; a — показатель степени при количестве облаков N; b — высота Солнца.

Расчеты по формуле (1) при соответствующем выборе коэффициентов хорошо согласуются с экспериментальными данными при высотах Солниа  $h > 5^{\circ}$ .

В [1, 2] по формуле (1) были получены зависимости ослабления радиации облаками отдельных форм над экваториальными районами Атлантики и Ладожским озером. При этом было показано, что наибольшая точность расчетов достигается при значении коэффициента  $\alpha = 3$ , что подразумевает кубическую связь между радиацией и количеством облаков.

В данной статье на основании актинометрических наблюдений, проводившихся на судах Мурманского УГКС в период 1957—1977 гг. в Северной Атлантике (ф = 40... 70), сделана попытка оценить влияние отдельных форм облаков на суммарную радиацию и сопоставить полученные результаты с аналогичными данными над Ладожским озером [2] и тропической Атлантикой [1].

В связи с тем что для обработки пригодны данные актинометрических наблюдений, проводившихся в условиях только определенной формы облаков, расчеты удалось провести для шести форм

облаков: Cs, Ac, Sc, St, Cb и Ns.

Радиация безоблачного неба определялась по формуле, полученной ранее для условий океана в работе [3]:

$$Q_0 = C \left( \sin h \right)^D, \tag{2}$$

где C и D — коэффициенты, зависящие от прозрачности атмо-

сферы.

Отсутствие в большинстве случаев параллельных наблюдений за прямой радиацией привело к тому, что для определения прозрачности атмосферы использовалась приближенная формула, полученная в [5], учитывающая связь коэффициента прозрачности  $P_2$  с температурой воздуха над поверхностью океана t в градусах Цельсия:  $P_2 = 0.80 - 0.004t. \tag{3}$ 

С помощью ЭВМ методом наименьших квадратов были рассчитаны коэффициенты a и b в формуле (1) при  $\alpha$ , заданных соответственно 2, 3, 4 для различных форм облаков. Наилучшая согласованность между рассчитанными и измеренными значениями радиации получилась при  $\alpha=3$ . Значения коэффициентов a и b для суммарной радиации в кВт/м² при  $\alpha=3$  приведены в табл. 1.

Таблица 1 Значения коэффициентов в формуле (1) для различных форм облаков

Форма	а	ь	α	σ/ <del>Q</del>	$P_2$	k
Cs Ac Sc St Cb Ns	0,22 0,39 0,63 0,67 0,67 0,82	1,1 0,7 1,0 1,0 1,0	333333	0,20 0,28 0,47 0,50 0,48 0,57	0,770 0,765 0,775 0,775 0,775 0,765	105 555 1290 990 405 475

В этой же таблице представлены значения относительных погрешностей

$$\sigma/\overline{Q} = \sqrt{\sum (Q_i - \overline{Q_{ip}})^2/k} , \qquad (4)$$

где  $Q_i$  и  $Q_{ip}$  — соответственно измеренное и рассчитанное по формуле (1) значения радиации; Q — среднее из рассчитанных

значений; k — количество наблюдений,  $\sigma$  — среднее квадратическое отклонение. Здесь же приведены средние для каждой выборки значения коэффициента прозрачности  $P_2$ , рассчитанные по темпера-

туре воздуха.

Результаты расчетов подтвердили полученные ранее выводы [1, 2] о кубической связи между радиацией и количеством облаков. Вместе с тем следует отметить, что расчеты по формуле (1) при значениях показателя степени α, равных 2 и 4, несущественно увеличивают погрешности расчета. По нашим оценкам, это увеличение составляет 2—5 %, и таким образом, преимущество того или иного значения показателя степени не является столь принципиальным.

Что касается значений погрешностей расчетов  $\sigma/Q$ , то, как следует из табл. 1, они изменяются от 0,20 при Ci до 0,57 при Ns. Однако следует иметь в виду, что естественная изменчивость потоков суммарной радиации в условиях облачности также велика, достигая по оценкам, сделанным в [4], 40-50% от среднего даже в условиях одной и той же формы облаков. Исходя из большой естественной изменчивости потоков радиации в условиях облачности можно предположить, что дальнейшее накопление экспериментальных данных или поиск иных эмпирических зависимостей не позволяет значительно повысить точность расчетов суммарной радиации даже в условиях определенных форм облаков, без привлечения дополнительных характеристик и в первую очередь состояния диска Солнца и наличия осадков.

В ряде предыдущих работ авторы указывали, что в условиях океана облака оказываются прозрачнее для суммарной радиации по сравнению с континентом. Вместе с тем следует отметить, что данный вывод был получен на основании сопоставлений, проводившихся не вполне корректно, так как при этом использовались результаты расчетов, выполненных по различным методикам. Кроме того, не удавалось сравнить значения ослабления радиации облачностью, полученные в одинаковых широтных зонах.

В работе [2] по вышеприведенной формуле (1) были рассчитаны зависимости ослабления радиации облачностью над Ладожским озером и было показано, что даже в условиях крупного озера, гидрометеорологические условия которого можно рассматривать как промежуточные между океаном и континентом, большинство форм облаков являются более прозрачными для радиации по

сравнению с континентом.

Представляет интерес сопоставить значения ослабления радиации облачностью над Ладожским озером и Северной Атлантикой, акватории которых расположены в одинаковых широтных зонах. В то же время аналогичные сопоставления данных над Северной Атлантикой и тропическими ее районами дают возможность оценить пространственное изменение функции ослабления радиации облаками над океаном.

В табл. 2 представлены зависимости отношения  $Q_n/Q_0$  от высоты Солнца при различных формах облаков для каждого из вышеуказанных районов. Из таблицы следует, что для всех форм

Tаблица 2 Сопоставление значений  $Q_{\pi}/Q_0$  при различных формах облаков

	Рай-	Высота солнца												
Форма	он	10	20	30	40	50	60	70	80	90				
Cs	$\begin{vmatrix} 1 \\ 2 \end{vmatrix}$	0,78	0,79	0,79	0,79	0,79	0,79	0,79	0,79	0,79				
	3	0,39	0,58	0,65	0,70	0,72	0,74	0,75	0,76	0,76				
Ac	1 2 3	0,22 0,40 0,34	0,42 0,57 0,38	0,50 0,65 0,40	0,56 0,69 0,41	0,59 0,71 0,42	0,61 0,73 0,43	0,62 0,74 0,43	0,63 0,75 0,43	0,63 0,75 0,43				
Sc	1 2 3	0,27 0,41 0,21	0,33 0,45 0,25	0,36 0,47 0,27	0,38 0,48 0,29	0,40 0,49 0,30	0,41 0,50 0,31	0,41 0,50 0,31	0,42 0,51 0,31	0,42 0,51 0,31				
St	1 2 3	0,22  0,12	0,29	0,32 $ 0,23$	0,34 — 0,26	0,36 · 0,28	0,37 - 0,28	0,38	0,38 - 0,30	0,38 - 0,30				
Cb	1 2 3	0,22 0,27 0,14	0,29 0,29 0,19	0,32 0,30 0,21	0,34 0,31 0,23	0,36 0,32 0,24	0,37 0,32 0,24	0,38 0,33 0,25	0,38 0,33 0,25	0,38 0,33 0,25				
Ns	1 2 3	0,19 0,11 —	0,21 0,13 —	0,22 0,14 —	0,22 0,15 —	0,23 0,15 —	0,23 0,16 —	0,23 0,16 —	0,24 0,16 —	0,24 0,16 —				

Примечание. 1— Северная Атлантика; 2— тропическая Атлантика; 3— Ладожское озеро.

облаков значения отношения  $Q_n/Q_0$  над районами Северной Атлантики превышают аналогичные над Ладожским озером. В среднем эти превышения составляют для Cs 15 %, Ac 23 %, Sc 25 %, St 25 %, Сь 34 %, № 34 %. Таким образом, подтверждается вывод о меньшем ослаблении коротковолновой радиации облаками при переходе от континента к океану. Что касается пространственных изменений отношения  $Q_n/Q_0$  над океаном, то в пределах рассмотренных форм облаков они неоднозначны. Для Ас и Sc отношения  $Q_n/Q_0$  над тропическими районами Атлантики больше, чем над северными, на 20 %. При Сb отношение  $Q_n/Q_0$  в тропических районах океана в среднем на 8 % меньше. Характер различий значений  $Q_n/Q_0$  при Cb над океаном согласуется с увеличением мощности кучево-дождевых облаков в тропических и экваториальных районах. Что касается различий в значениях  $Q_n/Q_0$  при Sc и Ac, то возможным объяснением может явиться тот факт, что в приэкваториальных районах Атлантики наиболее часто присутствуют формы, образующиеся при растекании вершин Cb, те Ac cuf., Sc cuf., характеризующиеся большими высотами нижней границы и меньшей мощностью, чем наиболее часто повторяющиеся в высоких широтах океана Ac tr., Ac op. и Sc tr., Sc op.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Егоров Б. Н., Кириллова Т. В. Ослабление суммарной радиации облаками различных форм по данным экспедиции АТЭП-74.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1979, т. 15, № 9, с. 987—989.

2. Егоров Б. Н., Кириллова Т. В. Суммарная радиация над Ладожским озером при различных формах облаков. Труды ГГО, 1980, вып. 444.

3. Егоров Б. Н., Кириллова Т. В. Суммарная радиация над океаном в условиях безоблачного неба.— Труды ГГО, 1973, вып. 297, с. 87—98. 4. Егоров Б. Н. Рассеянная радиация над океаном в условиях сплош-

ной облачности. — Труды ГГО, 1975, вып. 326, с. 140—146.

5. Прозрачность атмосферы над океаном и суммы возможной радиации/Г. В. Гирдюк, Б. Н. Егоров, Т. В. Кириллова и др. Труды ГГО, 1973. вып. 297. с. 99—108.

## Н. А. Лазарева, С. П. Малевский-Малевич

# МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ РАДИАЦИОННОГО БАЛАНСА И ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ЕГО ХАРАКТЕРИСТИК СЕВЕРА ЗАПАДНОЙ СИБИРИ

Успешность решения прикладных задач освоения территории газовых месторождений севера Западной Сибири во многом определяется достоверностью расчетов мерзлотных условий по трассам, в первую очередь особенностей формирования сезонноталого слоя почвы. В настоящей работе приводится методика и результаты расчетов распределения по территории севера Западной Сибири значений радиационного баланса — основного регулятора процессов естественного теплообмена на уровне подстилающей поверхности.

Из ряда климатологических проработок, завершенных построением карт радиационного баланса, наиболее современные сведения о режиме радиации на территории СССР приведены в работе З. И. Пивоваровой [6]. Однако эти карты удовлетворяют в основном тех потребителей, для которых достаточной является информация о средних значениях для обширных территорий, так как детализация по условиям подстилающей поверхности в них отсутствует. Так, карты радиационного баланса, приведенные в [6], построены для условий подстилающей поверхности площадок актинометрических станций. В то же время реальная пестрота подстилающей поверхности такого сложного по природным условиям региона как Западная Сибирь может привести к значительным различиям в значениях радиационного баланса.

Экспедиционные работы ГГИ по изучению болот Западной Сибири позволили выполнить обстоятельное исследование их режима, в частности радиационного баланса [1]. Однако приведенные в этой работе карты месячных сумм радиационного баланса болот не могут считаться безусловно достоверными, поскольку различия с картами Пивоваровой в северных областях столь велики, что не могут быть объяснены только разницей свойств подстилающей поверхности. Трудно объяснимым является и сам характер распределения радиационного баланса по территории на картах ГГИ,

согласно которым его значения увеличиваются по мере продви-

жения к северу.

Расчеты и картирование месячных сумм радиационного баланса проводились за месяцы, характеризующие условия сезонного протаивания грунтов,— с июня по сентябрь. Расчеты выполнялись для территории, ограниченной по широте 61... 73° с. ш., по долготе 66... 84° в. д. Вся эта территория была разбита на прямоугольники со сторонами 1° широты и 6° долготы, т. е. 111 км по широте, а по долготе от 325 км на 61° с. ш. до 195 км на 73° с. ш. Общее число таких участков (в дальнейшем для простоты они именуются «квадратами») равно 36 (рис. 1).

Для построения карт радиационного баланса определялись средние по квадратам значения всех параметров, необходимых

для расчета, и относились к центру квадратов.

Месячные суммы суммарной радиации Q были взяты из работы [10], в которой приводятся карты распределения суммарной радиации, построенные В. В. Стадник по данным актинометрических станций и результатам регистрации продолжительности солнечного сияния на метеостанциях, расположенных в северной части Западной Сибири. Эти карты были использованы для определения средних значений суммарной радиации для каждого квадрата.

Для решения основной задачи настоящих расчетов — детализации радиационного баланса по условиям подстилающей поверхности — необходимыми являются сведения о распределении различных видов растительных покровов на подстилающей поверхности по всей рассматриваемой территории. Для этого использовались карта растительности Западной Сибири [7], топологическая карта болот Западной Сибири [11] и данные по ландшафтам районов хозяйственного освоения Севера, подготовленные сотрудниками ВСЕГИНГЕО.

Построенная карта растительных покровов явилась основой для построения карты альбедо. Для перехода от покровов определенных видов к значениям альбедо были использованы следующие материалы:

1. Экспериментальные данные, полученные при выполнении систематических теплобалансовых измерений в совместных экспе-

дициях ВСЕГИНГЕО и ГГО.

2. Экспериментальные данные, полученные при помощи вертолетных альбедо-съемок, выполненных над характерными участками различных видов подстилающей поверхности этих райо-

нов [3].

3. Литературные данные. Кроме данных, обобщенных в «Справочнике по климату СССР» [9], использовались результаты последних работ, выполненных ГГИ [1] и Якутским институтом мерзлотоведения СО АН СССР [8] в различных районах сибирского Севера.

В табл. 1 представлены средние значения альбедо, определенные для всех основных видов растительных покровов рассматри-

ваемой территории.

Вид поверхности	Альбедо	Альбедо, использо ванное в расчетах
Топи Хвойный лес	12 12	12 12
Болота Болота, редколесье Торфяники Лиственный лес Торфяники, редколесье	15 15 16 16 16	15
Лищайники Лишайники, редколесье Луга, смешанный лес	18 18 19	18
Луга, редколесье	20	20
Луга разнотравные	22	22

Таким образом, все виды поверхностей разбиты по значениям альбедо на 5 типов с крайними значениями 12 и 22 %. Эти значения альбедо и были использованы для составления карты (рис. 1). В пределах каждого квадрата были определены средние значения альбедо с учетом площадей, занимаемых отдельными видами подстилающей поверхности. Эти значения и использовались для расчета поглощенной радиации. Отметим, что среднее значение альбедо, осредненное по всей рассматриваемой территории, оказывается равным 17 %. Эта цифра почти совпадает со значением альбедо, ранее использованным В. В. Мухенберг [4] в качестве средней величины, характеризующей условия тундровых ландщафтов.

Приводимые данные об альбедо относятся к условиям подстилающей поверхности, свободной от снежного покрова. В то же время в северных районах этой территории сход снежного покрова происходит в июне. Поэтому при расчете сумм радиационного баланса В за июнь для каждого квадрата вводились весовые коэффициенты в соответствии со средними датами схода снежного покрова. Для расчета эффективного излучения

$$E_{s\phi} = \varepsilon (\sigma T_0^4 - E_{\downarrow}),$$

где  $\varepsilon$  — излучательная способность поверхности, принятая в расчетах равной 0,95;  $T_0$  — температура поверхности в абсолютной шкале;  $E_{\downarrow}$  — длинноволновое излучение атмосферы. Значения потоков  $\sigma T_0^4$  и  $E_{\perp}$  определялись раздельно.

Величины E рассчитывались по методике, разработанной для условий водных поверхностей [2, 5], так как соответствующие проверки показали, что она пригодна и для поверхности суши при условии ее достаточного увлажнения.

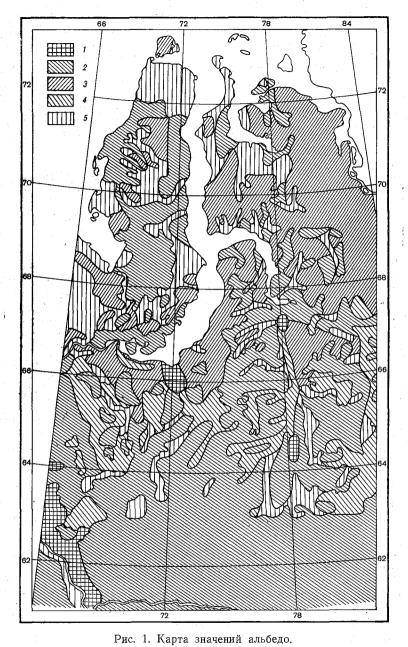


Рис. 1. Карта значении альоедо. I=12~%,~2-15~%,~3-18~%,~4-20~%,~5-22~%. Условная нумерация квадратов начинается с северо-западного угла карты.

При представлении результатов расчета  $E_{\downarrow}$  в кВт/м² расчетное выражение имеет вид

$$E_{\downarrow} = (1,026 \cdot 10^{-5} T^2 - 0,54)(1 + cn^2),$$

где T — температура воздуха в абсолютной шкале, n — балл общей облачности, c — коэффициент, учитывающий влияние облачности. Здесь в число параметров, определяющих  $E_{\downarrow}$ , не входит влажность воздуха в связи с тем, что для условий достаточного увлажнения подстилающей поверхности она хорошо коррелирует с температурой нижнего слоя воздуха. Сравнение характера связи между этими величинами по данным метеостанций севера Западной Сибири с зависимостью, полученной для океана, приведено на рис. 2. Из этого рисунка следует достаточно хорошее согласование этих данных, свидетельствующее о близости условий увлажнения поверхности к морским, т. е. к условию насыщения.

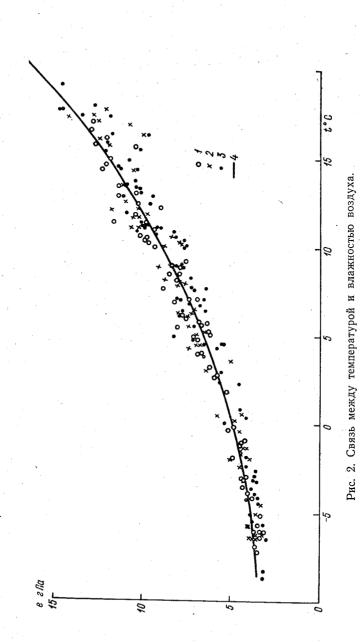
Расчет атмосферного излучения  $\vec{E}_{\downarrow}$  по приведенной формуле требует наличия данных о температуре воздуха и облачности. Так как имеющиеся карты распределения этих величин по северу Западной Сибири весьма схематичны, то нами было выполнено картирование средних месячных значений температуры воздуха и количества общей облачности по данным, приведенным в [9]. Построенные карты дали возможность определить средние по квадратам значения этих элементов и рассчитать значения атмосферного излучения  $\vec{E}_{\perp}$ .

Наиболее сложен вопрос о пространственном распределении температуры поверхности, необходимой для определения о $T_0^4$ . Здесь исключена возможность построения карт на основании непосредственных измерений этой величины на сети метеостанций, так как реальные условия естественных подстилающих поверхностей могут сильно отличаться от условий площадок наблюдений на станциях.

Для расчета температуры естественных подстилающих поверхностей разных типов была применена методика, предложенная ВСЕГИНГЕО [12]. Эта методика позволяет с помощью эмпирических коэффициентов перейти от температуры воздуха к температуре поверхности почвы (средних месячных значений). При этом значения коэффициентов определены в зависимости от вида подстилающей поверхности, географического положения района и месяца, для которого выполняются расчеты. Средняя месячная температура поверхности почвы рассчитывалась по формуле

$$t_{0i} = \sum_{i}^{+} t_{B_i} (K_i - K_{i-1}) + K_{i-1} t_{B_i},$$

где  $t_{0\,i}$  — средняя месячная температура поверхности за i-й месяц;  $t_{\rm B\,i}$  — средняя месячная температура воздуха за i-й месяц;  $K_{i}$ ,  $K_{i-1}$  — отношение сумм средних месячных температур поверхности к суммам средних месячных температур воздуха по i и i-1 месяц.



I — Салехард, 2 — Надым, 3 — Уренгой, 4 — условия океана.

При этом суммирование выполняется начиная с месяца установления положительных температур воздуха по i месяц включительно. Отметим, что в экспедиционных работах ВСЕГИНГЕО в течение ряда лет выполнялись измерения температуры поверхности на нескольких десятках почвенных площадок и ими были охвачены все основные виды подстилающей поверхности рассматриваемой территории. Обобщение данных измерений температуры поверхности позволило авторам этой методики прийти к выводу, что для температуры поверхности целесообразна несколько иная детализация по условиям подстилающей поверхности, чем для альбедо. В связи с этим все виды поверхности территории были сгруппированы в четыре различных вида растительных покровов -лищайники, мхи и травы, болота и леса. Для этих видов растительных покровов были выполнены расчеты температуры поверхности по приведенной выше формуле для этих месяцев с исполькоэффициентов K, представленным зованием значений ВСЕГИНГЕО.

Осреднение полученных данных по температуре поверхности для каждого квадрата с учетом распределения площадей, занятых выделенными в расчетах видами подстилающей поверхности с соответствующими температурами, позволило получить средние значения температуры поверхности по квадратам.

Если рассмотреть распределение выделенных 4 видов подстилающей поверхности внутри всей рассматриваемой территории, то оно оказывается следующим: мхи занимают 35 % всей площади, лищайники 23 %, болота 34 % и леса 8 %. Соотношения между этими видами покровов оказываются несколько иными при рассмотрении только северной части рассматриваемой территории — до 64° с. щ. Здесь леса занимают 1 % площади, уменьшается относительная доля болот (27 %) и увеличиваются относительные площади мхов (39 %) и лишайников (33 %).

Рассчитанные значения температуры поверхности можно сравнить с данными измерений на метеостанциях, если отобрать для такого сравнения сопоставимые между собой значения, определенные для сходных видов подстилающей поверхности. Из [9] были отобраны данные 8 станций, где измерения проводятся на суглинистых и песчано-суглинистых почвах, и сопоставлены с результатами расчетов по изложенной методике для условий лишайников, которые, как правило, приурочены к такому виду почв, и для квадратов, внутри которых находятся эти станции. Еще одна станция расположена на торфяно-болотных почвах, и ее результаты были сопоставлены с расчетами для условий болот также для соответствующего квадрата. Результаты этого сопоставления представлены на рис. З, на котором видно удовлетворительное совпадение этих данных.

Наличие материалов о температуре поверхности и расчетов длинноволнового атмосферного излучения позволяет рассчитать средние по квадратам значения эффективного излучения.

По результатам расчетов средних по квадратам значений поглощенной радиации и эффективного излучения были определены значения месячных сумм радиационного баланса B и построены карты распределения этой величины для июня—сентября (рис. 4). Отметим, что существенные изменения B в северных районах на июньской карте обусловлены в первую очередь различным временем схода снежного покрова.

При осреднении полученных значений месячных сумм радиационного баланса по всей территории результаты могут быть сопо-

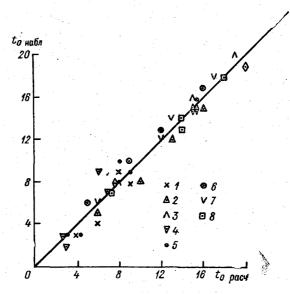


Рис. 3. Сопоставление рассчитанных значений температуры поверхности с измеренными на станциях.

1 — Маре-Сале, 2 — Ямбура, 3 — Лобчинское, 4 — Харасовой, 5 — Се-Яга, 6 — Таз, 7 — Таркосале, 8 — Березово.

ставлены с данными, снятыми с карт З. И. Пивоваровой [6]. При этом сказывается, что для июня и июля наши расчеты дают большие значения примерно на 35... 40 мДж/м². Для августа и сентября эти различия исчезают. Примерно половина расхождений по суммам за июнь и июль объясняется использованием разных значений альбедо (они составляют 3%), а остальная часть вызывается, очевидно, более низкими средними значениями температуры поверхности территории по сравнению с условиями метеорологических площадок. Если эту разность в радиационном балансе отнести к различиям в температурах поверхности, то она соответствует примерно 1°С. С этих позиций логичным выглядит и исчезновение различий в радиационном балансе в августе и сентябре, так как уменьшение суммарной радиации в эти месяцы

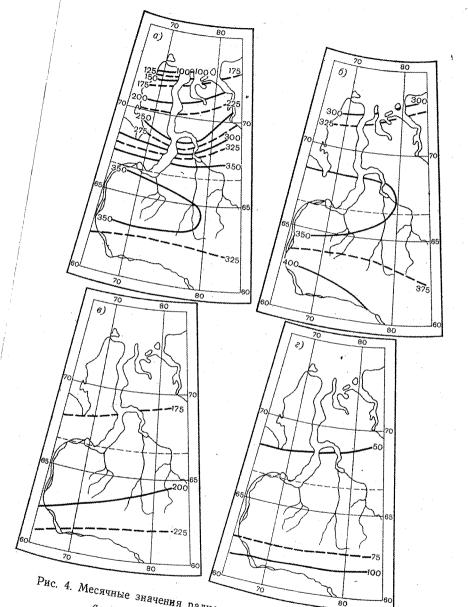


Рис. 4. Месячные значения радиационного баланса (мДж/м²).  $a-и_{\rm Юнь},\ b-u_{\rm Юль},\ s-a_{\rm Вгуст},\ c-ceнтябрь.$ 

Рассчитанные месячные суммы поглощенной радиации по квадратам (мДж/м2)

	1		<u> </u>						F					
№		Лища	йник			Ņ	Nox		Болото					
квад- рата	VI	VII	VIII	. IX	VI	VII	VIII*	ΙX	VI	VII	VIII	IX		
1	499	406	256	105	511	415	260	105	515	419	276	109		
2	490	394	260	105	503	406	264	105	511	411	239	109		
3	478	427	260	109	490	440	264	113	494	444	306	113		
4	499	448	260	113	511	457	264	117	515	461	302	117		
5	490	448	260	109	503	457	264	113	511	461	339	113		
6	478	448	260	109	490	457	264	113	494	461	356	113		
7	499	457	264	122	511	469	272	122	515	473	314	126		
8	490	457	264	122	503	469	272	122	511	473	377	126		
9	478	457	264	122	490	469	272	122	494	482	385	126		
- 10	499	465	285	122	511	473	293	122	515	486	356	126		
11	490	461	276	122	503	473	281	122	511	486	285	126		
12	482	461	276	126	494	482	281	130	499	499	285	130		
13	499	482	293	126	511	494	297	130	515	511	302	130		
14	490	490	293	126	515	503	297	130	511	511	302	130		
15	486	490	293	126	494	503	297	130	503	499	302	130		
16	499	482	306	138	511	494	314	142	515	499	318	142		
17	494	482	310	138	507	494	318	142	511	511	318	142		
18	490	490	310	138	503	503	318	142	511	499	318	142		
19	499	482	310	147	511	494	318	151	515	499	318	155		
20	490	482	314	147	503	494	323	151	511	499	327	155		
21	486	482	314	142	494	494	323	147	503	494	327	151		
22	486	478	310	151	494	490	318	155	503	494	318	155		
23	482	478	310	155	494	490	318	159	499	499	318	159		
24	482	482	310	155	494	494	318	159	499	494	318	159		
25	478	478	310	159	490	490	318	163	494	494	318	163		
26	469	478	310	159	482	490	318	163	486	494	318	163		
27	478	478	310	159	490	490	318	163	494	494	318	163		
28	478	478	310	172	490	490	318	176	494	494	318	176		
29	469	478	314	163	482	490	323	168	486	494	327	172		
30	478	478	318	163	490	490	327	168	494	494	331	172		
31	473	478	314	172	486	490	318	168	490	494	323	176		
32	478	478	327	172	490	490	335	168	494	494	339	176		
33	478	478	327	172	490	490	335	168	494	494	339	176		
34	490	482	327	180	503	494	335	184	511	499	339	188		
35	490	482	344	188	503	494	352	193	511	499	356	197		
36	482	486	344	188	494	494	352	193	497	507	356	197		
	j ·	ļ.								,				

Рассчитанные значения эффективного излучения по квадратам (мДж/м²)

N			Лиш	айник				Mox			Бо	ото	
ква ра		VI	VII	VIII	IX	VI	VII	VIII	IX	ĀI	VII	VIII	ΙX
	1	151	124	109	00	134	122	80	67	122	117	100	84
	2	151	134	80	80 71	142	88	54	63	113	100	71	80
	3	117	59	84	80	122	96	67	84	100	109	109	88
	4	159	138	117	88	138	126	88	80	126	117	109	92
Ę		134	113	117	80	130	117	96	71	100	117	117	88
	3	117	117	88	80	122	71	75	84	84	138	105	88
7	-	159	142	117	96	138	134	92	88	130	130	109	100
		142	126	117	88	134	122	96	84	109	130	113	92
ę		126	113	100	88	126	84	92	88	109	134	113	92
10	)	163	138	117	88	142	126	100	80	134	122	105	88
1	1	134	130	113	75	126	117	100	75	100	130	117	84
12	2	134	130	100	75	151	105	71	80	117	142	105	84
13	3	159	138	134	92	138	126	122	88	126	126	122	92
14	4	147	122	109	84	138	100	100	80	113	122	109	92
15	5	117	109	96	88	117	92	100	88	96	117	113	88
16	3	155	147	130	80	138	130	117	80	122	126	117	80
17	7.	155	163	122	71	134	151	113	71	113	147	113	80
18	3	134	142	109	92	130	134	113	96	113	126	117	100
19		147	147	138	105	130	134	126	100	113	117	117	96
_ 20		147	147	142	75	134	142	130	80	113	126	117	80
21		134	126	113	92	130	134	105	96	113	117	100	100
22	- 1	168	151	142	88	151	134	134	92	134	117	126	84
23	_	147	151	130	84	134	130	122	84	117	117	113	88
24		134	134	126	80	126	134	117	88	113	122	117	84
25		159	155	134	96	147	142	122	96	130	126	109	88
26	- 1	163	147	134	88	151	126	126	92	134	117	117	92
27	- 1	147	142	113	88	138	147	109	92	122	130	109	92
28		155	147	126	96	142	134	117	105	122	117	109	100 100
29	- 1	159	147	122	96	147	117	117	100	130	109	109	96
30		142	122	113	96	130	117	113	96	117	100	113	105
31		168	138	138	113	138	122	134	109	122	109	122	96
32 33		155	147 134	134	105	142	130	122	105	126	113	122 126	96
34 34	- 1	155 142	155	117	105	147	121	130	105	130	109 117	117	90
35 35		134	155	142 142	105 96	122	134	142	96 96	109	117	117	92
36		134	142	134	96	117	134	134	96	105 109	117	117	92
30	1	100	142	104	90	126	122	138	90	109	113	'''	""
											Ì	]	1
	- 1			ļ		J		l			J	J .	]

Таблица 3

Рассчитанные месячные суммы радиационного баланса по квадратам (мДж/м²)

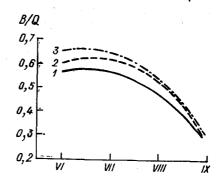
Таблица 4

Болото Mox Лишайник Ŋ квалрата VIII VΙ VII VIII ۷I VII VIII ΙX VΙ VII ΙX ΙX 8 

делает менее значительным влияние различий в альбедо, а соотношение температур поверхности может меняться и на обратное.

В прикладных задачах освоения Севера, связанных с использованием метеорологической информации в мерзлотных расчетах, часто возникает потребность в данных, отнесенных к конкретным участкам поверхности.

С этой целью выполнены расчеты месячных сумм составляющих радиационного баланса для условий лишайников, мхов и



**Рис.** 5. Средние значения отношения B/Q.

1 — лишайник, 2 — мох, 3 — болото.

болот, находящихся в каждом из 36 выделенных квадратов. Схема расчета здесь такая же, как и при расчете карт месячных сумм радиационного баланса для всей рассматриваемой территории. Данные расчета представлены в табл. 2, 3, 4.

Иллюстрацией влияния свойств подстилающей поверхности на радиационный баланс является рис. 5, где приведены осредненные по всем 36 квадратам значения отношения B/Q для рассмотренных видов поверхности.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Болота Западной Сибири, их строение и гидрологический режим/ Под ред. К. Е. Иванова, С. М. Новикова.— Л.: Гидрометеоиздат, 1976.— 447 с.

2. Гирдюк Г. В., Малевский-Малевич С. П. Метод расчета эффективного излучения поверхности океана.— Труды ГГО, вып. 297, 1973,

c. 124—133.

3. Малевский-Малевич С. П., Славин-Боровский В. Б. Методика и результаты вертолетных исследований радиационных характеристик некоторых видов подстилающей поверхности.— Труды ГГО, вып. 402, 1978, с. 69—74.

4. Мухенберг В. В. Альбедо поверхности суши земного шара.—

Труды ГГО, вып. 193, 1967, с. 24-37.

5. Океанографические таблицы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1975.—

6. Пивоварова З. И. Радиационные характеристики климата СССР.— Л.: Гидрометеоиздат, 1977.— 335 с.

7. Растительность Западно-Сибирской равнины/Под ред. В. Б. Со-

чава.-- М., 1969.

8. Сергеев Б. П., Скрябин Л. Н. Радиационный режим различных видов деятельной поверхности на севере Красноярского края и Тюменской области.— В кн.: Геотеплофизические исследования в Сибири. Новосибирск, Наука, 1978, с. 45—47.

9. Справочник по климату СССР.— Л.: Гидрометеоиздат, 1966. Ч. І.

Вып. 17.— 72 с.

10. Стадник В. В. Характеристика радиационного режима северной части Западной Сибири.— Труды ГГО, 1980, вып. 444, с. 86—99.

11. Топологическая карта болот Западно-Сибирской равнины.— Л.:

изд. ГГИ, 1977 г.

12. Шур Ю. Л., Славин-Боровский В. Б. Температура поверхности почвы без растительного покрова в теплый период.— В кн.: Региональные геокриологические исследования ВСЕГИНГЕО. М., 1977, вып. 113, с. 4—15.

# О ВЛИЯНИИ СКОРОСТИ ВЕТРА НА ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЛАЖНОСТИ В ОКРЕСТНОСТИ ВОДОЕМА

Оценка влияния водоемов на микроклимат окружающих территорий прежде всего связана с расчетом отклонений температуры и влажности от невозмущенных значений на различных расстояниях от берега по направлению ветра, если имеется адвекция воздушных масс с водоема. Для целей местного прогноза погоды важно установить связи между значениями этих отклонений и стандартными характеристиками, измеряемыми на сети станций. К числу таких характеристик относится скорость ветра в приземном слое воздуха. Хорошо известно, что увеличение скорости ветра увеличивает размер зоны влияния водохранилища, однако количественные оценки этого эффекта весьма малочисленны [1, 2, 4, 61. В расчетных методах оценки температуры и влажности на побережье водоемов влияние скорости ветра учитывается путем введения средних характерных значений параметров, описывающих скорость ветра и коэффициент турбулентного обмена. Например, в методике М. П. Тимофеева [6] для трех состояний стратификации задается три средних характерных значения параметра  $k_1/u_1$  (здесь  $k_1$  и  $u_1$  — коэффициент турбулентного обмена и скорость ветра на высоте 1 м над поверхностью).

Влияние скорости ветра на безразмерные отклонения температуры  $(\sigma_T)$  и влажности  $(\sigma_e)$  от невозмущенных значений на побережье водоема изучено недостаточно. А. П. Браславским и 3. А. Викулиной на основе данных натурных измерений рассмат-

ривались связи вида

$$\sigma_{T,e} = f_{T,e} \left( \frac{X}{u_2} \right),$$

где X — длина пробега воздушной массы над водоемом,  $u_2$  — скорость ветра на высоте 2 м над поверхностью воды. Было показано, что величины  $\sigma_T$  и  $\sigma_e$  почти линейно растут с увеличением  $X/u_2$ . При одном и том же линейном размере водоема это означает убывание  $\sigma_T$  и  $\sigma_e$  с ростом скорости ветра. K сожалению, экспериментальные связи  $\sigma_T$  в об монографии построены для

небольших разгонов и на протяжении 26 лет не уточнялись. В недавней работе [7] проанализировано поле температур в окрестности теплого озера в осеннюю ночь и показано, что при умеренных ветрах (около 4... 5 м/с) отепляющий эффект оказывается почти в 2 раза большим, чем при слабых ветрах (около 1... 1,5 м/с). Эксперимент, описанный в [7], дает ограниченную информацию о процессе и не может быть распространен на весь спектр условий, реализующихся в разное время года на различных волоемах.

Вопрос о влиянии ветра на поля температуры и влажности вблизи водоема нуждается в дальнейшем изучении. В настояшей работе обобщаются данные стандартных наблюдений на метеостанциях, расположенных на побережье водоемов, с целью уточнения существующих связей между отклонениями температуры и влажности, вызванными влиянием волоемов, и средней скоростью ветра вблизи земли. Для анализа были использованы материалы наблюдений на Аральском море, озере Балхаш, Рыбинском, Цимлянском и Бухтарминском водохранилищах. Были выбраны водоемы разных размеров, расположенные в различных климатических условиях. К анализу привлекались данные наблюдений за температурой и влажностью воздуха на высоте 2 м на двух станциях, одна из которых расположена в зоне влияния водоема, а другая за пределами этой зоны. На Аральском море, озере Балхаш и Рыбинском водохранилище береговые станции, данные которых использовались при расчете  $\sigma_T$  и  $\sigma_e$ , находятся на расстоянии 100 м от берега, а на Бухтарминском и Цимлянском водохранилишах на расстоянии 500 м. За пределом зоны влияния водоема выбраны станции, удаленные от берега водоема не менее чем на 50 км. Значения  $\sigma_T$  и  $\sigma_e$ , выражающие изменение температуры и влажности на побережье под влиянием водоема, определялись по формулам

$$\sigma_T = \frac{T_1 - T'}{T_{\pi} - T'}; \quad \sigma_e = \frac{e_1 - e'}{e_{\pi} - e'}.$$

Здесь  $T_1$  и  $e_1$  — температура и влажность воздуха на высоте 2 м в зоне влияния водоема, T' и e' — температура и влажность воздуха за пределами влияния водоема,  $T_{\pi}$  и  $e_{\pi}$  — температура водной поверхности и соответствующая ей максимальная упругость водяного пара.

Расчеты  $\sigma_T$  и  $\sigma_e$  производились по средним месячным и средним суточным значениям исходных данных, а также по данным наблюдений за отдельные сроки. Рассматривались данные наблюдений только при направлениях ветра с водоема на сушу. Полученные результаты оказались сходными для всех рассматриваемых водоемов. Поэтому рассчитанные значения  $\sigma_T$  и  $\sigma_e$  были разделены лишь по периоду осреднения исходных данных. Затем значения  $\sigma_T$  и  $\sigma_e$  были разнесены по градациям скорости ветра  $(\Delta u = 0,1...1,0; 1,1-2,0$  и т. д.) и осреднены внутри каждого интервала. На рис. 1, 2 и 3 представлены полученные результаты

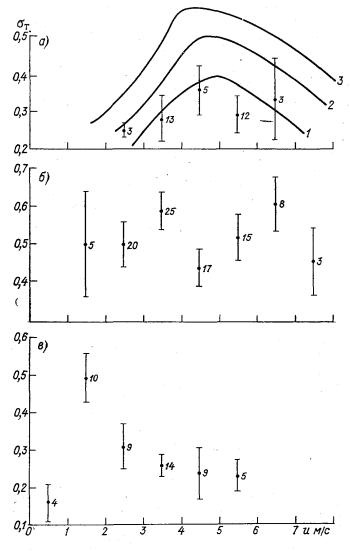


Рис. 1. Зависимость отклонений температуры от скорости ветра на уровне  $2\ \mathrm{m}$ .

a — средние месячные данные, b — средние суточные данные, b — данные отдельных наблюдений; f, f, f — расчетные кривые при f = =0,01 и ( $T_{\rm m}$  — T'), равной соответственно 2, 5 и 10 °C. Цифры у то чек обозначают число случаев.

в виде  $\sigma_T = f(u_2)$  и  $\sigma_e = f(u_2)$ . Средние значения  $\sigma_T$  и  $\sigma_e$  отнесены к середине интервала скорости ветра. Обеспеченность точек на графиках неодинакова. Преобладающие скорости ветра на упомянутых выше водоемах 3... 5 м/с, поэтому обеспеченность экспериментальных точек при этих скоростях значительно больше, чем при других.

На рис. 1 помещены графики зависимости  $\sigma_T = f(u_2)$ , полученные по средним месячным, средним суточным и отдельным значе-

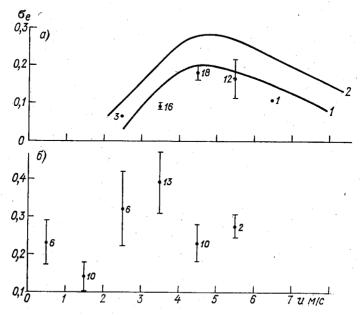


Рис. 2. Зависимость отклонений влажности от скорости ветра на уровне 2 м.

a — средние месячные данные,  $\delta$  — данные отдельных наблюдений;  $1,\ 2$  — расчетные кривые при  $(T_{\rm II}-T')$ , равной соответственно 2 и 5 °C.

ниям исходных данных. При этом на рис. 1 a помещены объединенные значения  $\sigma_T$ , рассчитанные по материалам наблюдений на Аральском море, озере Балхаш и Цимлянском водохранилище. Средние суточные значения  $\sigma_T$ , представленные на рис. 1  $\delta$ , получены по наблюдениям на Рыбинском водохранилище, а отдельные значения этой величины (рис. 1 a) — по наблюдениям на Цимлянском и Бухтарминском водохранилищах. Для получения зависимости  $\sigma_e = f(u_2)$ , изображенной на рис. 2, использовались средние месячные (рис. 2 a) и отдельные (рис. 2 b) значения влажности, синхронные с наблюденными значениями температуры воздуха и скорости ветра. На рисунках у каждой точки вертикальными отрезками указано среднее отклонение. Как видно, значения  $\sigma_T$  и  $\sigma_e$  сначала возрастают с увеличением скорости ветра, а затем

уменьшаются. Переход от возрастания к уменьшению для средних месячных  $\sigma_T$  (рис. 1 a) приходится на  $u\approx 4$  м/с, а для отдельных  $\sigma_T$  (рис. 1 a) на  $u\approx 2$  м/с. Для средних суточных значений  $\sigma_T$  (рис. 1  $\sigma$ ) подобная закономерность не прослеживается. Вероятно,

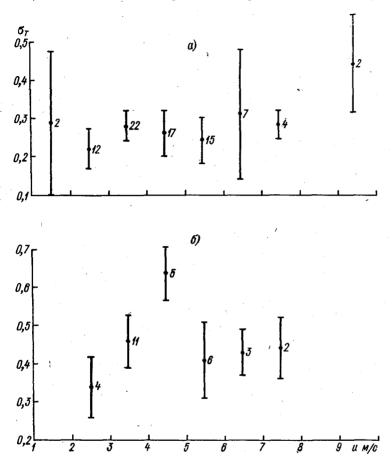


Рис. 3. Зависимость  $\sigma_T$  от скорости ветра при различных значениях разности температур  $(T_\pi - T')$ . a - > 2 °C,  $\delta - < 2$  °C.

необходимо разделить исходные данные на дневные и ночные, чтобы более четко определялось направление ветра.

Изменение  $\sigma_e$  в зависимости от скорости ветра (рис. 2) подобно соответствующему изменению  $\sigma_T$ . Некоторое отличие заключается в более четком по сравнению с графиком  $\sigma_T = f(u_2)$  выражении максимума для средних месячных значений  $\sigma_e$  и в некотором сдвиге максимума в сторону больших скоростей ветра на кривой для отдельных значений  $\sigma_e$  (рис. 2 б). Абсолютное значение

максимума на обоих рисунках больше на графике зависимости для отлельных значений от и ое

Представляет интерес вид рассматриваемой зависимости при различных метеорологических ситуациях, одной из характеристик которых является разность температуры поверхности волоема и воздуха на суще. На рис. 3 приводится зависимость  $\sigma_T = f(u_2)$  для малых и больших значений  $(T_{\pi}-T')$ . Характер связи  $\sigma_T=f(u_2)$ не меняется при изменении величины  $(T_{\pi} - T')$ . Физическое объяснение такой зависимости, по-видимому, сводится к тому, что при усилении ветра над водоемом усиливается турбулентный обмен. и влияние водной поверхности на прилегающие слои движущегося воздушного потока оказывается выраженным более заметно. Эффект проявляется в увеличении значений  $\sigma_T$  и  $\sigma_e$  при усилении ветра от 0 до 4 м/с (рис. 1 a) и от 0 до 1.5 м/с (рис. 1 б). Вместе с тем увеличение скорости ветра приводит к уменьшению пути пробега воздушной массы над водоемом. Оба эффекта — увеличение турбулентного обмена и уменьшение пути пробега, накладываясь, создают распределение  $\sigma_T$  и  $\sigma_e$ , характеризующее интересующую нас зависимость, показанную на рис. 1... 3. На больших расстояниях от берега эффект убывания  $\sigma_T$  и  $\sigma_e$  при росте скорости ветра должен быть более заметным, так как на этих расстояниях будет более отчетливо выражен усиливающийся рост внутреннего пограничного слоя над сушей при больших ветрах. Все использованные нами данные по Т относятся к прибрежной полосе, удаленной от берега не более чем на 500 м, однако, убывание  $\sigma_T$  и  $\sigma_e$  прослеживается на всех рисунках.

В работе [5] было показано, что для расчета  $\sigma_T$  и  $\sigma_e$  на побережье водоема при наличии адвекции может быть использована модель горизонтально-неоднородного пограничного слоя, описанная в [3]. Усиление или убывание приземного ветра в этой модели может регулироваться заданием внешних характеристик изучаемого турбулентного потока. Из этих характеристик составлены следующие безразмерные параметры схемы:

$$f = \frac{2\omega_z \sin \varphi h}{G},\tag{1}$$

$$\beta = \frac{\alpha_H g h \left(T_{\Pi} - T_0\right)}{\overline{\theta} G^2} \,, \tag{2}$$

$$\beta_1 = \frac{\alpha_{\ell}gh\left(e_{\pi} - e_0\right)}{G^2}.$$
 (3)

Здесь h — высота пограничного слоя атмосферы, G — геострофический ветер,  $\alpha_H$  и  $\alpha_e$  — отношение коэффициентов турбулентного обмена для тепла и влаги к коэффициенту обмена для количества движения. Остальные обозначения общеизвестны. Параметры  $\beta$  и  $\beta_1$  входят в уравнение баланса энергии турбулентности и влияют, таким образом, на профиль ветра через характеристики турбулентности. Параметр f входит в уравнение движения и величина его сказывается на величине угла отклонения приземного ветра

от геострофического. Кроме того, от скорости ветра в рассматриваемой численной схеме зависит безразмерная длина водоема  $L_n$ , влияние которого на поля температуры и влажности оценивается при расчетах:

$$L_n = \frac{L}{X}$$
,

где L — размерная длина водоема, X — масштаб измерения горизонтальных расстояний. Если X пропорционально h, то

$$L_n \sim \frac{L2\omega_z \sin \varphi}{fG}$$
,

т. е.  $L_n$  прямо пропорционально времени нахождения воздушной массы над водоемом L/G и уменьшается с ростом скорости геострофического ветра G. Если заданы значения  $(T_{\pi}-T_0)$ ,  $(e_{\pi}-e_0)$ , f, то, меняя величину G, можно, варьируя значения  $\beta$ ,  $\beta_1$ ,  $L_n$ , варьировать значения скорости ветра на любом уровне.

Использовав данные натурных наблюдений, помещенных в работе [8], мы рассчитали отклонения температуры в окрестности небольшого озера для двух скоростей ветра у земли и сравнили их с измеренными значениями температуры на разных расстояниях от озера. Результаты сравнения приведены на рис. 4. При оценках, не имея данных о величинах h и G, мы подбирали значение параметра f таким образом, чтобы полученный при расчетах приземный ветер был близок к измеренному. Так как значения (T-T') и (e-e') существенно не изменялись в течение эксперимента, значения параметров β и β1 варьировались только в зависимости от G, высота h считалась постоянной и равной 500 м. При  $\beta = 3,0$ ,  $\beta_1 = 10$  скорость ветра на высоте 5 м составляла 1,5 м/с, а при  $\beta = 0.5$ ,  $\beta_1 = 1.0$  модуль скорости ветра на этой высоте был равен 4,5 м/с. Указанные значения близки к измеренным значениям скорости. Для этих двух случаев были рассчитаны значения температуры в точках, находящихся на разных расстояниях от уреза воды и помеченных на рисунке латинскими буквами. Максимальное повышение температуры наблюдается в точках, наиболее близко расположенных к озеру. С удалением от берега по нормали из-за влияния более холодной суши температура воздуха падает. При слабом ветре рассчитанные значения температуры показаны на рисунке кривой 6, при умеренном ветре  $(G \approx 10 \text{ м/c})$  — кривой 5. Обе кривые удовлетворительно согласуются с данными натурного эксперимента. Для сравнения на этом же рисунке приведены расчетные значения T, полученные по методике Тимофеева (кривая 7). Для этого случая расчет по методике Тимофеева соответствует малым ветрам.

Расчет по численной схеме, предложенной в [9], выполнялся в работе [7] и сравнивался с данными этого же эксперимента. По модели вычислялось только максимальное значение отклонений температуры от невозмущенного состояния на выбранном участке побережья. Максимальное отклонение соответствует максимальной длине пробега воздушного потока над водной поверх-

ностью. Расчет и экспериментальное значение температуры хо-

рошо согласуются.

По численной модели, описанной в [3], были рассчитаны величины  $\sigma_T$  и  $\sigma_e$  для разных значений указанных выше параметров (1)... (3) и для разных значений  $L_n$ . Если интерпретировать эти

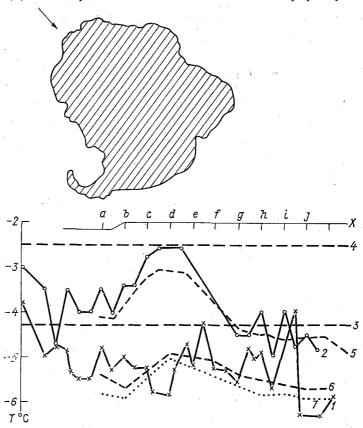


Рис. 4. Распределение температуры воздуха вдоль побережья озера во Флориде.

1, 2 — экспериментальные кривые [8] при скорости ветра соответственно 3,9 и 1,1 м/с; 3, 4 — расчет по модели [9] при скорости ветра соответственно 3,9 и 1,1 м/с; 5, 6 — расчет по модели [3] соответственно при  $\beta$ =3,0,  $\beta$ 1=10 и  $\beta$ 2,0,5,  $\beta$ 1=1,0; 7 — расчет по модели [6].

расчеты как зависимости  $\sigma_T$  и  $\sigma_e$  от приземной скорости ветра при неизменных значениях  $(T_{\pi}-T')$ , f и  $(e_{\pi}-e')$ , можно построить соответствующие графики связи  $\sigma_T$ ,  $\sigma_e=f(u_2)$  для заданного удаления от берега. На рис. 1 нанесены расчетные кривые таких зависимостей, полученные для разных значений  $(T_{\pi}-T')$  и  $(e_{\pi}-e')$  на расстоянии 100 м от берега. Из рисунка видно, что характер эмпирической связи подтверждается расчетом. Разброс точек, представляющих осредненные результаты натурного эксперимента,

связан с различиями в значениях  $(T_{\pi} - T')$ ,  $(e_{\pi} - e')$ , h, реализующимися в естественных условиях. Экспериментальные зависимости должны быть уточнены на большем материале, особенно это существенно для малых (≤3 м/с) и больших (≥9 м/с) скоростей ветра.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахмеджанов Х. А., Дегтярев В. И. К оценке влияния оз. Балхаш на метеорологический режим прибрежной зоны. Труды КазНИГМИ, 1977, вып. 63, с. 104—109.

2. Браславский А. П., Чистяева С. П. Расчет испарения с поверхности оз. Балхаш по усовершенствованной методике. — Труды КазНИГМИ,

1978, вып. 68, с. 3—44

3. В агер Б. Г., Надеждина Е. Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности.— Л.: Гидрометеоиздат, 136 c.

4. Дьяконов К. Н. Влияние крупных равнинных водохранилищ на леса

прибрежной зоны. — Л.: Гидрометеоиздат, 1975. — 125 с.

5. Егоров Б. Н., Надежина Е. Д., Несина Л. В. К вопросу о методике расчета характеристик пограничного слоя в окрестности водоема.— Труды ГГО, 1980, вып. 444, с. 33—45. 6. Тимофеев М. П. Метеорологический режим водоемов.— Л.: Гидро-

метеоиздат, 1963.— 285 с.

7. Bill R. G. e. a. Simulating the moderating effect of a lake on downwind temperatures.— Boundary-Layer Met., 1979, vol. 6, p. 23—33.

8. Bill R. G. e. a. Observations of the convective plume of a lake under

cold air advective conditions.—Boundary-Layer Met., 1978, vol. 4, p. 543—556.

9. Gutman D. P., Torrance K. E., Estoque M. A. Use of the numerical method of Estoque and Bhumralkar for the planetary boundary layer.— Boundary-Layer Met., 1973, vol. 1, p. 169—194.

## БАЛАНС АТМОСФЕРНОЙ ВЛАГИ НАД СИСТЕМОЙ ОРОШАЕМЫХ ПОЛЕЙ

Важным условием рационального землепользования в аридной зоне является правильный режим орошения. В значительной степени этот режим обусловлен влагообменом атмосферы с подстилающей поверхностью. Количественное определение потока влаги с орошаемого поля в атмосферу необходимо как для обоснования нормирования орошения, так и для учета влаги, выносимой атмосферной пиркуляцией за пределы орошаемых массивов.

Испарение с орошаемых полей при одних и тех же метеорологических условиях зависит не только от размеров этих полей, но и от протяженности участков пустыни, расположенных между ними. Поэтому оценку баланса атмосферной влаги в условиях орошения полей необходимо проводить с учетом размеров и последовательности чередования орошаемых массивов и засушливых

участков.

Перенос влаги в пограничном слое атмосферы в основном определяется горизонтальной и вертикальной составляющими упорядоченного движения и турбулентным влагообменом с подстилающей поверхностью и свободной атмосферой. Иначе говоря, баланс атмосферной влаги в слое  $z_1$  над орошаемым полем размером  $x_1$  можно представить в виде

$$\rho \int_{\substack{z=0\\x=x_1}}^{z_1} uq \, dz - \rho \int_{\substack{z=0\\x=0}}^{z_1} uq \, dz + \rho \int_{\substack{0\\x=0}}^{x_1} k \, \frac{dq}{dz} \, dx - \rho \int_{\substack{0\\z=z_1}}^{x_1} k \, \frac{dq}{dz} \, dx + \rho \int_{\substack{0\\z=z_1}}^{x_1} wq \, dx - \rho \int_{\substack{0\\z=z_1}}^{x_1} wq \, dx = 0.$$

$$(1)$$

Здесь u, w — горизонтальная и вертикальная составляющие скорости ветра; k — коэффициент турбулентного обмена;  $\rho$  — плотность воздуха; q — удельная влажность воздуха. При этом используется допущение о том, что плотность воздуха в пограничном

слое постоянна по высоте. Отдельные составляющие этого баланса можно определить из решения системы уравнений, описывающей

процессы переноса в пограничном слое атмосферы.

В данной работе для этой цели использовалась теоретическая модель горизонтально-неоднородного пограничного слоя атмосферы, разработанная Б. Г. Вагером и Е. Д. Надежиной [1]. Запишем, согласно [1], исходную систему уравнений в виде

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial u}{\partial z} + f v,$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial v}{\partial z} - f (u - G),$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0,$$

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \alpha_T k \frac{\partial \theta}{\partial z},$$

$$u \frac{\partial q}{\partial x} + w \frac{\partial q}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \alpha_q k \frac{\partial q}{\partial z},$$

$$u \frac{\partial b}{\partial x} + w \frac{\partial b}{\partial z} = k \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 - \frac{\partial \theta}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial q}{\partial z} \right] - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial z} \alpha_b k \frac{\partial b}{\partial z},$$

$$k = l \sqrt{b}, \quad l = -\kappa c^{1/s} \frac{b/k}{\partial z} \frac{1}{1 + az}$$
(2)

с граничными и начальными условиями

$$z = z_0: \quad u = 0, \quad v = 0, \quad w = 0, \quad \theta = \theta_0, \quad q = q_0, \quad l = xz_0, \quad \frac{\partial b}{\partial x} = 0,$$

$$z = H: \quad u = G, \quad v = 0, \quad \theta = \theta_H, \quad q = q_H, \quad b = 0;$$

$$x = 0: \quad u = u_1(z), \quad v = v_1(z), \quad w = w_1(z), \quad \theta = \theta_1(z), \quad q = q_1(z),$$

$$b = b_1(z), \quad k = k_1(z), \quad l = l_1(z).$$

$$(4)$$

В системе (2)... (4) введены обозначения:  $\theta$ , q— потенциальная температура и влажность воздуха; k, l, b— коэффициент, масштаб и энергия турбулентности; f— параметр Кориолиса; b,  $\alpha_T$ ,  $\alpha_q$ ,  $\alpha_b$ ,  $\beta_1$ — заданные коэффициенты;  $\kappa$ , c— постоянные; H— высота пограничного слоя;  $z_0$ — шероховатость подстилающей поверхности.

Основные предположения, сделанные при выводе системы (2)... (4), а также численный метод решения этой системы уравнений подробно рассмотрены в монографии [1]. Здесь следует только отметить, что в граничном условии (3) значения температуры и влажности воздуха на уровне шероховатости задавались на орошенном и сухом участках по экспериментальным данным, а в качестве условия (4) принималось решение системы уравнений (2) для случая горизонтально-однородного потока над сухой подстилающей поверхностью.

Орошаемое поле размером несколько километров может поставлять в воздух путем испарения до 100 т воды в сутки с каждого гектара [5]. Испарение в отдельные часы может достигать днем более 1 мм/ч. В табл. 1 и 2 приведены значения испарения на поле, занятом хлопчатником, характерные для условий Центральных Каракумов. Эти данные получены как остаточный член в уравнении теплового баланса

$$E = \frac{R - B - P}{L} \,. \tag{5}$$

Здесь R — радиационный баланс, измеренный термоэлектрическим балансомером; B — теплообмен с почвой, рассчитанный по данным измерения распределения температуры в почве и ее теплофизических характеристик [6], P — турбулентный поток тепла, рассчитанный по градиентным данным о температуре воздуха и скорости ветра. Расчет турбулентного теплообмена подстилающей поверхности с атмосферой проводился по методике Леготиной — Орленко, основанной на обобщении экспериментальных данных прямых измерений турбулентного потока [4]. Погрешность определения турбулентного потока тепла по этой методике не является существенной для оценки испарения по формуле (5), поскольку в тепловом балансе орошаемого поля роль турбулентного теплообмена с подстилающей поверхностью незначительна по сравнению с радиационным балансом и затратой тепла на испарение.

Анализ данных табл. 1 и 2 показывает, что суммарное испарение на поле, занятом хлопчатником, очень велико. Этот поток влаги увеличивает влагосодержание пограничного слоя атмосферы и меняет составляющие водного баланса этого слоя не только над самим полем, но и в пустыне, непосредственно прилегающей

к орошаемому массиву.

Решение уравнений (2)... (4) позволило оценить различные члены уравнения (1), описывающего баланс атмосферной влаги над системой орошаемых массивов. Эта оценка показывает, что осредненный по высоте в слое 1 км над подстилающей поверхностью горизонтальный перенос влаги через плоскость 1 м²

$$\left(\frac{1}{H}\rho\int\limits_0^H uq\ dz$$
 при  $H=1$  км) в условиях, характерных для условий

Каракумов, в июле составляет 1,6 т/(м $^2$ -сут), а во всем километровом слое через контур 1 м проходит 1,6· $10^3$  т/(м $^2$ -сут). Эти данные хорошо согласуются с оценками Л. П. Кузнецовой для бас-

сейна Аральского моря [3].

Максимальный перенос имеет место в слое, расположенном между 200 и 300 м над поверхностью земли; на этих высотах через 1 м² проносится 1,9 т/(м² · сут). В среднем в слое от поверхности земли до высоты 300 м через плоскость 1 м² проходит 1,7 т/(м² · сут), что соответствует транзиту 500 т/сут через контур 1 м в столбе 300 м. В слое 130 м горизонтальный перенос составляет 200 т/сут.

Испарение (мм/ч) на орошаемом поле. Чашкент, август 1972 г.

	Среднее	0,000,000,000,000,000,000,000,000,000,	0,32
	16—17	000000000000000000000000000000000000000	0,27
	15—16	\$4.5000,000000000000000000000000000000000	0,33
:	13—14	00000000000000000000000000000000000000	0,32
Дата	12—13	0,00,00,00,00,00,00,00,00,00,00,00,00,0	0,30
	10—11		0,30
	89	0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,	0,32
	7-8	0,00,00,00,00,00,00,00,00,00,00,00,00,0	0,39
	Время	8.00—8.30 10.00—10.30 10.30—11.00 12.30—11.00 14.00—12.30 14.30—13.00 16.30—13.00 18.30—13.30 18.30—19.00 20.30—19.00 20.30—20.30 20.30 20.30—20.30 20	Среднее

Испарение (мм/ч) на орошаемом поле. Бахарден, июль-август 1977 г.

	٠.		
	Среднее	0,29 0,42 0,42 1,03 1,03 1,03 0,04 0,01 0,01 0,01 0,01 0,01 0,01 0,01	0,34
	17—18	0,0,0,0,1,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0	0, 30
	16—17	2,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0	6,0
	13-14	24.88 5 1 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2	0,00
	12—13	0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,	67,73
Дата	2—9	6,00,0,1,1,00,00,00,00,00,00,00,00,00,00,	ce'n
Д	5-6	20000110000000000000000000000000000000	0,0
	3-4	724.586.00,00,00,00,00,00,00,00,00,00,00,00,00,	)°,0
	2—3	00000000000000000000000000000000000	0,04
	3031	20000000000000000000000000000000000000	., .,
	27—28	0,0,0,0,1,1,1,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0	00,00
	Время	8.00—8.30 10.30—10.30 10.30—10.33 10.30—10.33 12.30—11.30 14.00—12.30 14.00—14.33 16.30—17.00 18.30—18.30 18.30—19.00 22.30—23.30 22.30—23.30 23.30—23.30	ээнтэд

Для оценки влияния испарения с орошаемых массивов на влагооборот в пограничном слое рассчитывались следующие величины:

1. Испарение с орошаемого участка шириной 1 м и длиной  $x_1$ 

$$E_0 = -\int\limits_0^{x_1} k \rho \, \frac{dq}{dz} \, dx \, \text{при } z = 0.$$

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

$$E_{z_1} = -\int\limits_0^{x_1} \mathbf{k} \rho \, \frac{dq}{dz} \, dx$$
 при  $z = z_1$ .

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

$$\Delta_E = E_0 - E_{z_1}.$$

4. Изменение влагосодержания столба воздуха высотой  $z_1$  за счет изменения горизонтального переноса влаги над орошаемым участком размером  $x_1$ 

$$\Delta_{u} = -\left\{ \int_{0}^{z_{1}} \rho uq \, dz - \int_{0}^{z_{1}} \rho uq \, dz \right\}.$$

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

$$\Delta_w = -\left\{ \int_{z=z_1}^{x_1} \rho w q \, dx \right\}.$$

В этих обозначениях уравнение (1) принимает вид

$$\Delta u + \Delta_E + \Delta_W = 0.$$

Оценка влияния испарения с орошаемых массивов на влагооборот в пограничном слое показала, что орошаемое поле протяженностью 1 км меняет баланс атмосферной влаги следующим образом. Горизонтальный перенос влаги в вертикальном столбе 1 км увеличивается на подветренном крае орошаемого поля на 5 т/сут ( $\Delta_u = -5$  т/(м·сут) по сравнению с 1,6·10³ т/(м·сут) на наветренном крае. Это увеличение составляет несколько десятых долей процента от общего горизонтального переноса. Основное приращение происходит в нижних слоях: в столбе 130 м влагоперенос возрастает на 2...3% по сравнению с величиной 200 т/сут.

Испарение с полосы шириной 1 м и длиной 1 км равно при этом 6,3 т/сут ( $E_0=6,3$  т/(м·сут). На высоте 1 км путем турбулентного влагообмена выносится в вертикальном направлении из пограничного слоя в свободную атмосферу 1,2 т/м·сут (над полосой шириной 1 м и длиной 1 км).

Увеличение влагосодержания километрового слоя атмосферы за счет турбулентного влагопереноса в вертикальном направлении

 $(\Delta_E)$  составляет 5,1 т/(м·сут).

Роль упорядоченного вертикального выноса влаги за пределы пограничного слоя в общем балансе атмосферной влаги над оро-

шаемым полем невелика ( $\Delta_w = -0.1 \text{ т/(м·сут)}$ ).

Естественно, что максимальное испарение имеет место на наветренном крае орошаемого поля. По мере продвижения воздушной массы над орошаемым массивом и насыщения влагой ее нижних слоев вертикальный турбулентный поток влаги уменьшается у поверхности и увеличивается на высотах. На рис. 1 представлен вертикальный турбулентный поток влаги на различных расстояниях от наветренного края орошаемого поля. Испарение с 1  $\rm M^2$  поверхности для полосы шириной 1 м и длиной 150 м составляет 8,2 кг/( $\rm M^2$ -сут) в среднем для всей полосы и 7,3 кг/( $\rm M^2$ -сут) на ее подветренном крае. На отрезке от 1 до 10 км испарение с единицы поверхности уменьшается на 30 %, а на отрезке от 2 до 4 км на 10 %. Турбулентный поток влаги на высоте 120 м на расстоянии от 1 до 10 км увеличивается в 2 раза.

Суммарное испарение с поверхности полосы шириной 1 м и протяженностью 10 км составляет 50 т/(м·сут), из них 31 т/(м×хсут) выносится за пределы орошаемого поля горизонтальным переносом ( $\Delta_u$ =-31), что составляет 2% от всего влагопереноса нижнего километрового столба воздуха. Остальная влага уходит в свободную атмосферу с верхней границы этого слоя путем турбулентного перемешивания (17 т/(м·сут)) и упорядоченного вер-

тикального переноса (2 т/(м·сут))  $(\Delta_E = 33; \Delta_w = -2)$ .

Непосредственно за орошаемым полем вертикальный турбулентный поток влаги направлен из атмосферы к подстилающей поверхности. В двухсотметровой зоне, расположенной за поливным участком протяженностью 1 км, этот поток у подстилающей поверхности составляет —1,0 кг/(м $^2$  сут). По вертикали зона влагопереноса распространяется до 1... 1.5 м; отрицательного выше вертикальный турбулентный поток водяного пара направлен из нижних слоев воздуха к более высоким; на высоте 100... 150 м этот поток по абсолютной величине становится соизмеримым с наземным (1,2 кг/(м<sup>2</sup>·сут)). В целом над полосой 200 м уменьшение влагосодержания приземного слоя воздуха толщиной 150 м за счет вертикального турбулентного влагообмена составляет  $0.4 \text{ т/(M \cdot \text{сут})}$  ( $\Delta_E = -0.4$ ). Турбулентный перенос влаги из приземного слоя толщиной 150 м в вертикальном направлении к почве и в более высокие слои атмосферы и упорядоченный вертикальный перенос ( $\Delta_w = -0.1$ ) компенсируются адвекцией с поля ( $\Delta_u =$  $=0.5 \text{ T/(M} \cdot \text{CyT})$ .

За орошаемым массивом протяженностью 10 км приток влаги к земной поверхности составляет в среднем для зоны 200 м 2,3 кг/( $m^2$ ·сут). Примерно столько же выносится за пределы вертикального километрового слоя с его верхней границы. Эти

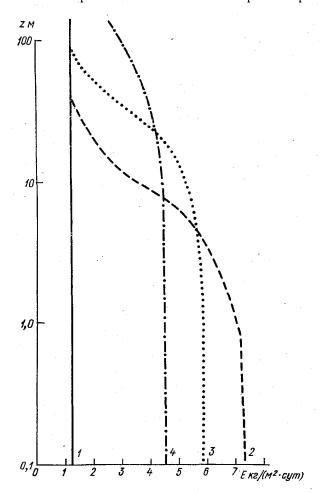


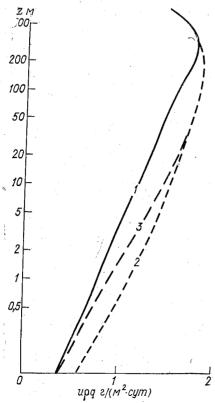
Рис. 1. Турбулентный поток влаги E кг/(м² сут) на различных расстояниях от наветренного края орошаемого поля.

I-в пустыне у края орошаемого поля, 2-на расстоянии 200 м от наветренного края орошаемого поля, 3-на расстоянии 1 км, 4-на расстоянии 10 км.

потери компенсируются горизонтальным выносом влаги с орошаемого массива: из  $1,6\cdot 10^3$  т/сут, поступающих на наветренный край сухого поля, расположенного за орошаемым, 0,8 т «застревает» в 200-метровой зоне. Распределение по высоте горизонтального

упорядоченного влагопереноса ( $u \rho q \, \text{т/m}^2 \cdot \text{сут}$ )) представлено на рис. 2.

Если сплошной орошаемый массив разделен сухими участками на отдельные поля, то на втором поле испарение с поверхности будет меньше, чем на первом за счет выноса влаги на высотах с первого орошаемого участка и уменьшения контраста между



влажностью на подстилающей поверхности и на высотах.

При увеличении числа чередующихся увлажненных и высушенных полей не только уменьшается испарение на орошаемых массивах, но и увеличивается та зона за орошаемыми полями, где вертикальный поток влаги направлен из атмосферы к поверхности земли. За первым увлажненным участком эта зона, ограниченная нулевой изолинией, не распространяется по высоте выше и по горизонтали 1 200... 250 м. На участке за вторым и последующими полями эта зона разрастается по вертикали и занимает все большую площаль по горизонтали. Так, за третьим полем зона вертикального турбулентного переноса влаги к по-

Рис. 2. Вертикальное распределение горизонтального влагопереноса.

 $1-{
m y}$  наветренного края орошаемого поля,  $2-{
m ha}$  подветренном крае поля протяженностью 10 км,  $3-{
m ha}$  расстоянии 400 м от поля.

верхности земли достигает по высоте 4 м и по горизонтали 400 м, а за пятым полем — 6 и 500 м соответственно.

Максимальный приток влаги к подстилающей поверхности за счет выноса водяного пара с орошаемого поля имеет место на самой границе с сухим участком. Далее эта величина убывает с расстоянием, особенно резко на первом сухом массиве.

На краю второго участка поток влаги к земле на 9 % больше, чем на краю первого. Поток влаги на краю третьего по сравнению со вторым увеличивается всего на 5 %, а дальнейшее увеличение составляет не более 2 %.

По мере накопления влаги в верхних слоях атмосферы над сухой подстилающей поверхностью за счет выноса влаги с орошаемых полей увеличиваются отрицательный градиент влажности и поток влаги к сухой подстилающей поверхности на некотором расстоянии от наветренного края сухого участка. Средние значения потока влаги к подстилающей поверхности для полос 200 м и 1 км за орошаемыми участками протяженностью 1 км представлены в табл. 3.

Таблица 3
Поток влаги из атмосферы к поверхности земли за орошаемым полем (кг/(м²•сут))

Участки .					П	
I	п	III	IV	v	VI	Примечание
0,95	1,20	1,35	1,40	1,50	1,55	$\begin{vmatrix} z = 0 \\ \Delta x = 200 \text{ M} \end{vmatrix}$
-0,20	0,0	0,15	0,25	0,35	0,40	$z = 0$ $\Delta x = 1 \text{ KM}$
-1,20	-1,35	-1,55	-1,75	-1,85	1,95	z = 150 м
						$\Delta x = 1 \text{ KM}$

На высотах турбулентный поток также увеличивается от замены сплошного массива на отдельные полосы, так же как и приток влаги в слой за счет турбулентного влагообмена.

Распределение вертикального турбулентного потока водяного пара на высотах на расстоянии 200 м и 1 км за орошаемыми массивами приведено на рис. 3. Кривая I означает поток влаги из нижних слоев атмосферы в верхние за первым орошаемым участком протяженностью 1 км, кривая 2— за вторым, отделенным от первого сухим полем размером 1 км и т. д. Сравнение кривых рис. 3  $\alpha$  и 3  $\delta$  иллюстрирует высушивающее влияние сухой подстилающей поверхности, расположенной между увлажненными участками.

Таблица 4 Составляющие баланса атмосферной влаги (т/(м·сут))

	į.	деленных сухими участками	Массив из 6 орошаемых полей и 5 участков пустыни
$E_0$	32,3	38,4	37,4
$E_z$	8,2	9,3	17,2
$\Delta_E$	24,1	- ·	20,2
$\Delta_{u}$	-21,8	<del></del> .	-18,8
$\Delta_{w}$	-2,3	<u> </u>	-1,4

В табл. 4 приведено сравнение значения отдельных составляющих баланса атмосферной влаги для условий сплошного орошаемого массива протяженностью 6 км, для отдельных орошаемых полос, составляющих в сумме 6 км, но разделенных сухими участками, а также для всего массива, включающего шесть орошаемых полей и пять участков пустыни между ними. Анализ этой таблицы

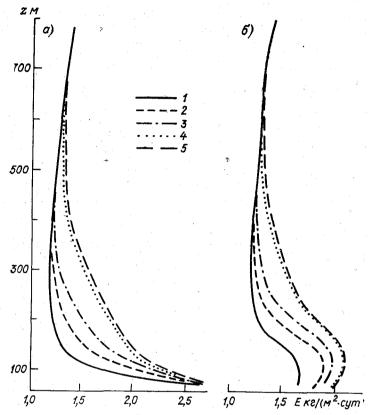


Рис. 3. Вертикальный турбулентный поток влаги E кг/(м² сут) в верхние слои атмосферы на различных расстояниях от подветренного поля.

a — на расстоянии 200 м,  $\delta$  — на расстоянии 1 км; I — за первым орошаемым участком, 2 — за вторым, 3 — за третьим, 4 — за шестым, 5 — за седьмым.

показывает, что если сплошной орошаемый массив заменить полями, составляющими в сумме ту же площадь, 6 км, но расположенными между засушливыми участками, то при этой замене испарение с поверхности  $E_0$  увеличится на 15 %. Среднее испарение на всем массиве орошаемых и сухих участков в 1,6 раз меньше, чем на сплошном поле, за счет малого испарения на сухих. Вынос влаги турбулентностью  $E_z$  в более высокие слои атмосферы на уровне 130 м над сухими участками такой же, как и над

увлажненными. В этой же таблице даны значения притока влаги к слою толщиной 130 м за счет турбулентного влагообмена ( $\Delta_E$ ), горизонтального влагопереноса ( $\Delta_u$ ) и вследствие упорядоченного вертикального потока на верхней границе этого слоя ( $\Delta_w$ ). Анализ этих составляющих баланса атмосферной влаги показывает, что при замене крупных увлажненных участков протяженностью несколько километров на мелкие уменьшается вынос влаги в горизонтальном направлении за счет среднего движения и упорядоченными вертикальными токами, но увеличивается потеря влаги слоем за счет турбулентного потока на верхней границе. При увеличении горизонтальной протяженности чередующихся участков соотношение между различными составляющими баланса атмосферной влаги, приведенными в таблице, может измениться.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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

2. Зубенок Л. И. Испарение на континентах. — Л.: Гидрометеоиздат,

1978.— 264 c.

3. Кузнецова Л. П. Перенос влаги в атмосфере над территорией

СССР.— М.: Наука, 1978.— 91 с.

4. Леготина С. И., Орленко Л. Р. О расчете турбулентных потоков тепла и влаги по данным градиентных наблюдений.— Труды  $\Gamma\Gamma$ О, 1978, вып. 402, с. 29—39.

5. Харченко С. И. Гидрология орошаемых земель.— Л.: Гидрометеоиз-

дат. 1968.— 246 с.

6. Ц ейтин Г. Х. К расчету потока тепла в почву.— Труды ГГО, вып. 398, 1977, с. 69—77.

# МЕТОДИКА РАСЧЕТА ВЕРТИКАЛЬНЫХ СДВИГОВ ВЕТРА В НИЖНЕЙ ЧАСТИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ ПО СИНОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

Исследование сдвигов ветра в нижнем 100... 300-метровом слое представляет значительный интерес в связи с повышенной чувствительностью современных самолетов при взлете и посадке к изменению ветра [2, 14].

Вертикальный сдвиг ветра в некотором слое представляет векторную разность скоростей ветра на границах данного слоя:

$$\Delta \mathbf{V}_{z-z_1} = \mathbf{V}_z - \mathbf{V}_{z_1}. \tag{1}$$

Векторная разность обычно определяется с помощью радиальной сетки, позволяющей графически решить уравнение

$$|\Delta \mathbf{V}|_{z=z_1} = \sqrt{V_{z_1}^2 + V_z^2 - 2V_{z_1}V_z\cos\gamma},$$
 (2)

где  $|\Delta V|$  — модуль вектора  $V_z - V_{z_1}$ ;  $V_z$  и  $V_{z_1}$  — скорости ветра на двух уровнях, z и  $z_1$ ;  $\gamma$  — угол между направлением векторов ветра на указанных уровнях.

В оперативной практике для определения сдвигов ветра могут быть использованы как прямые методы измерений, так и расчетные. К существующим прямым методам измерений относятся радиозондирование и шаропилотные наблюдения, а также измерения  $|\Delta V|$  с помощью однотипных датчиков скорости и направления ветра, установленных на мачтах. Однако радиозондовые и шаропилотные наблюдения обладают малой точностью, измерения же на мачтах на территории аэродромов возможны лишь в нижнем 50-метровом слое. Преимуществом расчетных методов определения вертикальных сдвигов является возможность их использования не только при отсутствии прямых методов, но и в задачах прогноза, для экстраполяции измеренных в слое 0...50 м значений  $\Delta V$  на слои большей толщины, а также для интерполяции полученных прямыми методами значений  $\Delta V$  на слои меньшей толщины.

Расчетные методы определения вертикальных сдвигов ветра основаны на использовании закономерностей изменения скорости и направления ветра с высотой с учетом макрометеорологических условий и характера подстилающей поверхности. Специфика различных методов расчета  $|\Delta V|$  определяется характером исходной информации. При разработке расчетных методов может использоваться следующая исходная информация: а) синоптическая (на уровне z=0 и на поверхности 850 гПа); б) наземная (стандартные измерения или специальные наблюдения за градиентами температуры воздуха, скорости и направления ветра в приземном слое на территории аэродрома); в) наблюдения на телевизионных или специализированных мачтах в районе аэропорта (в радиусе 5. 20 км). Основное внимание в данной работе было уделено оперативной методике расчета вертикальных сдвигов по синоптической информации. Использование различной наземной информании (в качестве дополнительной) при наличии синоптической при отсутствии последней обсуждается информации, а также в [11].

Для решения указанной задачи привлекались прежде всего материалы наблюдений. Дополнительно использовались расчетные данные по теоретической модели Вагера—Надежиной [1].

В последние годы авторами настоящей статьи выполнен ряд работ, в которых рассматривались закономерности распределения метеорологических элементов в пограничном слое по материалам обобщений температурно-ветрового зондирования на ст. Воейково и данным градиентных измерений на ст. Колтуши. Результаты выполненных исследований обобщены в работе [12]. Методика обобщения материалов наблюдений с учетом основных факторов, определяющих распределение метеорологических элементов в пограничном слое, подробно изложена в [12]. Кратко напомним основные ее положения.

В соответствии с этой методикой при стационарных условиях в качестве определяющих параметров при нейтральной стратификации использовались скорость геострофического ветра  $V_{\mathfrak{g}}$ , параметр шероховатости подстилающей поверхности  $z_0$ , параметр Кориолиса  $l=2\omega\sin\phi$  и высота над поверхностью земли z. Влияние стратификации характеризовалось параметром плавучести g/Tи перепадом температур на границах пограничного слоя в виде  $T_0 - T_H - \gamma_H H$ , а для учета характера адвекции использовались составляющие среднего в слое горизонтального температурного  $\frac{\overline{dT}}{dy}$ . Здесь  $T_0$  и  $T_H$  — температура воздуха на уровне  $z=z_0$  и на верхней границе пограничного слоя (z=H)соответственно,  $\bar{T}$  — средняя температура слоя,  $\gamma_H$  — вертикальтемпературы в свободной атмосфере (для z > H), ный градиент g — ускорение свободного падения,  $\omega$  — угловая скорость вращения Земли, ф — широта места.

На основе анализа размерностей определяющих параметров составляющие скорости ветра u и v (по осям x и y соответст-

венно), нормированные на  $V_{g}$ , представляются функциями пяти безразмерных параметров:

$$\frac{u}{V_g} = f_u \left( \frac{zl}{V_g}, \quad \text{Ro,} \quad \mu_{0-H}, \quad \frac{\alpha_x}{l}, \quad \frac{\alpha_y}{l} \right); \tag{3}$$

$$\frac{v}{V_g} = f_v \left( \frac{zl}{V_g}, \quad \text{Ro,} \quad \mu_{0-H}, \quad \frac{\alpha_x}{l}, \quad \frac{\alpha_y}{l} \right). \tag{4}$$

Здесь Ro =  $V_g/lz_0$  — число Россби;

$$\mu_{0-H} = \frac{g}{\overline{T}} \frac{T_0 - T_H - \gamma_H H}{V_{gl}};$$

(при нейтральной стратификации параметр  $\mu_{0-H} \approx 0$ , при неустойчивой  $\mu_{0-H} > 0$ , при устойчивой  $\mu_{0-H} < 0$ );

$$\frac{\alpha_{X}}{l} = -\frac{g}{l^{2}\overline{T}} \frac{\overline{\partial T}}{\partial y} = \frac{u_{g_{\widetilde{H}}} - V_{g_{0}}}{\widetilde{H}l};$$

$$\frac{\alpha_{Y}}{l} = \frac{g}{l^{2}\overline{T}} \frac{\overline{\partial T}}{\partial y} = \frac{v_{g_{\widetilde{H}}}}{\widetilde{H}l};$$

 $u_{g\widetilde{H}}$  и  $v_{g\widetilde{H}}$  — составляющие геострофического ветра на уровне 850 гПа  $(\widetilde{H})$  (ось x направлена по геострофическому ветру при z=0);  $V_{g_0}$  — модуль геострофического ветра при z=0.

Обработка материалов наблюдений сводилась к группировке данных в зависимости от определяющих параметров и получению для выделенных групп средних профилей температуры воздуха, скорости и направления ветра. При этом достаточно строго фиксировались значения внешних параметров  $V_{g_0}$ ,  $\mu_{0-H}$ ,  $z_0$  (обобщения производились с учетом сезонного изменения характера подстилающей поверхности),  $\alpha_x/l$ ,  $\alpha_y/l$ .

Полученные таким образом данные позволили проанализировать закономерности изменения метеорологических элементов с высотой в зависимости от скорости геострофического ветра, характера подстилающей поверхности, температурной стратификации и адвекции. Результаты исследований вертикальных профилей ветра при различных макрометеорологических условиях подробно рассмотрены в [12]. При разработке методики определения вертикальных сдвигов ветра использовались прежде всего профили ветра и температуры, полученные при стационарных безадвективных условиях.

Прежде чем перейти к изложению результатов выполненных разработок, рассмотрим влияние каждого из определяющих параметров на вертикальные сдвиги ветра. Подробно этот вопрос исследовался в работах [12, 13]. Основные результаты этих исследований сводятся к следующему:

а) сдвиги ветра существенно зависят от скорости геострофического ветра. Это следует из рис. 1, на котором представлены

сдвиги ветра, определенные по отношению к уровню z=10 м, для слоев различной толщины. Рисунок иллюстрирует также существенную нелинейность в изменениях  $|\Delta V|$  с ростом толщины слоя;

б) сдвиги ветра существенно зависят и от характера стратификации. Однако, в отличие от влияния геострофического ветра, влияние стратификации неодинаково в разных слоях нижней части пограничного слоя. Вблизи земной поверхности вертикальные сдвиги ветра существенно больше при неустойчивой стратификации, выше  $z=10\,$  м зависимость от стратификации обратная;

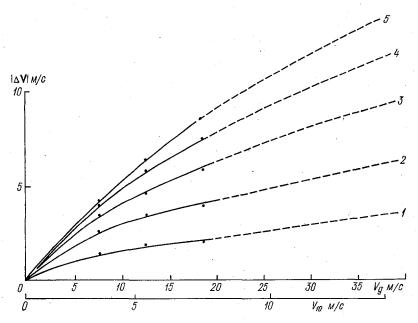


Рис. 1. Зависимость вертикальных сдвигов ветра  $|\Delta V|$  от скорости геострофического ветра и толщины слоя при  $\mu_{0-H}\approx 0,\ z_0\approx 2$  см,  $\phi\approx 50...60^\circ$ .

 $1-10\dots40$  м,  $2-10\dots100$  м,  $3-10\dots200$  м,  $4-10\dots300$  м,  $5-10\dots400$  м. Точки — экспериментальные данные.

в) влияние шероховатости подстилающей поверхности оценивалось путем сопоставления зависимости  $|\Delta \mathbf{V}|$  от  $V_g$  при нейтральной стратификации в разные сезоны (для теплого периода  $z_0 \approx 2$  см, для холодного, при наличии снежного покрова,  $z_0 \approx 0.07$  см). Сдвиги ветра в слое 0.5...10 м в зимнее время меньше, чем в теплый период, в слое 10...100 м сезонные различия невелики. С ростом толщины слоя (по отношению к уровню z=10 м) различия между значениями  $|\Delta \mathbf{V}|$  в разные сезоны увеличиваются, при этом в холодный период сдвиги ветра несколько больше;

r) влияние адвекции температуры также существенно сказывается на величине  $|\Delta V|$ . Существенное увеличение сдвигов ветра

отмечается при адвекции тепла и увеличении с высотой геострофического ветра (по сравнению с соответствующими условиями при отсутствии горизонтального температурного градиента);

д) на величину  $|\Delta V|$  существенно влияет и выбор начального

уровня, относительно которого определяют сдвиги ветра.

Таким образом, при разработке расчетной методики определения  $|\Delta V|$  кроме толщины слоя необходимо учитывать скорость геострофического ветра  $V_{g}$ , характер подстилающей поверхности, температурную стратификацию, характер адвекции и высоту слоя над поверхностью земли, т. е. высоту исходного уровня. При разработке описанной ниже методики определения  $|\Delta V|$  в качестве исходного выбран стандартный уровень наблюдений за ветром, т. е. z=10 м. Для нахождения основных параметров, определяющих изменение ветра с высотой при различных макрометеорологических условиях, могут использоваться синоптические карты. В этом случае характер барического поля учитывается через скорость и направление геострофического ветра на уровне подстилающей поверхности ( $V_{g_0}$  и  $d_{g_0}$ ) и на уровне 850 гПа ( $V_{g_H^{\widetilde{H}}}$  и  $d_{g_H^{\widetilde{H}}}$ ). Характер стратификации с достаточной точностью может быть определен по перепаду температур на указанных уровнях, т. е. по величине  $T_2$ — $T_{850}$ . Связь  $T_2$ — $T_{850}$  с параметром  $\mu_{0-H}$  обсуждается ниже. Остальные факторы — характер подстилающей поверхности и широта места — для каждого конкретного пункта могут фиксироваться.

Основой при разработке способов расчета  $|\Delta V|$  послужили упомянутые выше результаты обобщений. Эти данные характеризуют условия, типичные для открыто расположенных аэродромов лесостепной зоны ЕТС. Представленная на рис. 1 зависимость  $|\Delta V|$  от  $V_g$  можеть быть непосредственно использована для определения вертикальных сдвигов ветра при нейтральной стратификации в теплую половину года. Аналогичная номограмма получена и для снежной поверхности. При этом анализ зависимости  $|\Delta V|$  от  $V_g$  проводился как по средним профилям, так и по отдельным случаям с последующим осреднением для достаточно большого числа случаев.

В работе [12] показано, что по данным радиозондирования скорость ветра в нижнем 100...200-метровом слое определяется с некоторой систематической погрешностью, зависящей от кривизны профиля ветра. При слабых ветрах и неустойчивой стратификации эта ошибка невелика  $(0,1...0,2\ \text{м/c})$  и практически может не учитываться. Однако при больших  $V_g$  и сильно устойчивой стратификации погрешность в определении  $|\Delta \mathbf{V}|$  за счет неучета нелинейности в изменении скорости ветра с высотой при обработке данных радиозондирования может достигать  $0,4...0,5\ \text{м/c}$ . В связи с этим при получении зависимости  $|\Delta \mathbf{V}|$  от  $V_g$  данные наблюдений корректировались с учетом этой погрешности.

По материалам наблюдений надежно могут быть получены количественные связи  $|\Delta V|$  с определяющими параметрами лишь

при наиболее часто встречающихся метеорологических условиях. Анализ теоретических моделей строения пограничного слоя атмосферы показал, что последние могут быть использованы для оценки относительных изменений характеристик пограничного слоя. Это позволяет для экстраполяции полученных по материалам наблюдений зависимостей на условия, сравнительно редко наблюдавшиеся, использовать теоретические соотношения.

При получении зависимости  $|\Delta \hat{\mathbf{V}}|$  от скорости геострофического ветра при  $V_g>20$  м/с (пунктирные кривые на рис. 1) нами использовались соответствующие оценки по модели Вагера—Надежи-

ной [1].

Для учета влияния стратификации по материалам наблюдений анализировалась функция влияния

$$F_{\Delta V} = \frac{|\Delta V|}{|\Delta V|_0}, \tag{5}$$

где  $|\Delta \mathbf{V}|_0$  — вертикальные сдвиги ветра при нейтральной стратификации (при соответствующем значении  $V_g$ ). Оказалось, что для фиксированных значений  $z_0$  и z эта функция также зависит от  $\mu_{0-H}$  и  $V_g$ . Полученная по материалам наблюдений функция  $F_{\Delta V}(z, z_0, V_g, \mu_{0-H})$  использовалась при разработке методики определения  $|\Delta \mathbf{V}|$  в стратифицированном пограничном слое.

Приведенных в [12] материалов обобщений по ст. Воейково (Колтуши) оказалось недостаточно для получения статистически обеспеченных данных о функции  $F_{\Delta V}$ . Поэтому в теплый период дополнительно были использованы материалы экспедиционных наблюдений [3...10]. Как указывалось выше, влияние  $z_0$  на величину  $|\Delta V|$  (по отношению к уровню z=10 м) невелико. Это позволало объединить данные наблюдений, полученные при разных  $z_0$  (в диапазоне 0,5...5 см) при расчете указанной функции. Таким образом, функция  $F_{\Delta V}(z, V_g, \mu_{0-H})$  определялась лишь для двух поверхностей: травяного покрова и снежной поверхности. Более строго характер подстилающей поверхности должен учитываться лишь при определении  $|\Delta V|_0$ .

Экспедиционные данные позволили расширить диапазон  $\mu_{0-H}$  и несколько уточнить использованные ранее [12, 13] значения  $F_{\Delta V}$  в области крайних значений  $\mu_{0-H}$ . Эти материалы в дальней-

шем использовались при составлении табл. 1.

Госкольку экспериментальные зависимости получены для фиксированных значений  $V_g$ , при расчете функции  $F_{\Delta V}$  для промежуточных значений скорости геострофического ветра использовалась линейная интерполяция. С учетом (5) на основании рис. 1 и табл. 1 можно получить вертикальные сдвиги ветра (в теплую половину года) в слоях различной толщины в пределах нижнего 400-метрового слоя (при  $z_1$ =10 м) при известных значениях  $V_g$  и  $\mu_{0-H}$ . (Функция  $F_{\Delta V}$  для снежной поверхности требует уточнения в области крайних значений  $\mu_{0-H}$  и поэтому здесь не приводится.) Для практического использования на основании рис. 1 и табл. 1

п	Слой, м				
μ <sub>0</sub> – H	10 100	10 200	10 300	10 400	
		$V_g = 5 \text{ M/c}$			
1000 300 100 0 -50 -100 -200 -300	0,85 0,89 0,95 1,00 1,18 1,74 2,18 2,34	0,81 0,88 0,96 1,00 1,40 1,85 2,35 2,52	0,78 0,85 0,93 1,00 1,17 1,52 1,80 2,0	0,71 0,78 0,85 1,00 1,14 1,32 1,59 1,69	
		$V_g = 10 \text{ m/c}$			
1000 300 100 0 50 100 200	0,64 0,78 0,92 1,00 1,49 2,29 2,75	0,55 0,69 0,88 1,00 1,58 2,20 2,61	0,52 0,65 0,77 1,00 1,41 1,88 2,24	0,48 0,62 0,74 1,00 1,36 1,70 1,99	
		$V_g = 15 \text{ m/c}$			
300 100 0 —50	0,72 0,86 1,00 1,84	0,62 0,82 1,00 1,70	0,55 0,73 1,00 1,66	0,51 0,68 1,00 1,56	

могут быть построены номограммы для определения  $|\Delta V|$ . Методика расчета  $|\Delta V|$  в стратифицированном пограничном слое дается для  $V_g \leqslant 20$  м/с (с помощью рис. 1 и табл. 1). Анализ экспериментальных данных показал, что при  $V_g \geqslant 20$  м/с практически имеет место нейтральная стратификация, и таким образом, для расчета  $|\Delta V|$  можно пользоваться зависимостью  $|\Delta V|$  от  $V_g$  при  $\mu_{0-H}=0$  (см. рис. 1).

При использовании предложенного способа расчета  $|\Delta V|$  в оперативной практике встает вопрос об определении параметра стратификации  $\mu_{0-H}$  (скорость геострофического ветра  $V_g$  достаточно надежно может быть определена с помощью синоптических карт). Для этого можно воспользоваться предложенной в [12] связью  $\mu_{0-H}$  с упрощенным параметром:

$$\mu_{2-H} = \frac{g}{\overline{T}} \frac{T_2 - T_H - \gamma_H H}{V_g l}, \tag{6}$$

где  $T_2$  — температура воздуха на уровне z=2 м. Для практических расчетов в качестве H и  $T_H$  можно использовать высоту поверхности 850 г $\Pi$ а  $\widetilde{H}$  и температуру воздуха на этой высоте  $T_{\widetilde{H}}$ . Градиент температуры  $\gamma_H$  можно принять равным 0.6/100 м. При этих условиях и при использовании полученной в [12] связи параметров  $\mu_{2-H}$  и  $\mu_{0-H}$  связь перепада температуры в слое  $2-\widetilde{H}$  ( $T_2$ — $T_{\widetilde{H}}$ ) с параметром  $\mu_{0-H}$  может быть легко представлена в виде номограммы. Номограмма для определения вертикальных

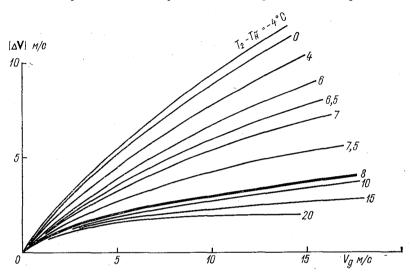


Рис. 2. Номограмма для определения вертикальных сдвигов ветра в слое  $10\dots 100\,$  м по синоптической информации при  $z_0\approx 2\,$  см,  $\phi\approx 50\dots 60^\circ$ . Изолиния  $T_2-T_{\widetilde{H}}\approx 8\,$ °C соответствует нейтральной стратификации.

сдвигов ветра при использовании в качестве исходной информации параметров  $V_g$  и  $T_2$ — $T_{\widetilde{H}}$  для слоя 10... 100 м представлена на рис. 2.

Рассмотренная выше методика определения  $|\Delta V|$  прежде всего проверялась на том же исходном материале, который был использован при построении номограмм. Основной целью этой проверки было выявление погрешностей, которые в условиях открыто расположенных станций будут обусловлены неучетом нестационарности процессов и погрешностями в исходной информации. При отсутствии фронтов средние квадратические отклонения рассчитанных значений  $\sigma_{\Delta V}$  лежат в пределах  $\pm 1$  м/с. При этом следует иметь в виду, что и наблюдаемые значения  $|\Delta V|$  определены с такой же ошибкой, поскольку при сопоставлении использовались материалы радиозондирования. Для подтверждения этого были выполнены оценки погрешностей расчета  $|\Delta V|$ , обусловленные случайными ошибками в скорости и направлении при измере-

ниях этих характеристик с помощью радиозондов. После дифференцирования соотношения (2) легко получить

$$\frac{\delta |\Delta \mathbf{V}|}{|\Delta \mathbf{V}|} = \frac{\left\{ |V_z - V_{z_1}| + 2V_{z_1}| \sin^2 \frac{\gamma}{2} \right\} |\delta (V_z - V_{z_1})|}{V_{z_1}^2 + V_z^2 - 2V_{z_1}V_z |\cos \gamma|} + \frac{2|V_z - V_{z_1}| |\delta V_{z_1}| |\sin^2 \frac{\gamma}{2}| + V_{z_1}V_z |\sin \gamma \delta \gamma|}{V_{z_1}^2 + V_z^2 - 2V_{z_1}V_z |\cos \gamma|}.$$
(7)

Таблица 2

Погрешности  $\frac{\delta \mid \Delta V \mid}{\mid \Delta V \mid}$  при различных значениях  $V_{z_1}$ ,  $V_z - V_{z_1}$  и  $\gamma$ 

Vz: м/с	$V_z - V_{z_1} \mid M/c$	γ°	<b>ΔV</b>   M/C	<u>δ   ΔV  </u> %
1,0 2,0 5,0 8,0 5,0 5,0 5,0 5,0 5,0 5,0	2,0 2,0 2,0 2,0 0,1 0,5 1,0 2,0 5,0 2,0 2,0 2,0	10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 5 10 20	2,0 2,1 2,3 2,6 0,9 1,0 1,4 2,2 5,2 2,1 2,9 3,6	59 64 86 111 221 211 156 98 32 153 152 121

В табл. 2 приведены результаты расчета погрешностей определения вертикального сдвига ветра при различных характерных значениях скорости ветра на границах слоя, для которого рассчитывался сдвиг ветра, и различных углах поворота ветра в этом слое. При расчетах погрешность определения ветра принималась для уровня  $z_1 = 10$  м  $\delta V_{z_1} = 0.2$  м/с (измерения по контактным анемометрам), для вышележащего уровня, где измерения производились с помощью радиозонда,  $\delta V_z = \pm 1$  м/с. Погрешность определения угла  $\delta \gamma = \pm 20^\circ$ .

Как видно из таблицы, погрешность определения  $\frac{\delta |\Delta \mathbf{V}|}{|\Delta \mathbf{V}|}$  велика при малых значениях  $|V_z - V_{z_1}|$  и  $\gamma$ . С увеличением  $V_{z_1}$ ,  $V_z - V_{z_1}$  и  $\gamma$  относительная погрешность определения сдвигов ветра уменьшается, хотя при этом абсолютные погрешности остаются довольно большими. Выполненные оценки вполне объясняют большой разброс точек, который был отмечен при анализе корреляционных графиков рассчитанных и измеренных значений  $|\Delta \mathbf{V}|$ .

В связи с большими погрешностями измерений параметров ветра для получения количественных связей  $|\Delta V|$  с определяю-

щими параметрами использовались осредненные данные. Для получения средних профилей ветра по данным радиозондирования использовалось не менее 20 случаев при фиксированных значениях внешних параметров. С учетом этого погрешность определения  $|\Delta V|$  по средним профилям при условии, что  $\delta V_{z_1} = 0.1$  м/с,

 $\delta V_z = 0.2$  м/с,  $\Delta d = 2^{\circ}$  ( $\delta \gamma = 4^{\circ}$ ), не превышает 10... 15 %.

Сопоставление рассчитанных и измеренных значений  $|\Delta V|$  на упоминавшемся выше исходном материале показало, что систематические расхождения между ними отсутствуют (кроме слоя 10...100 м, где измеренные значения по указанной выше причине занижены, и крайних значений, на которых сказывается влияние ограниченности выборки). Это свидетельствует о том, что влияние основных факторов на величину  $|\Delta V|$  учтено достаточно корректно. Следует также отметить, что в пределах выделенных по  $V_g$  групп для измеренных  $|\Delta V|$  значения средних квадратических отклонений  $\sigma_{\Delta V}$  значительно больше, чем для рассчитанных. Это обстоятельство может быть объяснено тем, что при графическом определении  $V_g$  по профилю реального ветра для каждого отдельного срока наблюдений обеспечивается существенно большая точность определения  $V_g$  по сравнению с результатами измерений на отдельных уровнях.

Проверка методики расчета  $|\Delta V|$  по экспедиционным данным (для нейтральных условий эти данные являются независимым ма-

териалом) осуществлялось с целью:

а) оценить возможность использования количественных связей, полученных по данным наблюдений в лесостепной зоне ЕТС,

в других ландшафтных зонах СССР;

б) оценить влияние нестационарности, обусловленной суточным ходом коротковолновой радиации, на величину  $|\Delta V|$ . Это оказалось возможным, поскольку состояния, близкие к нейтральным, в периоды экспедиционных работ наблюдались только в утренние и вечерние часы.

По результатам этих сравнений можно сделать следующие

выводы:

а) систематические расхождения между наблюденными и рассчитанными значениями отсутствуют, что позволяет рекомендовать полученные для лесостепной зоны ETC номограммы, использовать

для других равнинных физико-географических условий;

б) отсутствуют систематические погрешности в значениях  $|\Delta V|$  в утренние и вечерние часы. Это говорит о малом влиянии нестационарности на динамические характеристики пограничного слоя. Таким образом, изменение динамических характеристик обусловлено в основном, изменением характера стратификации, что достаточно надежно учитывается в предложенных способах расчета  $|\Delta V|$ .

Выполненные оценки показали принципиальную возможность расчета вертикальных сдвигов ветра по синоптической информации. Предложенные способы расчета позволяют прогнозировать вертикальные сдвиги ветра, если имеется прогноз барического и

температурного поля. Хотя предложенные способы расчета  $|\Delta V|$ . строго говоря справедливы для стационарных и горизонтальнооднородных условий. по предварительным оценкам они могут быть использованы и при нестационарных условиях (за исключением периодов, характеризующихся прохождением фронтов). Это позволяет использовать предложенную выше методику расчета  $|\Delta V|$  в оперативной практике. Доработка расчетных методов определения  $|\Delta V|$  (с целью учета дополнительных эффектов) может осуществляться одновременно с их внедрением.

В заключение сформулируем условия, при которых описанная

выше методика расчета  $|\Delta V|$  не применима:

а) при наличии существенных орографических эффектов:

б) при существенной нестационарности процессов большого масштаба, наличии значительных горизонтальных градиентов температуры в пределах пограничного слоя, особенно при прохождении фронтов:

в) при прохождении через аэропорт зон интенсивности конвек-

тивной деятельности («фронта порывистости»).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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

2. Васильев А. А., Глазунов В. Г. Сдвиги ветра в нижнем слое атмосферы, влияющие на взлет и посадку воздушных судов.— М.: изд. Гидрометцентра, 1978.— 34 с.

3. Материалы наблюдений Днепровской экспедиции. — Труды ГГО.

1963, вып. 144/40, с. 222—267.

4. Материалы наблюдений Махталинской экспедиции. — Труды ΓΓΟ.

1961, вып. 107, с. 180—199.

5. Материалы наблюдений Уральской экспедиции. — Труды ιΓΓΟ. 1973, вып. 296, с. 91—140.

6. Материалы наблюдений Херсонской экспедиции. — Труды ΓΓΟ. 1964, вып. 150, с. 165—179.

7. Материалы наблюдений Цимлянской экспедиции. — Труды .ΓГО. 1970, вып. 257, с. 131—185.

8. Материалы наблюдений Цимлянской экспедиции 1976 г.— Л.: изд. ГГО, 1979.— 87 с.

9. Материалы наблюдений экспедиции КЭНЭКС-70. Вып. 276, с. 215—278.

10. Материалы экспедиции в Голодную степь. Труды института математики и механики, 1957, вып. 19.— 134 с.

11. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. О расчете вертикальных сдвигов ветра в нижней части пограничного слоя атмосферы по наземной информации. — См. настоящий сб., с. 91—96.

12. Орленко Л. Р. Строение планетарного пограничного слоя атмо-

сферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1979. — 270 с.

13. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. Вертикальные сдвиги ветра в пограничном слое атмосферы по экспериментальным данным.— Метеорология и гидрология, 1974, № 10, с. 32—40.

14. Петренко Н. В. Решение четвертой сессии Комиссии авиационной метеорологии Всемирной метеорологической организации. — Метеорология и гид-

рология, 1968, № 6, с. 106—109.

# О РАСЧЕТЕ ВЕРТИКАЛЬНЫХ СДВИГОВ ВЕТРА В НИЖНЕЙ ЧАСТИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ ПО НАЗЕМНОЙ ИНФОРМАЦИИ

В работе [2] изложена методика расчета вертикальных сдвигов ветра  $|\Delta V|$  в слоях различной толщины при известных значениях скорости геострофического ветра  $V_g$  и параметра стратификации, представленного либо в виде выражения (1), либо (2):

$$\mu_{0-H} = \frac{g}{\overline{T}} \frac{T_0 - T_H - \gamma_H H}{V_g l}; \tag{1}$$

$$\mu_{2-H} = \frac{g}{\overline{T}} \frac{T_2 - T_H - \gamma_H H}{V_{gl}}.$$
 (2)

Здесь g — ускорение свободного падения;  $\overline{T}$  — средняя температура слоя;  $T_{10}$ ,  $T_2$  и  $T_H$  — температура воздуха на уровнях  $z=z_0$ , z=2 м и на верхней границе пограничного слоя (z=H) соответственно;  $\gamma_H$  — вертикальный градиент температуры в свободной атмосфере (для z>H); l — параметр Кориолиса;  $V_g$  — скорость геострофического ветра.

В этой же работе показано, что для определения параметра температурной стратификации достаточно иметь сведения о пере-

паде температуры на уровне  $z=2\,\mathrm{m}$  и на уровне 850 гПа.

Изложенные в [2] способы определения  $|\Delta V|$  по синоптической информации могут быть использованы как в задачах прогноза, так и в оперативной практике. При обеспечении взлета и посадки самолета кроме синоптической информации может дополнительно использоваться наземная метеорологическая информация. Прежде всего это относится к значениям скорости и направления ветра на стандартном уровне измерений (8... 10 м). В этом случае задача определения вертикальных сдвигов ветра сводится к интерполяции профиля ветра при известных его значениях на трех уровнях: на верхней границе пограничного слоя (где  $V = V_g$ ), на z = 10 м и  $z = z_0$  (где скорость ветра обращается в ноль). Можно ожидать,

что при этом повысится точность расчета изменения ветра в нижней части пограничного слоя атмосферы по сравнению с предложенными в [2] способами расчета, когда имеется лишь синоптическая информация.

В [2] анализировалась зависимость  $|\Delta V|$  от скорости геострофического ветра, а для учета стратификации рассматривалась

функция

$$F_{\Delta V} = \frac{|\Delta V|}{|\Delta V|_0}, \tag{3}$$

где  $|\Delta V|_0$  — вертикальные сдвиги ветра при нейтральной страти-

фикации (при соответствующих значениях  $V_{\sigma}$ ).

При наличии сведений о скорости ветра на z=10 м ( $V_{10}$ ) можно изменить и исходные предпосылки при разработке способа расчета  $|\Delta \mathbf{V}|$ . Один из возможных подходов к определению  $|\Delta \mathbf{V}|$  при известных значениях  $V_g$ ,  $V_{10}$  и  $\mu_{0-H}$  подробно обсуждаются в работе [1], где также дана номограмма для определения  $|\Delta \mathbf{V}|$  для теплого периода. По этой номограмме сдвиги ветра определялись для различных слоев в пределах нижнего 400-метрового слоя по отношению к уровню z=10 м. В отличие от [2], в этой работе сдвиги ветра нормировались на скорость ветра при z=10 м. Уточ-

ненная зависимость  $|\Delta \mathbf{V}| = |\Delta \mathbf{V}|/V_{10}$  от  $V_g$  представлена на рис. 1. Для учета влияния стратификации по материалам наблюдений анализировалась функция

$$\widetilde{F}_{\Delta V} = |\widetilde{\Delta V}| |\widetilde{\Delta V}|_{0}, \tag{4}$$

где  $|\widetilde{\Delta V}|_0$ — соответствующая величина при нейтральной стратификации ( $\mu_{0-H}=0$ ). Функция  $F_{\Delta V}$  по физическому смыслу отлична от функции  $F_{\Delta V}$ , введенной в [2], и поэтому  $F_{\Delta V} \neq \widetilde{F}_{\Delta V}$ . Таким образом, в этом случае задача сводится к определению функции  $F_{\Delta V}$  по экспериментальным данным. Принципиальных трудностей при этом не возникает. Функция  $F_{\Delta V}(z,V_g,\mu_{0-H})$  также анализировалась по материалам наблюдений для двух типов подстилающей поверхности (травяной покров и снежная поверхность). Полученные связи и использовались для построения соответствующих номограмм.

Вопрос о том, каким методом предпочтительнее пользоваться для определения  $|\Delta V|$ , требует дополнительного изучения, поскольку предварительные оценки (с использованием исходного материала) не выявили существенных преимуществ этого способа определения  $|\Delta V|$  по сравнению с [2] (когда имеется только си-

ноптическая информация).

Наибольший интерес представляет ситуация с отсутствием синоптической информации. Речь в таком случае идет о восстановлении вертикального профиля ветра только по наземной информации. При отсутствии синоптической информации для определения  $|\Delta V|$  могут быть использованы лишь сведения о ветре, получаемые

с помощью аэродромных метеосистем. Поэтому следующим этапом разработок является получение связей между  $V_g$  и  $\mu_{0-H}$ , с одной стороны, и измеряемыми на АМСГ метеорологическими параметрами, с другой. Такие связи позволяют использовать для определения вертикальных сдвигов ветра способы расчета  $|\Delta V|$  по си-

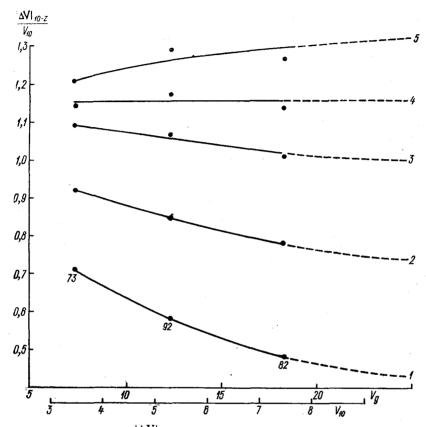


Рис. 1. Зависимость  $\frac{|\Delta {f V}|_{10-z}}{V_{10}}$  от скорости геострофического ветра для различных слоев при  $z_0\!pprox\!2$  см,  $\mu_{0-H}\!pprox\!0$ .

I — слой 10...100 м, 2 — 10...200 м, 3 — 10...300 м, 4 — 10...400 м, 5 — 10...500 м. Цифры у точек означают число случаев (одинаковое для всех кривых), используемых при осреднении.

ноптической информации, описанные в [2]. Из-за отсутствия нужной информации об определяющих параметрах способ расчета  $|\Delta V|$  по наземной информации будет, естественно, менее надежным.

Прежде всего рассмотрим возможный подход к определению  $|\Delta V|$  по наземной информации о ветре при известной температурной стратификации. Будем исходить из того, что имеются стандартные метеорологические наблюдения, т. е. скорость и направление

ветра на z=10 м. В этом случае задача сводится к нахождению связи  $V_{10}/V_g$  с определяющими параметрами. Известно, что с ростом скорости геострофического ветра, увеличением шероховатости подстилающей поверхности и ростом устойчивости  $V_{10}/V_g$  в приземном слое уменьшается. Кроме указанных выше факторов соотношение  $V_{10}/V_g$  зависит также от характера изменения геострофического ветра с высотой и со временем. Однако основными параметрами являются  $V_g$ ,  $z_0$  и  $\mu_{0-H}$ . Зависимость  $V_{10}/V_g$  от  $V_g$  и  $\mu_{0-H}$  для разных типов подстилающей поверхности обсуждается в [1]. Там же дана номограмма для определения  $V_g$  при известных  $V_{10}$  и  $\mu_{0-H}$ . При использовании этой номограммы описанная в [2] методика расчета  $|\Delta V|$  может быть использована и при отсутствии синоптической информации, если при этом воспользоваться связью параметра  $\mu_{0-H}$  с упрощенными параметрами стратификации, определяемыми по наземной информации.

В случае нейтральной стратификации связь  $V_{10}$  с  $V_g$  для разных типов подстилающей поверхности является однозначной. Это означает, что в этом случае при отсутствии синоптической информации для определения  $|\Delta V|$  достаточно иметь лишь данные наблюдения за скоростью ветра на стандартном уровне измерений. Это иллюстрирует рис. 1, на котором по оси абсцисс даны две шкалы:  $V_g$  и  $V_{10}$ .

При использовании зависимости  $V_{10}$  от  $V_g$ ,  $z_0$  и  $\mu_{0-H}$ , позволяющей по измеренным  $V_{10}$  восстановить скорость геострофического ветра, задача определения вертикальных сдвигов по наземной информации сводится к заданию  $\mu_{0-H}$ . Для этой цели могут быть использованы упрощенные параметры стратификации. Связь используемых в настоящее время критериев устойчивости подробно обсуждается в [1]. Здесь мы рассмотрим только те параметры, которые представляют интерес в связи с задачей определения вертикальных сдвигов.

При отсутствии синоптической информации и данных радиозондирования для характеристики состояния пограничного слоя атмосферы могут быть использованы параметры, применяемые для этой цели в приземном слое.

При отсутствии задерживающих слоев связь между параметрами стратификации, используемыми в приземном слое, с параметром  $\mu_{0-H}$  довольно тесная [1], и поэтому при отсутствии синоптических карт в районе аэродромов должны производиться измерения, позволяющие определить характер стратификации в приземном слое. В связи с этим минимальный объем наблюдений на АМСГ должен включать измерения скорости ветра на одном уровне и разность температур на двух высотах. Эти данные позволят использовать в качестве критерия устойчивости наиболее распространенный параметр — число Ричардсона Ri. Для более надежного определения этого параметра стратификации целесообразно иметь наблюдения не только за градиентом температуры, но и за градиентом скорости ветра.

Связь числа Ri с параметром  $\mu_{0-H}$  анализировалась по материалам наблюдений на ст. Колтуши (Воейково) и по экспедиционным данным, используемых в [2]. Поскольку Ri в отличие от параметра  $\mu_{0-H}$  является локальной характеристикой, анализ зависимости Ri от  $\mu_{0-H}$  производился с учетом  $V_g$ . Из приведенных в [1] данных видно, что связь Ri с  $\mu_{0-H}$  с достаточной точностью можно считать однозначной. Однако это справедливо лишь при стационарных условиях. Связь Ri с  $\mu_{0-H}$  при хорошо выраженном

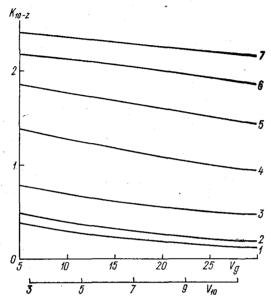


Рис. 2. Зависимость  $K_{10-z} = \frac{|\Delta \mathbf{V}|_{10-z}}{|\Delta \mathbf{V}|_{0,5-10}}$  от скорости геострофического ветра при  $z_0 \approx 2$  см,  $\mu_{0-H} = 0$ .

I — слой 70. . . 100 м, 2 — 40. . . 70 м, 3 — 10. . . 40 м, 4 — 10. . . 100 м, 6 — 10. . . 200 м, 6 — 10. . . 300 м, 7 — 10. . . 400 м.

суточном ходе температуры не является однозначной [1]. Это говорит о необходимости учета влияния нестационарности при практическом использовании связи  $Ri\ c\ \mu_{0-H}$ .

Таким образом, процедура расчета вертикальных сдвигов ветра при ограниченной информации включает:

- а) определение числа  $Ri~(z=1~{\rm M})$  по данным градиентных наблюдений;
- б) определение  $\mu_{0-H}$  по найденному значению Ri и скорости геострофического ветра по  $\mu_{0-H}$  и  $V_{10}$ ;

в) расчет  $|\Delta V|$  по одному из рассмотренных выше способов

(по восстановленным значениям  $V_g$  и  $\mu_{0-H}$ ).

Бо́льшую точность при определении  $|\Delta V|$  можно получить, если измерения скорости ветра в приземном слое проводятся на

двух или нескольких уровнях. При этом может быть использована система коэффициентов перехода от сдвигов ветра в слое измерений к сдвигам ветра в вышележащих слоях:

$$K_{z_1-z} = \frac{|\Delta V|_{z_1-z}}{|\Delta V|_{z_2-z_1}},$$
 (5)

где  $z_1$  и  $z_2$  — уровни измерений в приземном слое (толщиной около 50 м).

Оказалось, что и в этом случае необходимо учитывать влияние  $V_g$  и  $\mu_{0\to H}$ . В качестве иллюстрации на рис. 2 приводится зависимость от  $V_g$  сдвигов ветра  $|\Delta \mathbf{V}|_{z_1=z}$  в слоях различной толщины, нормированных на сдвиги ветра в слое  $0,5\dots 10$  м. Преимуществом такого подхода является не только бо́льшая точность экстраполяции вертикального профиля, но и возможность использования для получения  $K_{z_1=z}$  теоретических моделей при разработке расчетных методов. Однако при этом существенно повышаются требования к точности измерения скорости и направления ветра.

Сравнительно слабая зависимость  $K_{10-z}$  от  $V_g$  или  $V_{10}$ , как видно из рис. 2, позволяет надеяться, что и при отсутствии синоптической информации можно будет получить с достаточной точностью значения  $|\Delta V|_{10-z}$ , если использовать для этой цели наблюдения за скоростью и направлением ветра на нескольких уровнях в пределах пограничного слоя. Дальнейшие разработки предусматривают учет влияния стратификации при таких расчетах.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Орленко Л. Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1979.— 270 с.

2. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. Методика расчета вертикальных сдвигов ветра в нижней части пограничного слоя атмосферы по синоптической информации.— См. настоящий сб., с. 80—90.

## ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ НАД СЛОЖНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ К ИЗУЧЕНИЮ БРИЗОВОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ

Бризы — это локальные ветры, возникающие в результате термической неоднородности подстилающей поверхности. Они оказывают существенное влияние на условия погоды прибрежных районов, вызывая днем над сушей понижение температуры, увеличение влажности воздуха и образование облачности. Данные о распределении воздушных течений при бризах чрезвычайно важны для расчета распространения примесей в атмосфере. Последняя задача представляет большой интерес в связи с тем, что на побережьях морей и крупных озер расположены большие промышленные центры. Кроме того, бризы заслуживают особого внимания в связи с развитием парусного спорта.

Математическая постановка и аналитическое решение задачи о бризе как существенно нелинейной и нестационарной задачи типа пограничного слоя принадлежит Кибелю [4]. Наиболее перспективным в настоящее время представляется применение в дан-

ной задаче приближенных численных методов.

Численному моделированию бризовой циркуляции посвящено немало работ, большая часть которых базируется на выделении квазистационарного слоя постоянных потоков в нижней части пограничного слоя и использовании в этой области полуэмпирических связей теории подобия. Из первых численных моделей бриза наиболее полной можно считать модель Эстока [9], которая была затем применена Морозом [12] к изучению бризов озера Мичиган, а впоследствии обобщена Макпирсоном [11] на трехмерный случай. Слабой стороной первых моделей бриза является использование продифференцированного по высоте уравнения неразрывности, что приводит к нарушению принципа сохранения массы. На это обстоятельство обратили внимание Нейманн и Марер [13], которые применили к расчету полей ветра и давления схему Чорина [8], обеспечивающую выполнение уравнения неразрывности. Их модель

содержит III уравнение движения в полном виде вместо гидростатического приближения. В более поздних работах по бризовой циркуляции, развивающих это направление [7, 10], обращается внимание на проблему больших горизонтальных масштабов и тща-

тельное моделирование турбулентного переноса.

Другой подход к моделированию бризов заключается в преобразовании уравнений движения в уравнение вихря [14, 15]. Исключая давление и вводя функцию тока, авторы решают уравнения переноса вихря и функции тока. Этот метод обеспечивает сохранение массы, но он связан с существенными упрощениями в постановке задачи и удобен лишь для двумерного случая.

Традиционным в постановке задачи бризовой циркуляции является априорное задание температуры поверхности суши как

функции времени и пространства.

В настоящей статье развивается метод математического моделирования пограничного слоя атмосферы над сложной поверхностью, предложенный в [1], применительно к проблеме мезомасштабных процессов, обусловленных термической неоднородностью подстилающей поверхности. Здесь предпринята попытка исследовать влияние структуры поверхности суши на развитие бризовой циркуляции. Отличительной особенностью данной постановки задачи является прежде всего наличие зоны препятствий в нижней части пограничного слоя — это растительный покров или строения над сушей и волновая поверхность моря. Область препятствий играет очень важную роль в механизме передачи тепла и количества движения, а именно, взаимодействие с элементами поверхности интенсифицирует обмен теплом и импульсом между подстилающей поверхностью и приземным слоем воздуха. При этом основные уравнения термогидродинамики несколько модифицируются, в них появляется ряд дополнительных членов, имеющих конкретный физический смысл [1].

Кроме того, в задачу введен непосредственный расчет температуры поверхности почвы. Предлагаемая модель является отправной точкой исследований течения над городским островом тепла—задачи, которая требует непосредственного расчета температуры подстилающей поверхности и учета взаимодействия с городскими застройками.

## Постановка задачи

Бризы — существенно нестационарное явление, теоретическое изучение их основано на решении системы уравнений гидротермодинамики для нестационарного, горизонтально-неоднородного пограничного слоя атмосферы с учетом изменения полей давления. Принимая во внимание характерный горизонтальный масштаб движения (порядка 100 км), в численных моделях бриза следует учитывать влияние силы Кориолиса и градиента давления синоптического масштаба.

Поместим начало координат на береговой линии. Ось x направим по нормали к ней, а ось y — вдоль берега. Предположим, что

берег прямой и бесконечно длинный, тогда процесс не будет зависеть от y, т. е. все поперечные производные обращаются в ноль. Очевидно, что наклон берега может оказать заметное влияние на структуру ветра при бризе, однако для упрощения задачи будем изучать процессы, развивающиеся над горизонтальной поверхностью.

Итак, будем исходить из следующей системы уравнений:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + fv + 
+ \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial u}{\partial z} - \begin{cases} c_d s \sqrt{u^2 + v^2} u, & z \leq h, \\ 0, & z > h; \end{cases}$$
(1)

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial y} - fu + \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial v}{\partial x} + + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial v}{\partial z} - \begin{cases} c_d s \sqrt{u^2 + v^2} v, & z \leq h, \\ 0, & z > h; \end{cases}$$
(2)

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial w}{\partial z};$$
(3)

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0; \tag{4}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial \theta}{\partial z} + + \begin{cases} sD'(T_w - \theta), & z \leq h, \\ 0, & z > h; \end{cases}$$
(5)

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial x} + w \frac{\partial q}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial q}{\partial z} + \left\{ sD'(q_w - q), \quad z \leq h, \\ 0, \quad z > h. \right\}$$
(6)

Здесь приняты следующие обозначения: t — время; z — вертикальная координата; u, v, w — составляющие средней скорости ветра по осям x, y и z соответственно; f — параметр Кориолиса; p — давление;  $\rho$  — плотность воздуха; g — ускорение свободного падения;  $k_x$ ,  $k_z$  — коэффициенты турбулентного обмена по горизонтали и вертикали соответственно;  $\theta$ , q — потенциальная температура и удельная влажность воздуха соответственно;  $T_w$ ,  $q_w$  — температура и удельная влажность элементов щероховатости; D' — коэффициент конвективного обмена между единичной поверхностью препятствий и атмосферой; h — средняя высота препятствий;  $c_d$  — коэффициент аэродинамического сопротивления; s — площадь выступающих элементов поверхности в единице объема.

Члены с градиентами давления с волной описывают внешний поток:

$$u_g = -\frac{1}{f\tilde{\rho}} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial y}, \quad v_g = \frac{1}{f\tilde{\rho}} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial x},$$

где  $u_g$ ,  $v_g$  — составляющие геострофического ветра на верхней границе пограничного слоя.

Для определения температуры земной поверхности используется уравнение теплового баланса поверхности совместно с уравнением теплопроводности почвы:

$$(1 - A_0) F_{\odot}(0) + E^{\dagger}(0) - E^{\dagger}(0) = P_{T0} + LE_0 + \Pi; \tag{7}$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\lambda}{c_s \rho_s} \frac{\partial^2 T_s}{\partial \xi^2} . \tag{8}$$

Температура элементов препятствий определяется из дифференциального уравнения теплового баланса, записанного для подслоя шероховатости

$$\frac{dF_{\odot}}{dz} + \frac{dE^{\dagger}}{dz} - \frac{dE^{\dagger}}{dz} = c_{\rho} \rho s D' (T_w - T) + L \rho s D' (q_w - q). \tag{9}$$

В последних соотношениях  $A_0$  — альбедо подстилающей поверхности;  $F_{\odot}$  — поток суммарной солнечной радиации;  $E^{\dagger}$ ,  $E^{\dagger}$  — потоки длинноволновой радиации;

$$P_T = -c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad E = -\rho k \frac{\partial q}{\partial z}$$

— вертикальные турбулентные потоки тепла и влаги соответственно;  $\Pi = -\lambda \frac{\partial T_s}{\partial \xi}$  — поток тепла в почву;  $\lambda$  — коэффициент теп-

лопроводности почвы;  $c_p$ ,  $\rho$  — удельная теплоемкость и плотность воздуха соответственно;  $c_s$ ,  $\rho_s$  — то же для почвы;  $\xi$  — вертикальная координата, продолженная в глубь почвы. Удельная влажность на поверхности определяется по формуле Магнуса при заданной относительной влажности воздуха  $(r_0)$  в приповерхностном слое. Дополнительные соотношения, которые привлекаются в модели для описания радиационного режима, даны в работе [1].

Приведенная система не учитывает удельной теплоты конденсации. Существующие оценки показывают, что теплота конденсации

не играет решающей роли в механизме бриза.

Наиболее сложным вопросом при постановке задачи о бризах является параметризация коэффициентов турбулентного обмена. Строго говоря, необходимо учитывать их горизонтальную неизотропность, изменение с высотой и со временем. Однако, поскольку сведений об изменении профилей  $k_z$  и  $k_x$  при бризах крайне мало, здесь используется упрощенный подход, а именно  $k_x = \text{const}$ , а  $k_z(z)$  не зависит от x и постоянен во времени:

$$k_z(z) = A \frac{\pi z}{1 + \alpha z},$$

где A — заданная величина, имеющая размерность скорости. Следует отметить, что среди различных моделей бриза модели с априорно заданным коэффициентом турбулентности пока имеют наибольщее распространение.

Прежде чем перейти к описанию граничных условий и численной схемы, обсудим некоторые аспекты проблемы расчета вертикальных токов. В задачах теории пограничного слоя, связанных с трансформацией воздушной массы, вертикальная скорость обычно определяется из уравнения неразрывности. При этом w может не обращаться в ноль на верхней границе пограничного слоя. Однако в силу предположения  $(u, v, \theta, q) = \text{const}$  при z = H необходимо, чтобы w стремилось к нулю на этом уровне, что, не являясь граничным условием, должно вытекать из решения системы в целом.

Добиваясь выполнения условия  $w \to 0$  при  $z \to \infty$  авторы работ [9, 11, 12] использовали продифференцированное по высоте уравнение неразрывности, требующее постановки краевых условий на верхней и нижней границах расчетной области. Однако, как уже было отмечено, использование этого уравнения ведет к нарушению принципа сохранения массы, т. е. к невыполнению соотношения

$$\int_{0}^{H} u \, dz = 0 \tag{10}$$

(последнее соотношение получено после интегрирования уравнения неразрывности по высоте от 0 до H при условиях w=0 при z=0 и z=H и отсутствии внешнего ветра). Из сказанного ясно, что решение поставленной задачи должно обеспечить одновременно выполнение двух условий:  $w\to 0$  при  $z\to \infty$  и сохранение массы (10).

Выше уже говорилось о том, что в современных моделях бризов используется полное уравнение для z — компоненты скорости. Однако при непосредственном расчете вертикальной скорости из этого уравнения возникает еще одна существенная трудность. А именно, вследствие больших различий в порядках величин членов III уравнения движения w определяется как малая разность больших величин, что приводит к потере точности расчетов. Чтобы избежать этого, авторы работы [13] предложили рассматривать давление в виде суммы двух слагаемых — гидростатического и динамического:  $p = p_h + p_d$ .

В соответствии с этим была выдвинута гипотеза о том, что изменение поля гидростатического давления определяется полем температуры, а динамического — полем ветра. Учитывая также, что в  $\Pi$ І уравнении движения члены  $\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_h}{\partial z}$  и g по порядку величины

примерно в 100 раз превышают все остальные, представляется целесообразным выделить эти члены в отдельное уравнение, т. е. из III уравнения движения выделяется уравнение гидростатики

$$\frac{\partial p_h}{\partial z} \doteq -\rho g. \tag{11}$$

Оставшиеся члены образуют отдельное уравнение

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho_d}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial w}{\partial x}.$$
 (12)

Метод расчета полей ветра совместно с полем давления предложен Чориным [8]. Описание его будет дано ниже.

### Граничные условия

Система (1)... (12) решается при следующих краевых условиях: z=0: u=v=w=0,  $\frac{\partial p_d}{\partial z}=0$ ;  $r_0=\mathrm{const};$  z=H:  $u=u_g; \quad v=v_g; \quad w=0; \quad p_d=0; \quad T=\mathrm{const};$   $q=\mathrm{const}; \quad p_h=\mathrm{const};$   $x=\pm L$ :  $\frac{\partial}{\partial x}(u,v,w,T,q)=0; \quad p_d=0.$  (13)

Здесь L — полуширина области счета. Поскольку возмущения динамического давления обусловлены возмущениями поля ветра, условие  $p_d=0$  на боковых и верхней границах расчетной области, где возмущения ветра затухают, вполне обосновано. Хуже обстоит дело с граничным условием при z=0. Здесь принято предположение, что нормальный градиент динамического давления исчезает. Уровень наших знаний пока не позволяет выбрать более подходящее допущение.

В модели температура водной поверхности  $T_2(0)$  задается постоянной. Предполагается, что над поверхностью воды на достаточно большом удалении от берега атмосфера нейтральна — последнее условие определяет температуру на верхней границе пограничного слоя  $T(H) = T_2(0) - \gamma_a H$ . Температура поверхности суши рассчитывается из уравнения баланса тепла по данным о приходящей солнечной радиации. Нижним граничным условием для температуры служит условие постоянства ее на глубине затухания суточной температурой волны  $\xi_1 = 1$  м.

На боковых границах расчетной области все производные по х

обращаются в ноль (горизонтальная однородность).

Размеры расчетной области составили 1,6 км по вертикали и 160 км по горизонтали. Неравномерная сетка состоит из 49 точек по вертикали и 30 по горизонтали. Такое большое число вертикальных узлов обусловлено необходимостью высокого разрешения в области препятствий. Разрешение по оси х является, безусловно, недостаточным для детального описания движения в прибрежной зоне. Вообще следует отметить, что одна из трудностей, возникающих при численном моделировании бризовой циркуляции, состоит в том, что вследствие ограниченности машинного времени и памяти приходится прибегать к ограничению области по горизонтали, что приводит к определенному влиянию боковых границ на решение. Тем не менее численные эксперименты показали пригодность выбранной сетки для оценки эволюции бриза.

Временной шаг в течение первого расчетного часа возрастает от 1 с до 15 мин, оставаясь далее постоянным. Используются конечно-разностные аппроксимации второго порядка точности по пространству [2] и разности «вперед» по времени. Адвективные члены описываются односторонними разностями «вперед» или «назад» в зависимости от направления ветра [5]. На каждый час интегрирования (кроме 1-го часа) требуется 1,5 мин машинного времени на БЭСМ-6. Начальное время интегрирования задается произвольно.

## Метод решения

Метод численного расчета полей ветра и давления, предложенный Чориным [8], основан на расшеплении временного шага и введении искусственной сжимаемости. Описание метода применительно к расчету бризов содержится в работе [13]; в исследованиях отечественных авторов он используется при расчете конвективных движений [3]. В предлагаемой модели схема расчета заимствована из работы [13], она лишь несколько видоизменена с учетом используемых конечно-разностных аппроксимаций. Идея метода такова. На первом полушаге по времени определяются поля «вспомогательных» скоростей и\*, w\* из Ги ПІ уравнений движения без учета членов с динамическим давлением, т. е. решается численно система уравнений

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial x} - \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial p_h}{\partial x} + fv + 
+ \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial u}{\partial z} - \begin{cases} c_d s \sqrt{u^2 + v^2} u, & z \leq h, \\ 0, & z > h; \\ \frac{\partial w}{\partial t} = -u \frac{\partial w}{\partial x} - w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial w}{\partial z}; 
\frac{\partial p_h}{\partial z} = -\rho g.$$

(В эту подсистему входит также уравнение (2), поскольку численное решение его связано с уравнением (1) матричной прогонкой.) Полученные из решения поля скоростей  $u^*$  и  $w^*$  не удовлетворяют уравнению неразрывности. Поэтому следующим этапом вычислений является коррекция их по динамическому давлению. А именно, на втором полушаге по времени решаются уравнения

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_d}{\partial x},\tag{14}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_d}{\partial z} \tag{15}$$

вместе с уравнением неразрывности (4). Последовательность вычислений на этом этапе такова. Представим уравнение неразрывности в конечно-разностном виде

$$\frac{u_{ij} - u_{i-1j}}{x_i - x_{i-1}} + \frac{w_{ij+1} - w_{ij-1}}{z_{j+1} - z_{j-1}},\tag{16}$$

где i, j — номера узлов сетки по осям x и z соответственно. Теперь, предполагая для упрощения  $\rho_{ij} = \rho_{i-1j} = \rho_{ij+1} = \rho_{ij-1} = \rho_m$ , составляем конечно-разностный аналог соотношений (14), (15) для всех компонент скорости, входящих в уравнение (16):

$$\begin{split} u_{ij} &= u_{ij}^* - \frac{\Delta t/2}{\rho_m} \frac{p_{di+1j} - p_{dij}}{x_{i+1} - x_i}, \\ u_{i-1j} &= u_{i-1j}^* - \frac{\Delta t/2}{\rho_m} \frac{p_{dij} - p_{di-1j}}{x_i - x_{i-1}}, \\ w_{ij+1} &= w_{ij+1}^* - \frac{\Delta t/2}{\rho_m} \frac{p_{dij+2} - p_{dij}}{z_{j+2} - z_j}, \\ w_{ij-1} &= w_{ij-1}^* - \frac{\Delta t/2}{\rho_m} \frac{p_{dij} - p_{dij-2}}{z_j - z_{j-2}}. \end{split}$$

Подставляя последние соотношения в (16) и производя перегруппировку членов, получим уравнение вида

$$D\mathbf{V} = D\mathbf{V}^* + \frac{\Delta t/2}{\rho_m} L(p_d), \tag{17}$$

где D — конечно-разностное выражение оператора дивергенции. Символом  $L\left(p_{d}\right)$  условно обозначены все члены с давлением.

Далее вводим в уравнение неразрывности искусственную сжимаемость

$$\frac{1}{gv^2} \frac{dp_d}{d\tau} = -D\mathbf{V} \tag{18}$$

 $(\tau-$  параметр, имеющий смысл искусственного времени, v- скорость звука) и тем самым сводим задачу к последовательным приближениям. Опуская промежуточные выкладки, выпишем итерационное уравнение для расчета  $p_{dij}$ ; в окончательном виде

$$p_{dij}^{N+1} = (1 + A_1 + A_2 + A_3 + A_4)^{-1} \left[ p_{dij}^{N} (1 - A_1 - A_2 - A_3 - A_4) + 2(A_1 p_{di+1j}^{N} + A_2 p_{di-1j}^{N+1} + A_3 p_{dij+2}^{N} + A_4 p_{dij-2}^{N+1}) - \Delta \tau \left( \frac{u_{ij}^* - u_{i-1j}^*}{x_i - x_{i-1}} + \frac{w_{ij+1}^* - w_{ij-1}^*}{z_{j+1} - z_{j-1}} \right) \right],$$
(19)

где

$$A_{1} = \frac{\Delta \tau \Delta t}{4\rho_{m}} \frac{1}{(x_{i+1} - x_{i})(x_{i} - x_{i-1})}; \quad A_{2} = \frac{\Delta \tau \Delta t}{4\rho_{m}} \frac{1}{(x_{i} - x_{i-1})^{2}};$$

$$A_{3} = \frac{\Delta \tau \Delta t}{4\rho_{m}} \frac{1}{(z_{j+2} - z_{j})(z_{j+1} - z_{j-1})};$$

$$A_{4} = \frac{\Delta \tau \Delta t}{4\rho_{m}} \frac{1}{(z_{j} - z_{j-2})(z_{j+1} - z_{j-1})};$$

N+1, N — порядковые номера итераций.

С помощью итераций дивергенция скорости может быть сделана сколь угодно малой величиной, т. е. схема обеспечивает сохранение массы. Описанный итерационный процесс сходится, а это

означает, что схема обладает вычислительной устойчивостью. Значение  $\Delta$  т оптимальное было принято равным 5 с. Оценка сходимости итерационного процесса осуществляется по условию

$$|p_{dij}^{N+1}-p_{dij}^{N}| \leqslant \varepsilon,$$

где ε — некоторая малая величина.

При этом исходя из построения итерационной схемы разностный аналог уравнения неразрывности будет удовлетворяться с точностью

$$0 (D\mathbf{v}) = 0 \left( \frac{\varepsilon}{\Delta \tau} \frac{1}{\rho v^2} \right).$$

Определив  $p_{dij}$  во всех узлах сетки, находим исправленные значения  $u_{ij}$ ,  $w_{ij}$  с помощью соотношений (14), (15). После расчета составляющих скорости ветра и давления определяются поля  $\theta$  и q с использованием методов прогонки и последовательных приближений.

Численные эксперименты проводились при следующих значениях параметров:  $f=1,26\cdot 10^{-4}~{\rm c}^{-1};~\varkappa=0,4;~\alpha=0,05;~k_x=100~{\rm m}^2/{\rm c};~A=0,35~{\rm m/c};~T_2(0)=T_s(1~{\rm m})=10~{\rm ^{\circ}C};~p_h(H)=850~{\rm г}\Pi {\rm a}.$  При этом расчетные значения температуры поверхности суши в 13 ч на достаточно большом удалении от берега составили 24,5° для равнины и 28,2° для города.

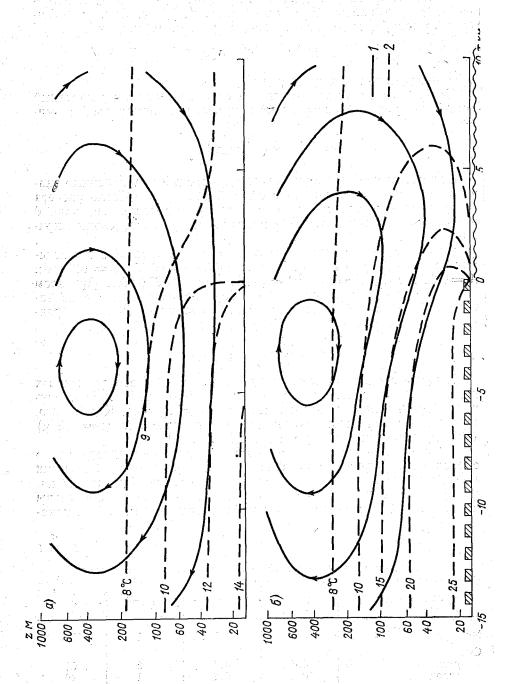
# Результаты расчетов

Бризы особенно отчетливо наблюдаются при слабых градиентах внешнего поля давления. Поэтому здесь будут рассмотрены случаи, когда внешний поток отсутствует ( $u_g = v_g = 0$ ). Кроме того, ограничимся анализом результатов расчета дневного (t = 13 ч) бриза (расчеты начинаются с момента t = 7 ч).

С целью исследования характера течения над поверхностью с различной структурой неровностей выполнены два численных эксперимента: 1) море—равнина, 2) море—город. Физические параметры поверхности, используемые в расчетах, приведены в табл. 1. Результаты расчетов представлены на рис. 1. Как пока-

Таблица 1 Характеристики поверхности, принятые в численных экспериментах

Поверхность	* h M	c <sub>d</sub>	s м <sup>−1</sup>	r <sub>0</sub> .%
Mope	0,3	0,125	1	100
Суша: равнина город	0,3 10	0,5	5 1	60 40



— море —равнина; 6 — море-город.

зывают расчеты, бриз достигает наибольшей силы вблизи береговой линии. По мере удаления от берега он постепенно ослабевает и прекращается на расстоянии нескольких километров над морем и нескольких десятков километров над сушей, причем над городом это расстояние удлиняется. Такое смещение, по-видимому, связано с тем, что в развитом бризе скорость горизонтального переноса в приповерхностном слое довольно велика, над сушей создается интенсивная адвекция холодного воздуха, вследствие чего горизонтальные градиенты температуры распространяются в глубь материка. Адвекция достигает наибольшей интенсивности над городом (эксперимент 2), так как перепады температур суша—море здесь наибольшие. На наш взгляд, подобная ситуация может иметь место в реальных условиях.

Согласно модельным экспериментам, увеличение коэффициента горизонтального турбулентного обмена приводит к расширению области, охваченной бризом,

над морем.

Расчеты показывают, что над сущей на расстоянии 10 км и более, где бриз начинает затухать, наблюдается мощный подъем теплого воздуха, захватывающий весь пограничный слой. Это вызывает падение температуры и дополнительное (помимо адвективного), увеличение относительной влажности воздуха. По модельным расчетам, относительная влажность здесь увеличивается на 15... 20 %. В реальных условиях морские бризы приводят к образованию конвективной облачности.

Из сравнения картины течения численных экспериментов 1 и 2 видно, что скорость ветра при бризах, развивающихся над городом, больше, чем над равниной, что связано с повышением примерно на 4°С температуры воздуха у поверхности (за счет теплообмена с нагретыми стенами зданий). Над городом (эксперимент 2) наблюдается интенсивный подъем линий тока; область максимальных ветров смещается с высоты 0,5... 15 м до 30... 150 м.

Из рисунка видно, что над основным потоком возникает противоток (антибриз), который устанавливается на высоте более 400 м. Скорости в нем намного слабее, чем в нижних слоях.

Результаты дополнительных расчетов с различным значением коэффициента вертикального турбулентного обмена позволили сделать вывод о том, что роль вертикальной турбулентности в формировании бриза очень велика. При уменьшении  $k_z$  ( $A=0.05\,$  м/с) бриз как бы «прижимается» к поверхности, скорость ветра значительно снижается.

В заключение следует отметить, что постановка залачи учитывает наиболее характерные для механизма бриза факторы, и следовательно, можно надеяться, что основные черты явления получены правильно. Наиболее слабой стороной молели использование априорно заданных коэффициентов туроулентной вязкости. Однако в настоящее время экспериментальных данных о коэффициентах турбулентности при мезопроцессах слишком мало для того, чтобы детально описать  $k_x$  и  $k_z$ .

В дальнейшем класс исследуемых с помощью данной модели

явлений может быть существенно расширен.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Быкова Л. П. Моделирование суточных изменений метеорологического режима в пограничном слое атмосферы над растительным покровом.-

Труды ГГО, 1979, вып. 423, с. 96—107. 2. Вазов В., Форсайт Дж. Разностные методы решения дифференциальных уравнений в частных производных.— М.: Издательство иностр. лит..

1963.— 488° c.

3. Вельтищев Н. Ф., Желнин А. А. Численная модель конвекции в потоке с вертикальным сдвигом. Труды ГМЦ, 1973, вып. 110, с. 39-47.

4. Кибель И. А. Метод решения задачи о локальных ветрах.— Доклады ЦИП, 1947, т. І, вып. 1, 2, с. 7—20.

5. Рихтмайер Р. Д. Разностные методы решения краевых задач.— М.:

Изд-во иностр. лит., 1960. — 262 с.

6. Шершков В. В., Хабенский Б. М. К теории бриза. — Труды

Гидрометцентра СССР, 1974, вып. 133, с. 63—72.
7. Patrinos A. A. N., Kistler A. L. A numerical study of the Chicago

lake breeze.—Boundary-Layer Met., 1977, vol. 12, N 1, p. 93—123.

8. Chorin A. J. Numerical solution of the Navier-Stokes equation.—Math. Comp., 1968, vol. 22, N 104, p. 745—762.

9. Estoque M. A. The sea breeze as a function of the prevailing synoptic situation.— J. Atmos. Sci., 1962, vol. 19, N 3, p. 244—250.

10. Maddukuri C. S., Slawson P. R., Danard M. B. The application of the planetary boundary layer to the Mantioke region on the north shore of lake Erie.—Boundary-Layer Met., 1978, vol. 15, N 2, p. 163—179.

11. McPherson R. D. A numerical study of the effect of a coastal irregu-

larity on the sea breeze.— J. Appl. Met., 1970, vol. 9, p. 767—777.

12. Moroz W. J. A lake breeze on the eastern shore of lake Michigan; observation and model.— J. Atmos. Sci., 1967, vol. 24, p. 337—355. 13. Neumann J., Mahrer Y. A theoretical study of the land and sea

breeze circulation.— J. Atmos. Sci., 1971, vol. 28, p. 532—542.

14. Pearson R. A. Properties of the sea breeze front as shown by a numerical model.— J. Atmos. Sci., 1973, vol. 30, N 6, p. 1050—1060.

15. Walsh J. E. Sea breeze theory and applications. J. Atmos. Sci., 1974, vol. 31, N 8, p. 2012—2026.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА ПЛАНЕТАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ ПРИ НЕУСТОЙЧИВОЙ СТРАТИФИКАЦИИ

Неустойчиво стратифицированный пограничный слой реализуется в естественных условиях очень часто. Описанию режима такого слоя посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ, однако потребности в разработке сравнительно простых и достаточно физически обоснованных моделей планетарного пограничного слоя далеко не исчерпаны. Существуют модели, построенные на решении уравнений Рейнольдса для пограничного слоя совместно с уравнением баланса энергии турбулентности, в которых учет тепло- и влагопереноса производится путем параметризации профилей турбулентных потоков тепла и влаги [1]. Большая часть моделей, однако, основана на решении полной системы уравнений, описывающей динамику течений и распределения температуры и влажности [2, 3, 15, 19]. Усложнение моделей пограничного слоя, состоявшее в привлечении более тонких условий замыкания системы уравнений для определения турбулентных характеристик, по-видимому, достигло максимума и в настоящий момент идет на спад. Наряду с моделями высших порядков замыкания [15, 22, 27] в последние годы значительное развитие получили интегральные [24... 26] модели, которые достаточно просто реализуются и дают интересные результаты [18, 24... 26]. Эти модели, по существу, являются развитием работы Лилли [21], написанной в 1968 г. и посвященной описанию эволюции инверсионного слоя, ограничивающего сверху хорошо перемешанный пограничный слой.

Точность вычисления основных характеристик (высоты пограничного слоя, мощности инверсии, турбулентных потоков у поверхности земли, среднего ветра и потенциальной температуры в ядре пограничного слоя) с помощью интегральных моделей составляет около 20 % [22, 28]. В последнее время аналогичные модели построены и для устойчиво стратифицированного пограничного слоя [29]. Помимо непосредственных результатов, касающихся вычисления характеристик пограничного слоя, интегральные модели

внесли существенный вклад в понимание физической сути процессов, происходящих вблизи верхней границы пограничного слоя. Дело в том, что для замыкания этих моделей требуется знание скорости вовлечения устойчиво стратифицированного воздуха сверху в турбулентный пограничный слой. Эффекты вовлечения обычно учитываются путем применения упрощенных вариантов уравнения баланса энергии турбулентности b, либо проинтегрированного по всему погранинчому слою [24, 25], либо параметризованного вблизи уровня z=h [26, 28] (h—высота пограничного слоя). Опыт параметризации отдельных членов уравнения баланса энергии турбулентности дает возможность более подробно описать явления, вызывающие адаптацию верхней границы пограничного слоя к изменениям энергии турбулентности вблизи этой границы.

Вместе с тем интегральные модели пограничного слоя позволяют вычислять только ограниченное число характеристик. В целом ряде случаев необходимо описывать структуру пограничного слоя более подробно. Для этого нужно иметь решение уравнений гидродинамики и тепло- и влагообмена, позволяющее вычислять скорости, температуру и турбулентные потоки на любом уровне в пределах пограничного слоя. При отыскании такого решения существенным является достаточно надежное определение h через приземные характеристики и параметры внешнего течения. В работах [19, 23] показано, что в нестационарных моделях удовлетворительные результаты дает как известная формула для нейтральной стратификации

$$h = mu_*/f, \tag{1}$$

так и формула Дирдорфа, связывающая dh/dt с приземными потоками тепла и количества движения (f—параметр Кориолиса,

 $u_*$  — динамическая скорость).

Для квазистационарной задачи в первом приближении естественно воспользоваться соотношениями, полученными методами теории подобия и проверявшимися экспериментально [5]. Настоящая работа представляет собой попытку использования некоторых положений, сформулированных при построении интегральных моделей конвективного пограничного слоя, в дифференциальной схеме. Полагая, что высота неустойчиво стратифицированного, хорошо перемешанного пограничного слоя совпадает с нижней границей инверсии, расположенной над слоем, мы должны будем в постановке задачи отразить особенности турбулентного течения в области, примыкающей к границе h. Прежде всего, эти особенности связаны с наличием вовлечения теплого воздуха через границу h. Насколько существенно влияние вовлечения в пограничном слое, можно судить, анализируя, например, экспериментальные профили турбулентного потока тепла, приведенные на рис. 1, взя-

том из работы [12]. Из рисунка видно, что переход  $\overline{w'\theta'}$  через нуль в условиях конвекции нередко происходит на высотах, близких к 0.5h. Это говорит о глубоком проникновении влияния вовлече-

ния внутрь слоя. Учет эффекта вовлечения и указанное выше определение h повлекут за собой изменение краевых условий для b и  $\theta$  на уровне z=h. Кроме того, в этой модели обычную задачу выбора оптимального способа замыкания системы уравнений через характеристики турбулентности нужно будет сочетать с выбором оптимальных условий для определения h.

Рассмотрим особенности модели более подробно. Изучается квазистационарный пограничный слой, формирующийся на земной поверхности под влиянием взаимодействия поверхностного трения, теплопередачи и кориолисовых ускорений. Распределение течений и турбулентных потоков количества движения и тепла в такой мо-

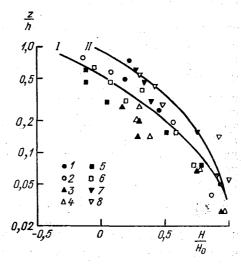


Рис. 1. Профили турбулентных потоков тепла в неустойчиво стратифицированном пограничном слое.

 $I,\ II$  — расчет по модели с использованием уравнений (17)... (23) соответственно для  $\mu=-150$  и  $\mu=-50$ ; I... 8 — по данным работы [12]: I)  $\mu=-30$ , 2)  $\mu=-42$ , 3)  $\mu=-96$ , 4)  $\mu=-95$ , 5)  $\mu=-370$ , 6)  $\mu\approx-320$ , 7)  $\mu=-115$ , 8)  $\mu=-90$ .

дели получается как результат решения следующей системы уравнений:

$$\frac{d}{dz}l\sqrt{b}\frac{du}{dz} + fv = 0,$$
 (2)

$$\frac{d}{dz} l \sqrt{b} \frac{dv}{dz} - f(u - G) = 0, \tag{3}$$

$$\frac{d}{dz} \alpha_{\theta} l \sqrt{b} \frac{d\theta}{dz} = \varphi(z), \tag{4}$$

$$\frac{d}{dz} \alpha_b l \sqrt{b} \frac{db}{dz} - \frac{cb^2}{k} + l \sqrt{b} \left[ \left( \frac{d\mathbf{u}}{dz} \right)^2 + \left( \frac{d\mathbf{u}}{dz} \right)^2 - \frac{g}{\bar{\theta}} \alpha_\theta \frac{d\theta}{dz} \right] = \theta.$$
(5)

При записи уравнений (2)... (5) использовано соотношение Буссинеска для турбулентных потоков и выражения Колмогорова, определяющие диссипацию энергии турбулентности  $\varepsilon$  и коэффициент обмена k через кинетическую энергию b и масштаб турбулентности l. Обозначения для составляющих средней скорости u, v, потенциальной температуры  $\theta$ , скорости геострофического ветра G

и других величин традиционны. В уравнении (4) наличие функции  $\varphi(z)$  отражает тот факт, что распределение потоков тепла в пограничном слое складывается не только под влиянием турбулентного перемешивания, но и под влиянием радиационных факторов и процессов вовлечения, проявляющихся в верхней части слоя. Известно, что в конвективном слое распределение потоков тепла близко к линейному [12, 15], для такого слоя можно записать  $\varphi(z)$  = const. Величина константы может быть определена из условия

$$\overline{\theta'w_h'} = -a\overline{w'\theta_0'},\tag{6}$$

где  $\overline{w'\theta'_0}$  — значение турбулентного потока тепла вблизи поверхно-

сти. Условие  $\overline{w'\theta'_h} = -a\overline{w'\theta'_0}$  представляет собой гипотезу вовлечения, впервые предложенную Боллом [10], и соответствует случаю максимально возможного вовлечения. Как показал Теннекес [26], условие  $\overline{w'\theta'_h}/w'\theta'_0 = \text{const}$  идентично предположению о компенсации стока энергии турбулентности, возникающего за счет сил плавучести, притоком энергии за счет диффузии в область турбулентного потока, примыкающую к границе слоя h. Коэффициент a в приведенном выше соотношении для потоков тепла определялся как экспериментально [25], так и на основе моделей второго порядка [15]. Обычно принимаемое значение a составляет  $0,1\dots0,2$ .

Теннекес и Земан [28] обобщили связь между потоками  $\overline{w'\theta'_h}$  и  $\overline{w'\theta'_0}$  при уточненной параметризации диссипативного члена в уравнении баланса энергии турбулентности и получили

$$-\frac{\overline{w'\theta_h'}}{\overline{w'\theta_0'}} = \frac{c_F - c_D^{\omega_B} h/w_*}{1 + c_T w_*^2 \bar{\theta}/gh \Delta\theta}, \qquad (6')$$

где 
$$\Delta \theta$$
 — мощность инверсии;  $w_*^3 = -\frac{gh}{\bar{\theta}} w' \theta_0';$   $\omega_{\rm B} = \left(\frac{q\gamma}{\bar{\theta}}\right)^{1/2}$  —

частота Брента—Вяйсяля эродированного подслоя d в слое инверсии;  $\gamma$  — градиент потенциальной температуры в инверсионном слое;  $c_F = 0.50$ ;  $c_D = 0.024$ ;  $c_T = 3.55$ .

Для замыкания системы уравнений (2)... (5) необходимо определить масштаб турбулентности *l*. В задачах пограничного слоя хорошо зарекомендовали себя интерполяционные формулы, аналогичные известной формуле Блекадара [23]:

$$l = \frac{xz}{1 + z/l_0} \,. \tag{7}$$

<sup>1</sup> Подслой, в который происходит проникновение конвективных струй.

Интерполяционная формула (7) дает значение l между двумя пределами: при  $z \to 0$   $l \to \varkappa z$  и при  $z \to \infty$   $l \to l_0$ . В разных работах ограничивающий l масштаб  $l_0$  задается по-разному. В случае нейтральной стратификации обычно используются два варианта зада-

ния  $l_0$ :  $l_0 \sim \frac{G}{f}$  и  $l_0 \sim \frac{u_*}{f}$ . Значения коэффициентов пропорцио-

нальности определяются на основе экспериментов. Дирдорф [15] показал, что в случае неустойчивой стратификации такая аппроксимация  $l_0$  не может считаться удовлетворительной. В работе [16] предлагается следующее выражение для масштаба:  $l_0 = h/N$ , где N = const. В этой же работе показано, что наиболее вероятное значение N заключено в интервале 5...10.

Мы использовали для масштаба l выражение, предложенное в [2] и успешно применявшееся ранее в ряде работ:

$$l = -\frac{xb/k}{\left(1 + \frac{z}{l_0}\right)\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{b}{k}\right)}.$$
 (8)

Были исследованы следующие случаи задания масштаба  $l_0$ :

$$l_0 = \frac{h}{N}, \qquad (9)$$

2) 
$$l_0 = \frac{0}{Nf}$$
. (10)

Граничные условия, необходимые для решения системы (2)... (5), формулируются таким образом:

при 
$$z = z_0$$
  $u = v = 0$ ,  $\theta = \theta_0$   $\frac{db}{dz} = 0$ ,  $l = xz_0$ ; (11)

при 
$$z = h$$
  $u = G$ ,  $v = 0$ , (12)

$$\theta = \theta_h' + \eta \gamma h = f_1(h), \tag{13}$$

$$b = \lambda \left(\sigma_w^2\right)_h = f_2(h). \tag{14}$$

Здесь  $\lambda = \text{const}; \ \eta = \text{const}; \ 0.5 < \eta \le 1.$ 

Выбор граничных условий на уровне z=h для b и  $\theta$  требует специального пояснения. Поскольку верхняя граница пограничного слоя величина неопределенная, то для того чтобы модель была адекватна наблюдаемым в природе характеристикам, надо четко определить, какой уровень в данной постановке считается совпадающим с границей h, и именно к этому уровню отнести краевые условия для искомых неизвестных задачи. При моделировании пограничного слоя адаптация h к режиму, определяемому краевыми условиями, учитывается разными способами, часто это делается довольно формально. Так, в работах [1, 7] за верхнюю границу пограничного слоя принимается уровень первого обращения в нуль кинетической энергии турбулентности b. В основу модели

[8] положено предположение о том, что при z=h все турбулентные характеристики и турбулентные потоки обращаются в нуль. В неустойчивом пограничном слое почти всегда можно определить нижнюю границу инверсии, расположенной над этим слоем; эта величина хорошо коррелирует с границей, определяемой по профилям диссипации энергии турбулентности  $\varepsilon$  [4, 6, 17]. Если полагать, что высота пограничного слоя — это уровень нижней границы инверсионного слоя при приближении к нему снизу, приходится считать, что условие  $b_h = 0$  для этого уровня вряд ли приемлемо. Вблизи нижней границы инверсии пульсации w' достаточно велики и приближенно могут быть определены из соотношения [26]

$$\sigma_w^2 = nu_*^2 + w_*^2, \tag{15}$$

где  $u_*^2$  и  $w_*^2$  — средние значения динамического и конвективного масштабов скорости в пограничном слое; n= const. Если считать, что  $b \sim \sigma_w^2$  при малых значениях  $\overline{u}'^2$  и  $\overline{v}'^2$  вблизи уровня h, то граничное условие (14) может быть представлено в таком виде:

$$b_h = \lambda \left( nu_*^2 + w_*^2 \right). \tag{16}$$

Из натурных экспериментов [5, 13] известно, что потенциальная температура в слое от верхней границы приземного подслоя  $h_s$  до уровня h в условиях конвекции изменяется мало. В работе [18] показано, что значения этой температуры однозначно связаны с высотой конвективного слоя. Для записи условия (13) мы использовали выражения, определяющие  $\theta_h$  как функцию высоты h, из работы [18].

Уравнения (2)... (5) преобразуются к безразмерному виду с помощью введения следующих нормировочных масштабов:

$$\Delta \theta_{M} = \theta_{0} - \theta'_{h}; \quad b_{M} = G^{2}; \quad u_{M} = v_{M} = G; \quad k_{M} = Gh; \quad z_{M} = l_{M} = h.$$

В качестве масштаба длин выбирается высота h, которая, как показано в целом ряде работ, служит масштабом подобия при описании режима течений в конвективном пограничном слое. Безразмерные уравнения и граничные условия имеют вид:

$$\frac{d}{dz_n} k_n \frac{du_n}{dz_n} + \frac{fh}{G} v_n = 0, \qquad (17)$$

$$\frac{d}{dz_n} k_n \frac{dv_n}{dz_n} - \frac{fh}{G} (u_n - 1) = 0, \tag{18}$$

$$\frac{d}{dz_n} \alpha_{\theta} k_n \frac{d\theta_n}{dz_n} = \varphi_n(z_n), \tag{19}$$

$$k_{n} \left[ \left( \frac{du_{n}}{dz_{n}} \right)^{2} + \left( \frac{dv_{n}}{dz_{n}} \right)^{2} - \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\alpha_{\theta} \Delta \theta_{M} h}{G^{2}} \frac{d\theta_{n}}{dz_{n}} \right] - \frac{cb_{n}^{2}}{k_{n}} + \alpha_{b} \frac{d}{dz_{n}} k_{n} \frac{db_{n}}{dz_{n}} = 0;$$

$$(20)$$

при 
$$z_n = z_{0n}$$
  $u_n = v_n = 0$ ,  $\frac{db_n}{dz_n} = 0$ ,  $\theta_n = 1$ ; (21)

при 
$$z_n = 1$$
, 0  $u_n = 1$ , 0,  $v_n = 0$ ,  $\theta_n = \frac{\theta_h - \theta_h'}{\Delta \theta_M}$ , 
$$b_n = \frac{\lambda \left(nu_*^2 + w_*^2\right)}{G_2}.$$
 (22)

В предлагаемой модели существенную роль играет способ задания высоты рассматриваемого слоя. Были испробованы несколько вариантов определения h. Прежде всего были использованы:

1. Формула, дающая зависимость h от приземного турбулентного потока тепла, полученная методами теории подобия [5] для неустойчивой стратификации:

$$h = m \left( \frac{gH_0}{\bar{\theta}\rho c_D f^3} \right)^{1/2}, \tag{23}$$

где  $m = \text{const}, H_0/\rho c_p = -\overline{w'\theta'_0}$ .

2. Формула Дирдорфа [15], определяющая скорость вовлечения dh/dt через турбулентные потоки тепла и количества движения:

$$\frac{dh}{dt} = w_{t} + \frac{1.8\overline{w'\theta_{0}'} \left[ 1 + 1.1 \frac{u_{*}^{3}}{w_{*}^{3}} \left( 1 - 3 \frac{fh}{u_{*}} \right) \right]}{h\gamma + \frac{9w_{*}^{2}}{\frac{g}{6}h} \left( 1 + 0.8 \frac{u_{*}^{2}}{w_{*}^{2}} \right)}.$$
 (24)

Здесь  $w_i$  — скорость крупномасштабного оседания; в наших экспериментах ею пренебрегали. При расчетах использовался квазистационарный вариант формулы (24).

Система уравнений (17)... (20) с условиями (21), (22) реша-

лась методом, изложенным в [3].

Приведем некоторые результаты численных экспериментов с моцелью. Обычно в качестве начального теста на правильность работы модели используется вычисление профилей основных метеорологических характеристик пограничного слоя. На рис. 2 приведены профили безразмерных компонент скорости ветра u, v и потенциальной температуры для условий сильной неустойчивости

$$\left(\mu = \frac{h}{L} > -100
ight)$$
 , вычисленных по уравнениям (17)... (20) с ис-

пользованием соотношения (23). На том же рисунке показаны профили  $\kappa u/u_*$ ,  $\kappa v/u_*$  и  $\kappa (\theta-\theta_0)/\theta_*$ , полученные экспериментально Кларком [13] и вычисленные по модели Хоффарта и Сада [19] для близких значений  $\mu$  и параметра  $h/z_0$ . Из рисунка видно, что

профили соответствуют обычным представлениям о характере распределения указанных величин в условиях сильной неустойчивости.

Монотонное убывание турбулентного потока тепла с высотой задано постановкой задачи. Однако уровень перехода  $\overline{w'\theta'}$  через нуль изменяется не только в зависимости от значения параметра a в формуле (6), но и в зависимости от параметра неустойчивости h/L данного слоя. При меньшей неустойчивости отрицательный по-

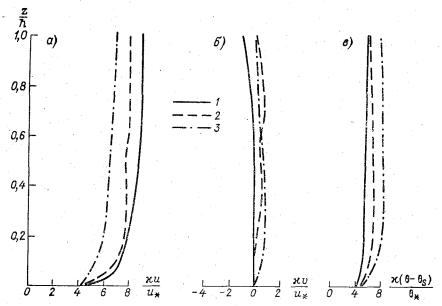


Рис. 2. Профили безразмерных составляющих скорости ветра  $(a, \delta)$  и потенциальной температуры (b) в условиях сильной неустойчивости.

1 — расчет по модели [19],  $h/z_0$ =2,4 · 10<sup>5</sup>, h/L=—140; 2 — по данным наблюдений Кларка [13]; 3 — расчет по модели (17)... (23),  $h/z_0$ =2,4 · 10<sup>5</sup>, h/L=—120.

ток  $\overline{w'\theta'}$  проникает относительно глубже внутрь пограничного слоя, чем при большей неустойчивости. Для демонстрации этого эффекта на рис. 1 нанесены две кривые (I, II) зависимости  $w'\theta'/\overline{w'\theta'_0} = f(z/h)$ , рассчитанные по модели для двух значений параметра  $\mu$ . Экспериментальные точки, нанесенные на этом рисунке значками, тоже соответствуют разным значениям h/L, полученым из эксперимента. По распределению экспериментальных точек трудно сказать, выявляется ли указанная зависимость, хотя крайние точки (1 и 5), относятся к разным условиям стратификации: точки 1 получены при  $\mu = -30$ , точки 5 — при  $\mu = -370$ . Среднее значение  $\mu$  экспериментальных точек составляет около -140.

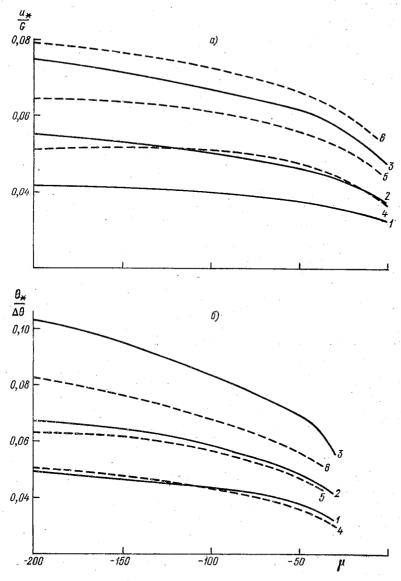


Рис. 3. Зависимости коэффициента трения (a) и коэффициента теплообмена (б) от параметра  $\mu$ .

 $1\dots 3$  — расчет по модели [27];  $4\dots 6$  — расчет по модели с использованием уравнений (17)... (23):  $1,\ 4)\ h/z_0=10^7;\ 2,\ 5)\ h/z_0=10^6;\ 3,\ 6)\ h/z_0=10^5.$ 

Расчетная кривая 1 получена при  $\mu=-150,\ a=0.3$  при использовании выражения (23) для оценки h с коэффициентом 0.1. Пере-

ход  $\overline{w'\theta'}$  через нуль происходит на уровне около 0.6h, это соответ-

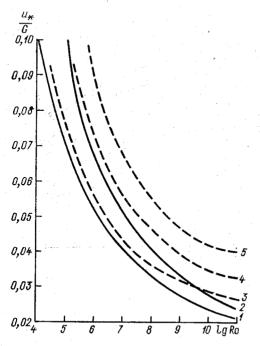


Рис. 4. Зависимость коэффициента трения от числа Росби.

1, 2 — расчет по модели [1]; 3...5 — расчет по модели (17)... (23); 1)  $\mu$ =—100, 2)  $\mu$ =—10, 3)  $\mu$ = —40, 4)  $\mu$ =—120, 5)  $\mu$ =—600.

ствует результатам, полученным в Миннесоте [20]. Экспериментальные данные

по распределению  $w'\theta'$ , полученные в Цимлянске [5], не поддаются такому анализу, так как высота пограничного слоя в работе [5] была определена как уровень

перехода w'0 через нуль. Для целого ряда задач весьма существенным является уточнение значений геострофического коэффициента трения и интегрального коэффициента теплообмена в различных условиях стратификации. Зависимость

$$\eta_E = \frac{u_*}{G}$$
 и  $\eta_\theta = \frac{\theta_*}{\theta_0 - \theta_h}$ 

от параметра стратификации и шероховатости не вполне надежно выявляется на основе анализа экспериментальных данных из-за малой обеспеченности экспериментальных связей. Показанные на рис. 3 графики

таких зависимостей получены в [9] на основе численных экспериментов с двухпараметрической моделью Вингарда и др. [27] (кривые 1...3). Кривые 4...6 представляют результат расчета

$$u_*/G = f(\mu, h/z_0) \text{ H} \frac{\theta_*}{\theta_0 - \theta_h} = f(\mu, h/z_0)$$

по модели (17)... (20). Для больших  $h/z_0$  значения  $u_*/G$  оказываются при этом больше, чем  $u_*/G$ , полученные в [9]. Согласование улучшается при убывании  $h/z_0$ . Наоборот, для  $\frac{0_*}{\theta_0-\theta_h}$  лучшее согласование значений наблюдается при больших  $h/z_0$ . Если нанести рассчитанные нами значения  $u_*/G$  на традиционный график зависимости  $u_*/G=f(\mu,\ Ro)$ , то полученные значения  $u_*/G$  оказываются в хорошем согласии с расчетами, выполненными ранее по модели [1] (рис. 4).

Одной из важнейших характеристик пограничного слоя является скорость диссипации кинетической энергии турбулентности в тепло (в). По профилю диссипации можно определить высоту пограничного слоя, причем высоты, найденные по профилям в, хорошо коррелируют со значениями h, определенными по профилям темпера-

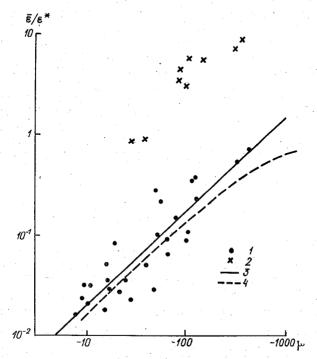


Рис. 5. Зависимость безразмерной скорости диссипации 8/8, осредненной по слою, от параметра стратификации  $\mu$ .

<u>1</u> — экспериментальные точки из [6]; 2 — оценка значений  $8/8^*$ , полученная по экспериментальным данным из [20]; 3 — кривая  $8/8^*=2.9\cdot 10^{-3}$  |  $\mu$  | 0.88, аппроксимирующая точки 1; 4 — расчетная кривая, полученная по модели (17)... (23).

туры как уровень, совпадающий с нижней границей инверсии [4, 6, 17]. Натурные эксперименты по є в Цимлянске проанализированы в работах [4, 6]. При этом анализе высота пограничного слоя находилась по профилям є и полученные результаты можно было сравнивать с данными работы [20].

На рис. 5 приведена зависимость средней по пограничному слою скорости диссипации (є), пронормированной на величину

$$\varepsilon^* = u_{*0}^2 \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{g}{\bar{\theta}} \overline{w' \theta_0'},$$

от параметра стратификации  $\mu = h/L$ . Показаны значения  $\epsilon/\epsilon^*$ , полученные по данным работ [6, 20], и значения этой величины,

рассчитанные по модели (17)... (22). Значения  $\epsilon/\epsilon^*$ , полученные по экспериментальным данным из статьи [20], выше значений, приведенных в [6]. Расчетная кривая-лучше согласуется с последними. Результат расчета не зависит от шероховатости поверхности. Следует отметить, что расчеты, выполненные с использованием квазистационарного варианта формулы (24), дали результаты, плохо совпадающие с данными эксперимента. Возможно, это связано с необоснованным пренебрежением скоростью оседания  $w_i$ .

Проделанная работа показывает, что удачный выбор краевых условий на уровне z=h и соотношения, определяющего h адекватно имеющимся натурным экспериментам в дифференциальной модели, позволяет получить реалистическое описание структуры пограничного слоя. Возможен приближенный учет эффекта вовлечения теплого воздуха. Модель требует дальнейшего уточнения

и проверки.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бобылева И. М. Расчет характеристик турбулентности в планетарном пограничном слое атмосферы. Труды ЛГМИ, 1970, вып. 40, с. 3-63.

2. Быкова Л. П. Опыт расчета характеристик пограничного слоя атмосферы по заданным параметрам подслоя шероховатости. Труды ГГО, 1973, вып. 297, с. 12—19.

3. Вагер Б. Г., Надежина Е. Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. — Л.: Гидрометеоиздат, 1979. —

4. Зубковский С. Л., Кухарец В. П., Цванг Л. Р. Вертикальные профили характеристик турбулентности в приземном и пограничном слоях атмосферы при неустойчивой стратификации. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1979, т. 15, № 1, с. 44—52.

5. Кухарец В. П., Цванг Л. Р. О параметризации турбулентных потоков тепла в неустойчиво стратифицированном слое атмосферы.— Изв. АН

СССР. Физика атмосферы и океана, 1976, т. 12, № 1, с. 13—20.

6. Кухарец В. П., Цванг Л. Р. О скорости диссипации турбулентной энергии в неустойчиво стратифицированном атмосферном пограничном слое. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1977, т. 13, № 6, c. 620-628.

7. Лыкосов В. Н. Метод расчета полей метеорологических элементов в нестационарной задаче о планетарном пограничном слое атмосферы земли.— В кн.: Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск, 1972, т. 3, № 1, с. 78—89. 8. Симонов В. В. Об определении высоты стационарного стратифици-

рованного пограничного слоя атмосферы.— Труды ГГО, 1977, вып. 398, с. 59—68.

9. Arya S. P. S. Geostrophic drag and heat transfer relations for the atmospheric boundary layer.—Quart. J. Roy. Met. Soc., 1975, vol. 101, N 427, p. 147—161.

10. Ball F. K. Control of inversion height by surface heating. — Quart. J.

Roy. Met. Soc., 1960, vol. 86, p. 483—494.

11. Businger J. A., Arya S. P. S. Heights of the mixed layer in the stably stratified planetary boundary layer.— Advances in Geophys., 1974, vol. 18a, p. 73—92.

12. Caughey S. J., Kaimal J. C. Vertical heat flux in the convective boundary layer.— Quart. J. Roy. Met. Soc., 1977, vol. 103, p. 811—815.

13. Clarke K. H. Observational studies in the atmospheric boundary layer.—

Quart. J. Roy. Met. Soc., 1970, vol. 96, p. 91—114.

14. Deardorff J. W. On the entrainment rate of a stratocumulus-topped

mixed layer.— Quart. J. Roy. Met. Soc., 1976, vol. 102, p. 563-582.

15. Deardorff J. W. Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer. - Boundary-Layer, Met., 1974, vol. 7, p. 81—106.

16. G a m b o K. Notes on the turbulence closure model for atmospheric boun-

dary layer.— J. Met. Soc. Jap., 1978, ser. II, vol. 56, N 5, p. 466—480. 17. Gamo M., Yokoyama O., Yamamoto S., Mitsuta M. Structure of the atmospheric boundary layer derived from airborne measurements of the energy dissipation rate E.— J. Met. Soc. Jap., 1976, ser. II, vol. 54, N 4, p. 241—258.

18. Heidt F. D. The growth of the mixed layer in a stratified fluid due to penetrative convection.—Boundary Layer Met., 1977, vol. 12, p. 439—461.

19. Hoffert M. J., Sud J. C. Similarity theory of the buoyantly interactive planetary boundary layer with entrainment — J. Atmos. Sci., 1976, vol. 33, N 11,

p. 2136—2151. 20. Kaimal J. C., Haugen O. K. Turbulence structure in the convective

boundary layer.— J. Atmos. Sci., 1976, vol. 33, N 11, p. 2152—2169.

21. Lilly D. K. Models of cloud-topped mixed layers under a strong inver-

sion.— Quart. J. Roy. Met. Soc., 1968, vol. 94, N 401, p. 292—309.
22. Mahrt L., Lenschow D. H. Growth dynamics of the convectively mixed layer.— J. Atmos. Sci., 1976, vol. 33, N 1, p. 41—51.

23. Pielke R. A., Mahrer J. Representation of the heated planetary boundary layer in mesoscale models with coarse vertical resolution. J. Atmos. Sci., 1975, vol. 32, N 12, p. 2288—2308. 24. Schubert W. H. Experiments with Lilly's cloud-topped mixed layer

model.— J. Atmos. Sci., vol. 33, p. 436—444. 25. Stull R. B. The energetics of entrainment across a density interface.— J. Atmos. Sci., 1978, vol. 35, N 10, p. 1924—1933.

26. Tennekes H. A model for the dynamics of the inversion above a con-

vective boundary layer. J. Atmos. Sci., 1973, vol. 30, N 2, p. 558-567.

27. Wyngaard J. C., Arya S. P. S., Cote O. R. Some aspects of the structure of convective planetary boundary layers.— J. Atmos. Sci., 1974, vol. 31, p. 747—754.

28. Zeman O., Tennekes H. Parameterization of the turbulent energy budget at the top of the daytime atmospheric boundary layer.— J. Atmos. Sci.,

1977, vol. 34, N 1, p. III—123.

29. Zeman O. Parameterization of the dynamics of stable boundary layers and nocturnal jets.— J. Atmos. Sci., 1979, vol. 36, N 5, p. 792—804.

# ОБ ИЗМЕНЕНИИ ПОЛОЖЕНИЯ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ ОБЛАЧНОСТИ ПОД ВЛИЯНИЕМ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

Крупные неоднородности подстилающей поверхности, такие, как массивы орощенных земель, пространства, покрытые снегом, большие озера и т. п., изменяя структуру пограничного слоя до значительных высот, неизбежно оказывают влияние и на эволюцию облачных образований. Статистическая обработка данных натурных наблюдений за облачностью и осадками не позволяет получить в настоящий момент достаточно надежных результатов, количественно описывающих влияние крупных водоемов на облачность. Оценки различий в средних месячных количествах облачности в прибрежной зоне и над акваторией водоемов зависят от преобладающих форм облачности и меняются в зависимости от сезона [3]. Наибольший эффект в средних месячных количествах нижней облачности проявляется в осенние месяцы. В частности. для Ладожского озера соотношение среднего количества облаков нижнего яруса на наветренном и подветренном берегах составляет в сентябре и октябре около 1,08 [3].

Влияние водоемов на средние значения количества осадков выявить еще труднее, так как погрешности измеренных приборов на метеоролгических станциях иногда превышают искомые различия, определяемые физикой явления. Следует, однако, отметить некоторые работы этого направления [8], указывающие на увеличение средних месячных значений количества осадков на наветренном берегу водоемов по сравнению с соответствующими значениями на подветренном берегу.

Намечающиеся различия в средних за месяц характеристиках облачности и осадков на подветренном и наветренном берегах водоемов связаны с наличием в этот период адвекции холодного и относительно сухого воздуха на теплую и влажную поверхность водоемов. Этот процесс приводит к образованию облачности слоистых форм и адвективных туманов. В средних характеристиках,

естественно, эффект влияния этого процесса проявится только в случае достаточной повторяемости явления за данный промежу-

ток времени.

В специально организованном эксперименте эффект влияния водоема на облакообразование прослеживается достаточно хорошо. Например, в работе [10] приведены результаты наблюдений над озерами Мичиган и Гурон в условиях адвекции холода. На рис. 1, заимствованном из [10], показано положение границ облачности, образовавшейся в пограничном слое над озером, на разных рас-

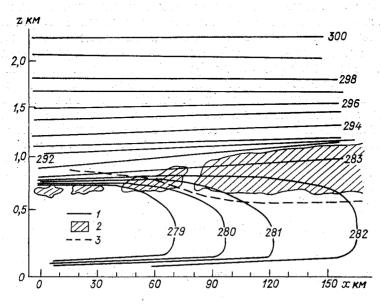


Рис. 1. Экспериментальные характеристики трансформирующейся воздущной массы над оз. Мичиган [10].

1 — изотермы, 2 — облачные слои, 3 — расчетная нижняя граница облачности.

стояниях по ветру от берега. Очевидно, что в данном случае процесс облакообразования связан с изменением тепло- и влагопереноса от поверхности. К сожалению, эксперимент, описанный в [10],— это единственный пример такого рода, приведенный в литературе. Поэтому особый интерес приобретает теоретическое решение задачи, которое позволило бы проанализировать особенности эволюции слоистой облачности под влиянием изменения свойств поверхности.

Для описания эволюции слоистой облачности в условиях нестационарности чаше всего используются модернизированные варианты модели Лилли [9, 11, 12]. В исследованиях этого направления при описании деформации облачного слоя во времени предполагается выполнение условий влажной конвекции в пограничном слое,

ограниченном сверху инверсией. Положение облачности определяется положением инверсионного слоя. В этих моделях структура пограничного слоя задается довольно схематично. В рамках дифференциальной схемы пограничного слоя эволюция облачности для случая нестационарности рассматривалась в работах [1, 5, 7], а для случая горизонтальной неоднородности — в работе [4]. Эти исследования выполнены довольно давно и содержат существенные ограничения. Последние, главным образом, связаны с тем, что в указанных моделях решение уравнений тепло- и влагопереноса получено с использованием приближенных выражений, аппроксимирующих профили составляющих скорости ветра и коэффициента турбулентности в пограничном слое. В настоящее время имеется возможность получить решение задачи о трансформации нижней облачности в движущейся воздушной массе на основе замкнутой схемы горизонтально-неоднородного пограничного слоя атмосферы. Идея такого обобщения была предложена в [4]. Целью настоящей работы было получение и предварительный анализ решения квазистационарной замкнутой системы уравнений пограничного слоя с учетом горизонтальной неоднородности и фазовых переходов.

Для квазистационарных условий уравнения движения, неразрывности и баланса энергии турбулентности для пограничного слоя при наличии адвективного переноса имеют вид

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + w\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial u}{\partial z} + fv; \tag{1}$$

$$u\frac{\partial v}{\partial x} + w\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k\frac{\partial v}{\partial z} - f(u - G); \tag{2}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0; \tag{3}$$

$$u \frac{\partial b}{\partial x} + w \frac{\partial b}{\partial z} = k \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 - \beta \frac{\partial \theta}{\partial z} - \beta \frac{\partial \phi}{\partial z} \right] - \beta \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{c_p}{L} \Gamma - \frac{c_p}{L$$

Уравнения тепло- и влагопереноса по-разному записываются для облачных и безоблачных слоев:

а) для облачных

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \alpha_{\theta} \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{L}{c_{p}} m + \frac{1}{\varrho c_{p}} \frac{\partial R}{\partial z}; \tag{5}$$

$$u \frac{\partial q}{\partial x} + w \left( \frac{\partial q}{\partial z} + \frac{c_p}{L} \Gamma \right) = \alpha_q \frac{\partial}{\partial z} k \left( \frac{\partial q}{\partial z} + \frac{c_p}{L} \Gamma \right) - m; \quad (6)$$

$$u \frac{\partial \delta}{\partial x} + w \left( \frac{\partial \delta}{\partial z} - \frac{c_p}{L} \Gamma \right) = \alpha_q \frac{\partial}{\partial z} k \left( \frac{\partial \delta}{\partial z} - \frac{c_p}{L} \Gamma \right) + m; \quad (7)$$

### б) для безоблачных

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \alpha_{\theta} \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{1}{\rho c_{p}} \frac{\partial R}{\partial z};$$
 (8)

$$u \frac{\partial q}{\partial x} + w \frac{\partial q}{\partial z} = \alpha_q \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial q}{\partial z}. \tag{9}$$

Использованы следующие обозначения:  $\theta$  — потенциальная температура; q — удельная влажность;  $\delta$  — водность;  $\frac{\partial R}{\partial z}$  — радиационный приток тепла; m — скорость конденсации или испарения; L — удельная теплота конденсации;  $\alpha_{\theta}$ ,  $\alpha_{q}$ ,  $\alpha_{b}$  — отношения коэффициентов турбулентного обмена для тепла, влаги и энергии турбулентности к коэффициенту обмена для количества движения;  $\Gamma = \gamma_{a} - \gamma_{ba}$ ;  $\gamma_{a}$  и  $\gamma_{ba}$  — сухо- и влажноадиабатический градиенты. Остальные обозначения общеприняты.

Введем удельное влагосодержание  $s=q+\delta$  и эквивалентнопотенциальную температуру  $\Pi=\theta+\frac{L}{c_p}q$ . Уравнения для s и  $\Pi$  будут выглядеть одинаково как для облачных, так и для безоблачных слоев, если положить  $\alpha_\theta=\alpha_q$ , и запишутся в виде

$$u \frac{\partial \Pi}{\partial x} + w \frac{\partial \Pi}{\partial z} = \alpha_{\theta} \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Pi}{\partial z} + \frac{1}{\rho c_{n}} \frac{\partial R}{\partial z}; \tag{10}$$

$$u \frac{\partial s}{\partial x} + w \frac{\partial s}{\partial z} = \alpha_0 \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial s}{\partial z}. \tag{11}$$

Система уравнений (1)... (4), (10), (11) решается с привлечением соотношений, определяющих коэффициент турбулентности через масштаб и кинетическую энергию турбулентности и масштаб турбулентности через средние характеристики турбулентного потока:

$$k = l\sqrt{b}, (12)$$

$$l = -\kappa c^{1/4} \frac{b/k}{(1+az)\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{b}{k}\right)}, \tag{13}$$

где c = const и a = const. Для решения указанной системы уравнений использовались следующие граничные условия:

$$u=v=w=0;$$
  $\theta=\theta_0=\mathrm{const};$   $q=q_0=\mathrm{const};$   $\delta=0;$   $\frac{\partial b}{\partial z}=0$  при  $z=z_0;$ 

$$u = G; \quad v = 0; \quad \theta = \theta_h = \text{const};$$
  
 $q = q_h = \text{const}; \quad \delta = \delta_h = \text{const}; \quad b = 0$  при  $z = h$ .

Здесь  $z_0$  — шероховатость поверхности; h — высота слоя.

В качестве граничного условия при x = 0 были приняты соответствующие характеристики установившегося стационарного потока, удовлетворяющие уравнениям (1), (2), (4), (11), (13), в которых отброшены адвективные члены. Уравнения и граничные условия записываются в безразмерных переменных. Масштабы рассматриваемых характеристик пограничного слоя выбираются та-

ким образом: 
$$u_{\text{M}} = v_{\text{M}} = w_{\text{M}} = G; \quad \theta_{\text{M}} = \theta_{0} - \theta_{h}; \quad q_{\text{M}} = \delta_{\text{M}} = q_{h};$$

$$b_{\text{M}} = G^{2}; \quad k_{\text{M}} = Gh; \quad x_{\text{M}} = z_{\text{M}} = h.$$

Безразмерные уравнения и граничные условия записываются в виде

$$u_n \frac{\partial u_n}{\partial x_n} + w_n \frac{\partial u_n}{\partial z_n} = \frac{\partial}{\partial z_n} k_n \frac{\partial u_n}{\partial z_n} + f v_n; \tag{14}$$

$$u_n \frac{\partial v_n}{\partial x_n} + w_n \frac{\partial v_n}{\partial z_n} = \frac{\partial}{\partial z_n} k_n \frac{\partial v_n}{\partial z_n} - f(u_n - 1); \tag{15}$$

$$\frac{\partial u_n}{\partial x_n} + \frac{\partial w_n}{\partial z_n} = 0; \tag{16}$$

TVEVE

$$u_n \frac{\partial \Pi_n}{\partial x_n} + w_n \frac{\partial \Pi_n}{\partial z_n} = \frac{\partial}{\partial z_n} k_n \frac{\partial \Pi_n}{\partial z_n}; \tag{17}$$

$$u_n \frac{\partial s_n}{\partial x_n} + w_n \frac{\partial s_n}{\partial z_n} = \frac{\partial}{\partial z_n} k_n \frac{\partial s_n}{\partial z_n}; \tag{18}$$

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

$$-\lambda - \tilde{\beta}_1 \frac{\partial q_n}{\partial z_n} \Big] = -\frac{cb_n^2}{k_n} + \alpha_b \frac{\partial}{\partial z_n} k_n \frac{\partial b_n}{\partial z_n}; \qquad (19)$$

$$k_n = l_n \sqrt{\overline{b_n}}; (20)$$

$$l_n = -\kappa c^{1/4} \frac{b_n/k_n}{(1 + az_n) \frac{\partial}{\partial z_n} (b_n/k_n)}; \tag{21}$$

$$u_{n} = v_{n} = w_{n} = 0; \quad \frac{\partial b_{n}}{\partial z_{n}} = 0; \quad l_{n} = \varkappa z_{0n};$$

$$\Pi_{n} = \frac{\Pi_{0} - \Pi_{h}}{\Pi'_{0} - \Pi_{h}} = \text{const}; \quad s_{n} = \frac{s_{0}}{q_{h}} = \text{const}$$

$$\left. \begin{array}{c} \text{при } z_{n} = z_{0n}; \\ \text{(22)} \end{array} \right.$$

(31)

$$u_n = 1; \quad v_n = 0; \quad b_n = 0; \quad \Pi_n = 0; \quad s_n = s_{nh} = \text{const при } z_n = 1.$$
 (23)

Здесь

$$\begin{split} \tilde{\beta} &= \frac{\alpha_{\theta}gh\theta_{_{\rm M}}}{\bar{\theta}G^2}\,, \quad \tilde{\beta}_1 &= \frac{\alpha_{\theta}g\cdot 0,61h_{q_h}}{G^2}\,, \\ \lambda &= \begin{cases} 0 & \text{вне облака,} \\ \frac{0,61g\alpha_{_{\boldsymbol{\theta}}}c_{_{\boldsymbol{p}}}\Gamma q_hh}{L\cdot G^2} & \text{в облаке.} \end{cases} \end{split}$$

Система уравнений (14)... (21) с граничными условиями (22) и (23) решалась численно методом, описанным подробно в [2]. Для получения решения, характеризующего условия образования облачности над однородной поверхностью, решение стационировалось по х. К обычным итерациям по нелинейным членам для уравнений (14) и (19) на каждом шаге по х добавлялись итерации, позволяющие получить сходящиеся решение, определяющее при заданных краевых условиях положение границ облачности. Граница облачности  $h_1$  находилась по профилям  $\Pi$  и s при  $z_n = h_1$ ,  $\delta = 0$ , s = $=q_m(T)$  (  $(q_m)T$  задавалось формулой Магнуса). Применялся прием, аналогичный способу, изложенному в [4]. После нахождения границы облачности по вычисленным распределениям  $\Pi$  и sвосстанавливались распределения O(z),  $q(\hat{z})$  и  $\delta(z)$  на каждом шаге по х. Для проведения предварительных оценок считалось возможным пренебречь радиационным притоком тепла. Как показано в работе [5], радиационные притоки тепла не играют определяющей роли в формировании теплового режима облаков типа St—Sc, хотя, разумеется, учет этих притоков должен будет привести к некоторому уточнению модели.

Проиллюстрируем возможности данной модели с помощью анализа некоторых результатов численных экспериментов. Прежде чем рассматривать структуру турбулентного потока над неоднородной поверхностью, выясним, каковы условия облакообразования в установившемся потоке воздуха. В работах [1, 5] уже отмечалось, что существенное влияние приземной температуры распространяется до высот около 1... 2 км и, значит, характеристики земной поверхности в значительной мере определяют параметры облачного слоя, образовавшегося под этой поверхностью.

На рис. 2 показаны изоплеты нижней границы облачности, образующейся в установившемся потоке, при разных значениях температуры поверхности и относительной влажности, но одинаковых перепадах температур ( $\theta_0 - \theta_h$ ). При низких температурах поверхности и большой влажности  $h_1$  очень мало, при  $\theta_0 > 5.0$  °C и  $q_0 < 5.2 \%$ 0 высота нижней границы больше 0.5h. Если удельная влажность на верхней границе слоя поддерживается постоянной, то изменение удельной влажности у земли вызывает деформацию

профиля влажности во всем пограничном слое и соответствующие изменения водности и нижней границы слоистых облаков.

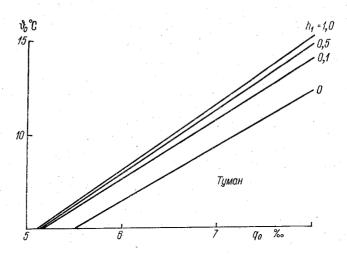


Рис. 2. Положение нижней границы облачности (в долях толщины планетарного пограничного слоя) в зависимости от температуры поверхности и относительной влажности у земли.

На рис. З показаны профили q(z) в набегающем потоке в сравнении с водностью и высотой нижней границы облачного слоя. Уменьшение удельной влажности у земли приводит к подъему нижней границы и увеличению средней водности в облаке (уменьшение  $q_{0n}$  в 2 раза повышает нижнюю границу в 2,5 раза). Увеличение  $q_{0n}$  в 1,6 раза приводит к тому, что во всем пограничном слое оказывается  $s > q_m(T)$ .

При более высоких средних по слою температурах набегающего потока и неустойчивой стратификации в этом потоке повышается вероятность образования адвективных туманов в воздушной массе, натекающей на теплую влажную поверхность. Один из возможных случаев туманообразования показан на рис. 4. Из рисунка видно, что по мере удаления от границы раздела поверхностей средняя водность тумана убывает, а уровень максимальной водности приближается к поверхности. Пример рассчитан для случая падения температуры с высотой в набегающем потоке и подтверждает полученный ранее [6] результат, состоящий в том, что граница туманообразования в этом случае не совпадает с границей разделаразнородных поверхностей.

Для того чтобы при смене поверхностей реализовались условия, необходимые для образования облачного слоя, воздушная масса тоже должна пройти над «новой» поверхностью определенное расстояние. Это расстояние зависит как от характеристик набегающего потока и поверхности, так и от условий турбулентности

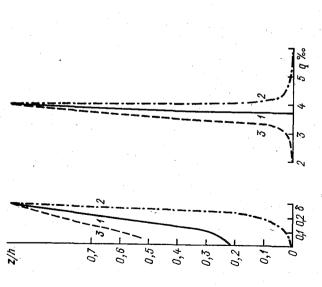


Рис. З. Положение нижней границы и водность облаков в зависимости от профиля удельной влажности в пограничном слое набегающего потока.

1)  $q_0/q_h = 1,0$ ; 2)  $q_0/q_h = 1,6$ ; 3)  $q_0/q_h = 0,5$ .

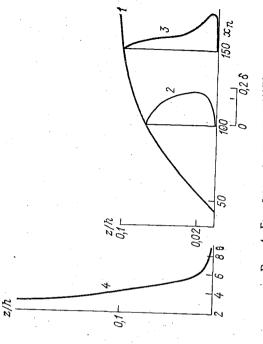


Рис. 4. Граняцы и водность тумана, I—граница тумана; 2, 3—профили водности в тумане; 4—профиль температуры в набегающем потоке.

в движущемся потоке воздуха. На рис. 1 нанесена кривая 3. показывающая изменение нижней границы облачности над водоемом, рассчитанной по изложенной модели. Условия на поверхности были заданы близкими к натурным данным эксперимента. Результаты расчета нижней границы и результат эксперимента уловлет-

ворительно согласуются.

Таким образом, предложенная модель горизонтально-неоднородного пограничного слоя с учетом фазовых переходов позволяет рассчитать границы облачности и адвективного тумана, водность и температуру в этих образованиях. В модели необходимо уточнить расчет характеристик турбулентности. Уточнение положения верхней границы облачного слоя может быть выполнено, если в модели будут учтены изменения верхней границы пограничного слоя.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Быкова Л. П., Матвеев Л. Т. Эволюция полей облачности и температура в движущемся циклоне (численный эксперимент). — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1966, т. 2, № 9, с. 905—919.

2. Вагер Б. Г., Надежина Е. Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. — Л.: Гидрометеоиздат,

3. Егоров Б. Н., Кирилллова Т. В., Тимченко А. Б. Характеристики облачности над Ладожским озером. Труды ГГО, 1979, вып. 423,

c. 76-81. 4. Лайхтман Д. Л., Надежина Е. Д., Симонов В. В. Влия-

ние изменения внешних условий на трансформацию нижней облачности.— Труды ГГО, 1965, вып. 167, с. 67—72.

Матвеев Л. Т. О причинах образования облаков. — Метеорология и

гидрология, 1978, № 8, с. 25—31. 6. Надежина Е. Д., Симонов В. В. Образование и трансформа-

ция адвективных туманов.— Труды ГГО, 1965, вып. 167, с. 59—66. 7. Хворостьянов В. И. Теоретическое моделирование радиационных туманов и низких слоистых облаков в пограничном слое атмосферы с учетом микрофизических процессов: Автореф. дисс. на соискание учен степени канд. физ.-мат. наук. — Долгопрудный, 1978. — 26 с.

8. Bolsenga S. J. Lake-land precipitation relationship using northern Lake

Michigan data.— J. Appl. Met., 1977, vol. 16, p. 1158—1164.

9. Deardorff J. W. On the entrainment rate of a stratocumulus-topped mixed layer.—Quart. J. Roy. Met. Soc., 1976, vol. 102, N 433, p. 563—582.

10. Lenschow D. H. Two examples of planetary boundary layer modification over the Grate Lakes.—J. Atmos. Sci., 1973, vol. 30, N 4, p. 568—581.

11. Lilly D. K. Models of cloud-topped mixed layers under a strong inver-

sion.— Quart J. Roy. Met. Soc., 1968, vol. 94, N 401, p. 292—309.

12. Schubert W. H. Experiments with Lilly's cloud-topped mixed layer model.— J. Atmos. Sci., 1976, vol. 33, N 2, p. 436—444.

# ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ВЗАИМНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ОСНОВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ТЕПЛОВОГО БАЛАНСА

Изучение статистической структуры агрометеорологических факторов, определяющих режим водопотребления посевов, является необходимым условием построения оптимальных алгоритмов измерения, обработки и интерпретации теплобалансовой информации. Кроме того, знание статистических характеристик изуагрометеорологических параметров необходимо чаемых построения соответствующих эмпирических зависимостей, отражающих в сравнительно простой форме взаимосвязь отдельных элементов теплового баланса и дающих возможность решать целый ряд задач прогноза и управления физическими условиями среды обитания растений.

В настоящее время имеется значительное число работ, посвященных статистическому описанию различных параметров атмосферы. Основная масса данных, полученных в результате этих исследований, относится к глобальным метеорологическим процессам, охватывающим большие пространства и большие интервалы времени. Сюда можно отнести многочисленные исследования по изучению статистической структуры метеорологических полей температуры в свободной атмосфере [2, 3], относительной влажности [14], геопотенциала изобарических поверхностей [13, 19], осадков [17], скорости ветра [12] и т. д. [16]. Меньшее, но все же весьма значительное на сегодняшний день число работ посвящено статистическому анализу микропульсаций метеоэлементов в приземном слое воздуха [1, 5, 7, 20]. Эта группа исследований имеет ярко выраженную физическую направленность и ставит своей целью изучение закономерностей атмосферной турбулентности.

Наименьший объем работ выполнен в области изучения статистической структуры метеорологических элементов для средних временных масштабов порядка нескольких часов или суток. К этим исследованиям относится детальный статистический анализ суточных временных рядов температуры и влажности воздуха, темпера-

туры почвы и ряда других элементов [1, 10, 11, 17]. Обобщение этих исследований дано в монографии [8].

Что касается интересующих нас элементов теплового баланса орошаемых сельскохозяйственных полей, то закономерности их статистической структуры с учетом особенностей подстилающей поверхности и степени ее увлажнения, вида культуры и фазы развития при различных значениях напряженности метеорологических условий пока практически не изучены. Основной причиной этого является сложность и высокая трудоемкость постановки соответствующих экспериментов, проводимых непосредственно на сельскохозяйственном поле с использованием стандартных методик наблюдений. Успешному решению указанной задачи способствовало использование разработанной автором автоматической аппаратуры, позволяющей производить параллельную дистанционную регистрацию всех элементов теплового баланса с достаточно большой частотой и непрерывно в течение суток [18].

С помощью этой аппаратуры был проведен комплекс исследований по изучению динамики элементов теплового баланса и на основании полученных данных рассчитаны их важнейшие стати-

стические характеристики.

Первоочередной задачей статистического анализа результатов теплобалансовых наблюдений, проводившихся нами на орошаемых полях ряда районов страны, являлся расчет соответствующих статистических характеристик исходных параметров — радиационного баланса R, градиентов температуры  $\Delta T$  и влажности  $\Delta e$  воздуха, а также рассчитанного по ним результирующего параметра испарения [15], определявшегося по методу теплового баланса [4]. Строго говоря, статистическому анализу подвергался не сам радиационный баланс, а разность между радиационным балансом R и потоком тепла в почву В. Учитывая, однако, что величина В обычно весьма мала и составляет не более 10 % от R, можно считать, что статистические характеристики (R-B) и R достаточно близки друг к другу. Кроме того, следует подчеркнуть, что при теплобалансовых исследованиях в большинстве случаев важно знать не сам радиационный баланс, а именно, величину (R-B), принимаемую обычно за испаряемость [18]. С этой точки зрения наибольший интерес представляют статистические характеристики разности (R - B).

Наличие массивов сопряженных агрометеорологических наблюдений за параметрами (R-B),  $\Delta e$  и  $\Delta T$  позволяют рассчитать их взаимокорреляционные функции и установить корреляционные связи этих элементов со значением испарения E. Наибольший интерес с этой точки зрения представляет изучение корреляции всех перечисленных параметров с радиационным балансом как с основным определяющим весь гидрометеорологический режим приземного слоя воздуха фактором, а также корреляции между градиентами температуры и влажности.

Что касается статистической связи между элементами (R-B) и  $\Delta e$ , то, как видно из табл. 1, в которой даны численные значения (оценки) нормированных взаимокорреляционных функций

$$r_{(R-B)\Delta e}(\tau)$$
 и  $r_{(R-B)\Delta T}(\tau)$ 

при  $\tau=0$ , она в большинстве случаев оказывается невысокой и по результатам проведенных нами экспериментов лишь в нескольких примерах превосходит уровень 0,5... 0,7. Более значительной, как правило, является корреляция радиационного баланса и градиента температуры воздуха, однако, по крайней мере, в совпадающие моменты времени, т. е. когда  $\tau=0$ , она чаще всего тоже оказывается довольно низкой. По-видимому, более сильная связь радиационного баланса с градиентом температуры обусловлена наличием тесной корреляции между радиационным балансом и температурой воздуха и менее тесной связью с влажностью.

Несколько графиков, иллюстрирующих общий вид и характер

затухания взаимокорреляционных функций

$$r_{(R-B) \Delta e}(\tau)$$
 и  $r_{(R-B) \Delta T}(\tau)$ ,

показано на рис. 1. Наиболее интересный вывод, который из него следует, состоит в том, что максимальная (имеется в виду максимальная положительная) корреляционная связь между элементами (R-B) и  $\Delta T$  (или  $\Delta e$ ) обычно отвечает не нулевым, а некоторым положительным значениям т, причем в зависимости от конкретных условий наблюдения указанный эффект может быть выражен в большей (как на рис. 1  $\alpha$ ) или в меньшей (как на рис. 1  $\delta$ ) степени. Аналогичная закономерность наблюдается и по результатам других экспериментов. С нашей точки зрения выявленная закономерность может быть объяснена тем, что реакция любых метеорологических процессов на изменения радиационного баланса проявляется с известным запаздыванием, вызванным инерционностью рассматриваемой системы. Так например, суммарное испарение, слагающееся из транспирации и физического испарения с поверхности почвы, в значительной степени определяется величиной радиационного баланса. Ввиду определенной теплоемкости почвы и известной инерционности регуляторных реакций растений на изменения напряженности атмосферных условий изменения суммарного испарения и связанных с ним градиентов температуры и влажности следуют за ходом радиационного баланса с некоторым отставанием. В результате этого значения (R-B) в каждый данный момент времени оказываются более сильно связанными с некоторыми «будущими» значениями градиентов  $\Delta e$  и  $\Delta T$ , чем с настоящими. Этим обстоятельством и вызван сдвиг максимума взаимной корреляции рассматриваемых метеорологических процессов в сторону положительных т на 1-2 мин.

Обратимся теперь к анализу взаимной корреляции градиентов температуры и влажности. Проведенные нами расчеты показывают, что в дневные часы при равновесной или умеренно устойчивой стратификации между величинами  $\Delta e$  и  $\Delta T$  существует весьма тесная

Оценкн взаимной корреляции основных элементов теплового баланса при  $\tau{=}0$ 

2				7		. ?	}
nn.	Район	Дата	Время	$^{r}(R-B) \Delta e$	$r(R-B) \Delta T$	r de AT	$^{r}E\left( R-B\right)$
-	Армения	1.VII 1967	11.30—15.30	0,192	0,477	0,525	0,383
67	Армения	5.VII 1967	12.00—16.00	0,354	0,703	0,589	0,353
က	Армения	10.VII 1967	11.30—15.30	0,202	0,173	0,301	0,530
4	Армения	19.VII 1967	1.89—3.00	0,248	0,145	-0,148	0,752
2	Армения	11.1X 1976	12.00—14.00	0,100	0,037	0,700	0,393
9	Кулундинская степь	7.VIII 1973	12.00—15.00	0,371	0,270	0,732	0,941
7	Кулундинская степь	21.VII 1973	14.00—17.00	0,197	0,343	0,557	0,870
<b>∞</b>	Кулундинская степь	20.VI 1974	12.00—16.00	-0,005	0,206	0,011	0,430
6	Леиинградская область	18.VI 1969	12.00—16.00	0,121	0,419	0,403	0,470
10	Ленинградская область	21.VI 1969	12.00—16.00	0,141	0,085	0,777	0,984
Ξ	Леиинградская область	21.VI 1969	21.30—0.30	0,200	0,091	-0,521	0,058
12	Ленииградская область	22.VII 1969	12.00—15.00	0,622	0,681	0,856	0,956
13	Ленинградская область	24.VII 1969	12.00—16.00	0,464	0,602	0,842	0,802
14	Ленинградская область	25.VII 1969	12.00—16.00	0,593	0,317	-0,128	0,970
15	Honeche (BCCP)	6.VI 1971	14.30—17.30	0,562	0,630	0,898	966,0
16	Полесье (БССР)	21.VIII 1971	11.00—14.00	0,048	-0,297	0,119	0,214
17	Полесье (БССР)	24.VIII 1971	11.00—15.00	0,582	0,875	0,526	0,993
18	Туркмения	18.VIII 1966	12,00—15.00	0,030	0,021	-0,610	-0,243
18	Туркмения	20.VIII 1966	0.00—3.00	I.		-0,883	
			-	_	-		-

положительная статистическая связь, причем для совпадающих моментов времени коэффициент корреляции  $r_{\Delta e \, \Delta T}$  нередко достигает значений 0,7... 0,8 и выше. Это объясняется тем, что в данном случае энерго- и массоперенос вблизи подстилающей поверхности в основном определяется динамической турбулентностью

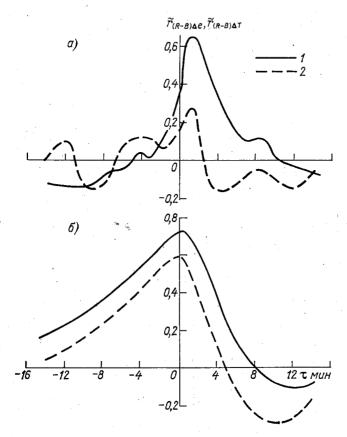


Рис. 1. Нормированные взаимокорреляционные функции радиационного баланса и градиентов температуры (1) и влажности (2).

a — Кулундинская степь, 21.VII 1973,  $\delta$  — Ленинградская область, 23.VII 1969.

и условия обмена для любых субстанций атмосферы (в том числе для тепла и влаги) в главных чертах одинаковы.

При инверсии, наблюдающейся в дневные часы в условиях орошения или после выпадения обильных осадков, а также в ночные часы при радиационном выхолаживании подстилающей поверхности, взаимная корреляция градиентов температуры и влажности часто тоже оказывается очень существенной, однако, в отличие от

дневного времени, она в данном случае отрицательная, т. е. увеличение «отрицательности» градиента температуры ведет к росту гралиента влажности.

В качестве иллюстрации на рис. 2 приведено несколько типичных взаимокорреляционных функций  $r_{\Delta e \Delta T}(\tau)$ , соответствующих

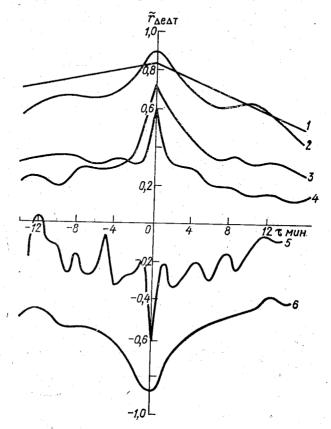


Рис. 2. Нормированные взаимокорреляционные функции градиентов температуры и влажности.

I — Ленинградская область, 24. VII 1969; 2 — Полесье (БССР), 6.VI 1971; 3 — Кулундинская степь, 7.VIII 1973; 4 — Армения, 5.VII 1967; 5 — Туркмения, 18.VIII 1966 (дневная инверсия  $\Delta T$  = −0,99 ° C); 6 — Туркмения, 20.VIII 1966 (ночные часы  $\Delta T$  = −1,17 °C).

различных условиям наблюдений. При этом кривые  $1\dots 4$  относятся к дневным часам с неустойчивой стратификацией, кривая 5 — к случаю дневной инверсии, связанной с орошением, и наконец, кривая 6 — к ночным часам. Легко видеть, что характер затухания взаимокорреляционных связей градиентов температуры и влажности в инверсионных условиях в дневное и ночное время карднально не отличается, несмотря на качественно иные условия про-

текания обменных процессов в обоих случаях. Правда, для ночного времени характерна несколько более сильная корреляционная связь и более медленное ее затухание с увеличением т.

В сравнении с

$$r_{(R-B) \Delta e}(\tau)$$
 и  $r_{(R-B) \Delta T}(\tau)$ 

взаимокорреляционные функции  $r_{\Delta e \, \Delta T} \, (\tau)$  характеризуются несколько более медленным ослаблением корреляции и, что особенно характерно, практической симметричностью левой и правой ветвей.

Максимальная положительная или (в инверсионном режиме) отрицательная коррелированность градиентов во всех рассмотренных случаях наблюдалась при  $\tau = 0$  или  $\tau$ , очень близких к нулю.

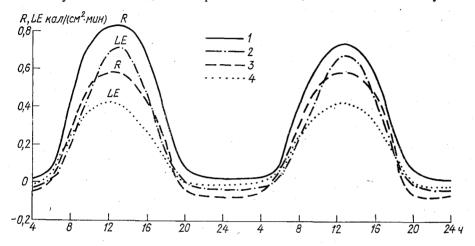


Рис. 3. Суточный ход радиационного баланса и затрат тепла на испарение (сглаженные кривые).

1, 2 — Туркмения, 15 и 16.VIII 1966; 3, 4 — Ленинградская область, II и 12.VIII 1969.

Нам представляется, что эта закономерность в известном смысле универсальна. Возможным объяснением этого факта является то, что вертикальный перенос тепла и влаги в приземном воздухе определяется одними и теми же факторами, воздействующими одновременно на обе рассматриваемые субстанции и практически в одинаковой степени.

Различными авторами отмечалось существование тесной корреляционной связи между значениями испарения и радиационного баланса [4]. Аналогичные данные были получены и в целом ряде наших экспериментов, результаты которых изложены в работе [18]. При этом в основном рассматривались средние значения указанных величин за сутки (в наших опытах) и за более длительные интервалы времени. Проведенный статистический анализ показывает, что в большинстве случаев столь же сильная корреляция наблюдается и между мгновенными значениями рассматриваемых параметров внутри суток. В качестве примера на рис. З приведены

графики суточного хода радиационного баланса и испарения для ясного дня, из которых видно, что изменения обеих величин обнаруживают четкую синхронность. Коэффициенты корреляции одновременных отсчетов величин E и (R-B) при этом нередко достигают уровней 0.8...0.9 и выше. Ряд взаимокорреляционных функций, отвечающих таким случаям, показаны на рис. 4, который иллюстрирует характер затухания корреляционных связей с ростом  $\tau$ .

В общем случае абсолютные значения коэффициентов корреляции  $r_{E(R-B)}$ , как показывают исследования, существенно зависят от

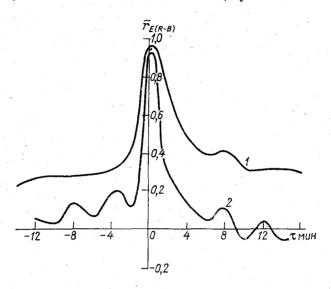


Рис. 4. Нормированные взаимокорреляционные функции текущих значений испарения и радиационного баланса. 1— Ленинградская область, 25.VII 1969; 2— Кулундинская степь, 21.VII 1973.

стратификации атмосферы, которая в свою очередь определяется величиной радиационного баланса, степенью увлажнения подстилающей поверхности, видом культуры, фазой ее развития и другими факторами. Так, например, при недостаточном увлажнении почвы корреляция между величинами E и (R-B) снижается. Примером этому могут служить опыты 3, 5 и 9 (табл. 1). Для этих опытов градиенты температуры составляли 1,15, 0,85 и 1,02°С, что соответствует дефициту влаги в почве. Помимо этого, низкие коэффициенты корреляции получаются и для условий дневной инверсии, когда нарушается соотношение Боуэна, предполагающее равенство коэффициентов обмена для тепла и водяного пара (случаи 16 и 18, которым отвечают градиенты температуры -0,24 и -0,99°С). При глубокой температурной инверсии, обычно наблюдаемой в ночные часы (например, случай 19), корреляция между испарением и радиационным балансом снова становится существенной.

В условиях достаточного увлажнения корреляция между значениями E и (R-B) усиливается. По-видимому, это с тем, что величина  $\beta = \frac{\Delta e}{\Delta e + a \, \Delta T}$  (a- численный коэффициент), связывающая между собой согласно методу теплового баланса параметры E и (R-B) равенством  $E=\beta$  (R-B) и являющаяся критерием увлажнения почвы, в данном случае стремится к единише [18]. Следовательно, испарение по абсолютной величине оказывается близким к радиационному балансу (случаи 7, 15 и 17 с градиентами температуры соответственно 0,50, 0,48, 0,36°C).

Автор приносит свою благодарность канд. техн. наук Е. Е. Жуковскому за обсуждение отдельных вопросов, нашедших отраже-

ние в данной работе.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беленький Д. Х., Кисилева Т. Л., Чудновский А. Ф. Статистический подход к описанию температурного поля в почве. Труды ИЭМ, 1973, вып. 1(50), с. 136—142.

2. Болтенков В. П. Исследование статистической макроструктуры

температуры воздуха.— Труды ГГО, 1964, вып. 165, с. 16—26.
3. Болтенков В. П. Некоторые характеристики трехмерной макроструктуры температуры воздуха.— Труды ГГО, 1965, вып. 191, с. 47—57.

4. Будыко М. И. Тепловой баланс земной поверхности. — Л.: Гидро-

метеоиздат, 1956.— 256 с.

5. Гурвич А. С., Цванг Л. Ф. О спектральном составе турбулентного потока тепла. — Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1961, № 10, с. 1578—1579.
6. Гущина М. В., Каган Р. Л. О статистической структуре поля осадков. — Труды ГГО, 1966, вып. 191, с. 35—46.

- 7. Елагина Л. Г. Оптический прибор для измерения турбулентных пульсаций влажности.— Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1962, № 8, с. 1100—1107. 8. Жуковский Е. Е., Киселева Т. Л., Мандельштам С. М. Статистический аңализ случайных процессов.— Л.: Гидрометеоиздат, 1976.— 408 c.
- 9. Жуковский Е. Е., Чудновский А. Ф. Исследование корреляционных функций температуры и влажности воздуха. — Сб. трудов по агрономической физике, 1969, вып. 20, с. 29-45.

10. Исследование статистических характеристик относительной влажности воздуха/Е. Е. Жуковский, И. И. Косенков, С. М. Мандельштам. — Сб.

трудов по агрономической физике, 1969, вып. 20, с. 5-28.

11. Киселева Т. Л., Чудновский А. Ф. Статистическое исследование суточного хода температуры воздуха.— «Бюлл. научно-технической информации по агрономической физике», 1968, № 11, с. 17—38.

12. Коробов Р. М. О статистической структуре приземного в юго-западной части ЕТС.—Труды ГГО, 1974, вып. 336, с. 60—67.

13. Олевская С. М. Пространственно-временная структура поля геопотенциала  $H_{500}$ .— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1966, т. 2, № 12, c. 1225-1229.

14. Решетов В. Д. Исследование изменчивости метеорологических эле-

ментов с расстоянием. — Труды ЦАО, 1965, вып. 62, с. 3—25. 15. Саноян М. Г. Статистическая структура отдельных элементов теп-

лового баланса. Труды ГГО, 1979, вып. 435, с. 81-90.

16. Статистическая структура метеорологических полей.— Будапешт, 1976.— 366 с.

17. Хейфиц А. И., Чудновский А. Ф. Исследование статистических характеристик суточного хода солнечной радиации.— В кн.: Сб. трудов по агрономической физике, 1969, вып. 20, с. 68—87.

18. Циприс Д. Б., Саноян М. Г. Двустороннее регулирование водного режима почв.— Л.: Гидрометеоиздат, 1978.—184 с.

19. Юдин М. И. Некоторые закономерности структуры поля геопотентических другим др

циала.— Труды ГГО, 1961, вып. 121, с. 3—18. 20. Taylor G. I. Eddy motion in the atmoshere. Phil. Trans. Soc. London,

1915, A, 215, p. 1—26.

# ВЫБОР ОПТИМАЛЬНЫХ ИНТЕРВАЛОВ КУСОЧНОГО ОСРЕДНЕНИЯ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ СУТОЧНОГО ХОДА АГРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Одной из важнейших задач, возникающих при исследовании микроклимата и режима испарения орошаемых сельскохозяйственных полей, является получение информации о суточном ходе основных агрометеорологических элементов. Описанная в работе [4] автоматическая аппаратура, обеспечивая достаточно высокую частоту измерений, в принципе дает возможность получить весьма детальные сведения об изучаемых метеорологических процессах и, в частности, об их суточной изменчивости. Однако при практической реализации этой задачи возникают известные трудности, вызванные следующими обстоятельствами.

Поскольку интересующие нас метеорологические процессы наряду со сравнительно медленно меняющимся (информативным) компонентом содержат также и мелкомасштабную флуктуационную составляющую, то для получения более репрезентативных данных о суточном ходе метеопараметра необходимо производить соответствующее сглаживание. Частично это достигается благодаря применению инерционных датчиков. Вопросы, связанные с выбором их оптимальной постоянной времени, рассматривались в ряде работ. Однако полностью исключить указанный в ней высокочастотный «метеорологический шум» не удается, и он всегда в определенной степени содержится в выходном сигнале первичного преобразователя (датчика). Для повышения эффективности измерений после первичного сглаживания целесообразно дополнительно применять процедуру кусочного осреднения. В соответствии с этим, как показано на рис. 1, плавная кривая 1, характеризующая непрерывное изменение измеряемого процесса на выходе прибора, заменяется ступенчатой аппроксимацией 2, являющейся результатом осреднения текущих значений 1 по отдельным участкам. Смысл этой операции состоит в подавлении высокочастотных колебаний и более четком выделении искомого суточного хода 3. Очевидно,

что при слишком малых интервалах осреднения у флуктуационный компонент будет подавляться незначительно, а при слишком больших интервалах окажутся искаженными суточные изменения. Учитывая это, остановимся на выборе оптимального периода осреднения, обеспечивающего максимальную точность воспроизведения динамики исследуемого процесса. Используем для этого обший подход, изложенный в работе [1].

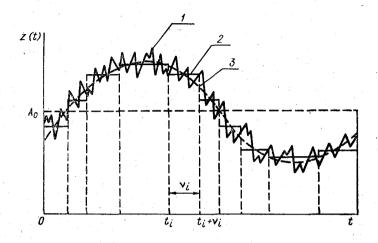


Рис. 1. K выбору оптимального интервала кусочного осреднения при определении суточного хода элементов теплового баланса.

Пусть на некотором интервале времени  $[t_i, t_i+v_i]$  результаты текущих теплобалансовых измерений z(t) (кривая l на рис. 1) заменяются средним значением

$$z_{i} = \frac{1}{v_{i}} \int_{t_{i}}^{t_{i} + v_{i}} z(t) dt.$$
 (1)

Функцию  $z\left(t\right)$  можно представить в виде суммы двух компонентов — изучаемого суточного хода  $g\left(t\right)$  и аддитивного мелкомасштабного компонента  $n\left(t\right)$ . В соответствии с такой интерпретацией разность

$$\Delta_i(t) = z_i - g(t), \quad t_i < t < t_i + v_i \tag{2}$$

будет характеризовать погрешность в точке t.

Принимая, что величина  $z_i$  должна с достаточной точностью описывать изменения g(t) на всем интервале осреднения  $v_i$ , за кри-

терий точности этой оценки естественно принять математическое ожидание по  $v_i$  квадрата ошибки

$$\overline{\Delta_{i}^{2}} = \frac{1}{v_{i}} \int_{t_{i}}^{t_{i}+v_{i}} \Delta_{i}^{2}(t) dt = \left[ \frac{1}{v_{i}} \int_{t_{i}}^{t_{i}+v_{i}} n(t) dt \right]^{2} + \frac{1}{v_{i}} \int_{t_{i}}^{t_{i}+v_{i}} [g(t)-g_{i}]^{2} dt.$$
(3)

Через  $g_i$  здесь обозначено среднее по выбранному интервалу времени  $v_i$  значение желаемой функции g(t), т. е.

$$g_i = \frac{1}{v_i} \int_{t_i}^{t_i + v_i} g(t) dt. \tag{4}$$

Первое слагаемое в формуле (3) представляет собой ошибку, связанную с влиянием на результат осреднения шумового компонента, второе слагаемое — ошибку, обусловленную заменой текущих значений содержательной составляющей g(t) на интервале времени  $v_i$  ее средним значением (4).

Учитывая специфику интересующей нас задачи определения суточного хода метеоэлементов, представим процесс  $g\left(t\right)$  гармоничекой функцией вида

$$g(t) = A\sin(\omega t + \varphi_0) + A_0, \tag{5}$$

где A — амплитуда, имеющая в общем случае случайный характер;  $\omega = 2\pi/24$  — круговая частота суточных колебаний;  $\phi_0$  — начальная фаза;  $A_0$  — среднее суточное значение измеряемого параметра.

Что касается мелкомасштабного компонента, то, как и ранее, будем считать, что он является стационарным случайным процессом с нулевым математическим ожиданием и заданной корреляционной функцией  $R_{nn}$  ( $\tau$ ). При сделанных допущениях формула (3) дает

$$\overline{\Delta_i^2} = \frac{2}{v_i} \int_0^{v_i} \left( 1 - \frac{\tau}{v_i} \right) R_{nn}(\tau) d\tau + \frac{\overline{A^2}}{2} \left[ 1 - \frac{\sin \omega v_i}{\omega v_i} \cos (\omega t_i + \varphi_0) - \frac{2 \sin^2 (\omega v_i/2)}{(\omega v_i/2)^2} \sin^2 (\omega t_i + \varphi_0) \right].$$
(6)

Легко видеть, что величина ошибки  $\Delta_i^2$  зависит от начального момента осреднения  $t_i$ . Поэтому, если для выбора интервала осреднения непосредственно использовать формулу (6), найденные значения  $v_i$  в течение суток будут меняться. С практической точки зрения реализация такого алгоритма не представляется целесооб-

разной. Более рационально произвести осреднение величины  $\overline{\Delta_i^2}$  по 24-часовому периоду наблюдений и выбрать постоянный период кусочного осреднения v исходя из условия минимума средней (за сутки) ошибки

$$\overline{\Delta^2} = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \overline{\Delta_i^2} dt_i = \frac{2}{\nu} \int_0^{\nu} \left(1 - \frac{\tau}{\nu}\right) R_{nn}(\tau) d\tau + \frac{\overline{A^2}}{2} \left[1 - \frac{\sin^2(\omega\nu/2)}{(\omega\nu/2)^2}\right].$$
(7)

В частности, когда корреляционная функция мелкомасштабного компонента описывается экспоненциальной зависимостью

$$R_{nn}(\tau) = \sigma_n^2 e^{-\frac{|\tau|}{\tau_n}}, \qquad (8)$$

где  $\sigma_n^2$  — дисперсия, а  $\tau_n$  — масштаб корреляции пульсационного компонента, выражение (7) приобретает вид

$$\overline{\Delta^2} = \frac{2\sigma_n^2}{\sigma_n^{\nu}} \left[ 1 - \frac{1}{\sigma_n^{\nu}} \left( 1 - e^{-\sigma_n^{\nu}} \right) \right] + \frac{\overline{A^2}}{2} \left[ 1 - \frac{\sin^2(\omega\nu/2)}{(\omega\nu/2)^2} \right]$$

$$(\alpha_n = 1/\tau_n). \tag{9}$$

Произведем некоторые дополнительные преобразования. Разлагая функцию  $\sin^2(\omega v/2)/(\omega v/2)^2$  в ряд Тейлора и ограничиваясь в нем двумя первыми членами, согласно (7), получим

$$\overline{\Delta^2} = \frac{2}{\nu} \int_0^{\nu} \left( 1 - \frac{\tau}{\nu} \right) R_{nn}(\tau) d\tau + \frac{\overline{A^2}\omega^2}{24} \nu^2. \tag{10}$$

Будем также считать, что интервал осреднения v существенно превосходит масштаб корреляции  $\tau_n$  компонента n(t). В этом случае формула (10) окончательно запишется так:

$$\overline{\Delta^2} = 2 \frac{\sigma_n^2 \tau_n}{v} + \frac{\overline{A^2}\omega^2}{24} v^2, \tag{11}$$

где

$$\tau_n = \int_0^\infty r_{nn}(\tau) d\tau. \tag{12}$$

Дифференцируя (11) по v и приравнивая результат к нулю, получим выражение для оптимального периода осреднения  $v_{\text{опт}}$ , обеспечивающего минимизацию величины  $\overline{\Delta^2}$ :

$$v_{\text{onr}} = \left(24 \frac{\sigma_n^2 \tau_n}{\overline{A^2 \omega^2}}\right)^{1/3}.$$
 (13)

Минимальная ошибка определяется при этом равенством

$$\left[\overline{\Delta^2}\right]_{\text{MHH}} = \frac{\overline{A^2\omega^2}}{8} v_{\text{ORT}}^2. \tag{14}$$

Нетрудно убедиться, что осреднение должно производиться на тем больших временных интервалах, чем меньше при прочих равных условиях амплитуда суточного хода и чем больше мощность мелкомасштабных пульсаций. Важно также обратить внимание на то, что в формуле (13) для  $v_{\rm out}$  стоит показатель степени  $^{1}/_{3}$ . Отсюда следует, что величина оптимального периода осреднения малокритична к определяющим ее параметрам и в широком диапа-

Таблица 1

Значения оптимальных интервалов осреднения при определении суточного хода агрометеорологических элементов

	$\sigma_n^2/\overline{A^2}$					
тп мин	0,001	0,002	0,005	0,010	0,050	
1 2 3 4 5 10 15 20 30	11 14 16 18 19 24 27 30 34	14 17 20 22 23 29 34 37 42	18 23 27 29 32 40 46 50 57	23 30 33 37 40 50 57 62 71	29 37 42 46 50 62 72 79 90	

зоне их изменения меняется незначительно. В свою очередь это означает, что при проведении соответствующих расчетов нет необходимости добиваться излишне высокой точности определения статистических характеристик исследуемых процессов, что в существенной степени упрощает решаемую задачу.

Для полноты картины в табл. 1 приведены величины  $v_{\text{опт}}$ , рассчитанные нами для различных значений отношения  $\sigma_n^2 / \overline{A^2}$  и различных интервалов корреляции  $\tau_n$  высокочастотного компонента n(t). Оценив по экспериментальным данным ориентировочные значения соответствующих параметров, можно установить разумный, как правило, близкий к оптимуму период осреднения. К примеру, если отношение дисперсии  $\sigma_n^2$  «шумового» компонента к среднему квадрату суточного хода измеряемого метеоэлемента составляет

порядка 0,001, а масштаб корреляции  $\overline{A^2}$  лежит в пределах 1... 5 мин, то период осреднения следует брать равным 10... 20 мин.

Изложенный подход к определению оптимальных интервалов осреднения естественным образом может быть обобщен на случай обработки дискретных записей теплобалансовых наблюдений. Действительно, предположим, что отсчеты текущих значений исследуемого элемента берутся через равные промежутки времени  $\Delta t$ , т. е.

$$z(t_i + j\Delta t) = z(t_i), \quad z(t_i + \Delta t), \quad z(t_i + 2\Delta t), \dots, \quad z(t_i + n\Delta t). \quad (15)$$

Примем также, что содержащаяся в  $z(t_i+j\Delta t)$  высокочастотная составляющая  $n(t_i+j\Delta t)$  представляет собой стационарный дискретный процесс. Тогда выражение для среднего квадрата ошибки, возникающей при замене последовательности q отсчетов  $z(t_i+j\Delta t)$  (i=0,1,2,...,q-1) средней величиной

$$z_{i} = \frac{1}{q} \sum_{j=0}^{q-1} z(t_{i} + j \Delta t), \tag{16}$$

будет иметь вид

$$\overline{\Delta}_{i}^{2} = \frac{\sigma_{n}^{2}}{q} \lambda_{n}(q) + \frac{1}{q} \sum_{i=0}^{q-1} [g(t_{i} + j\Delta t) - g_{i}]^{2},$$
 (17)

где

$$\lambda_{n}(q) = 1 + \sum_{j=0}^{q-1} \left(1 - \frac{j}{q}\right) r_{nn}(j \Delta t),$$

$$g_{i} = \frac{1}{q} \sum_{j=0}^{q-1} g(t_{i} + j \Delta t).$$
(18)

Формула (17) есть не что иное, как дискретный аналог соотношения (3), причем, как и в рассмотренном выше непрерывном случае, первое слагаемое здесь характеризует случайную ошибку, связанную с влиянием мелкомасштабного компонента, а второе — ошибку, вызванную ступенчатой аппроксимацией суточного хода. При задании последнего дискретной гармонической функцией

$$g(t_i + j\Delta t) = A\sin\left[\omega(t_i + j\Delta t) + \varphi_0\right] + A_0, \tag{19}$$

после несложных преобразований, аналогичных предыдущим, приходим к следующему равенству:

$$\overline{\Delta^2} = \frac{\sigma_n^2}{q} \lambda_n(q) + \frac{\overline{A^2 \omega^2}}{24} (q^2 - 1). \tag{20}$$

Отсюда может быть найдено оптимальное число осредняемых отсчетов  $q_{\text{опт}}$ . Следует отметить, что пользоваться формулой (20)

целесообразно только в тех случаях, когда дискретизация измеряемых процессов осуществляется с относительно большим шагом  $\Delta t$ . При высокой частоте автоматизированных теплобалансовых измерений, когда интервал между отсчетами составляет всего  $1\dots 2$  мин, как правило, вполне приемлемую точность обеспечивают формулы, выведенные ранее для непрерывных реализаций. Оптимальное число осредняемых отсчетов  $q_{\text{опт}}$  определяется в данном случае исходя из очевидного соотношения

$$q_{\text{ont}} = v_{\text{ont}}/\Delta t. \tag{21}$$

Произведем некоторые численные оценки, иллюстрирующие методику соответствующих расчетов и позволяющие судить о порядке реальных значений  $v_{\text{опт}}$ . Для этого воспользуемся имеющимися в нашем распоряжении экспериментальными данными по ряду агрометеорологических элементов.

Согласно результатам статистической обработки материалов многолетних метеорологических наблюдений, суточный ход температуры воздуха в Ленинградской области в июле хорошо аппрок-

симируется зависимостью

$$g(t) = 16.1 + 2.8 \cos\left(\frac{\pi}{12}t - 3.85\right)$$

где t — время, ч; g(t) — температура, °C.

Таким образом, среднее значение амплитуды  $\overline{A}$  гармонического компонента в рассматриваемом примере составляет 2,8 °C. По тем же данным коэффициент вариации амплитуд  $v_A = \sigma_A/\overline{A}$  равен 0,43. Отсюда входящая в расчетные формулы величина

$$\overline{A^2} = \overline{A^2} (1 + v_A^2) = 9.3 \ (^{\circ}\text{C})^2.$$

Мелкомасштабные колебания температуры существенно зависят от стратификации атмосферы и типа погоды, и их статистические параметры меняются в весьма широких пределах. Примем для некоторых средних условий  $\sigma_n^2 = 0.25 (^{\circ}\text{C})^2 \ (\sigma_n = 0.5 \,^{\circ}\text{C})$  и  $\tau_n = 20$  с. При этом из формул (13) и (14) получаем оптимальный интервал  $v_{\text{опт}} = 23$  мин и соответствующее ему значение

$$\left[\overline{\Delta^2}\right]_{MHH} = 0.012 \ (^{\circ}C)^2 \ \left(\sigma_{\Delta} = \sqrt{\overline{\Delta^2}} = 0.11 \ ^{\circ}C\right).$$

Положительный эффект от замены текущих значений измеряемого процесса осредненными 23-минутными отсчетами очевиден, поскольку ошибка воспроизведения суточного хода g(t) уменьшается почти в пять раз  $(\sigma_{\Delta}/\sigma_{n} \approx 5)$ .

Отметим, что если бы расчеты проводились для более неблагоприятных условий и дисперсия мелкомасштабного компонента принималась равной  $\sigma_n^2 = 1$  (°C)², а  $\tau_n = 60$  с, то оптимальный интервал  $v_{\text{опт}}$  получился бы равным 50 мин, а величина

$$[\overline{\Delta^2}]_{\text{MMH}} = 0.055 \ (^{\circ}\text{C})^2.$$

Допустим, что в этих новых условиях интервал  $\nu_{\text{опт}}$  оставлен прежним, т. е. равным 23 мин. Тогда по сравнению с возможным значением

$$\left[\overline{\Delta^2}\right]_{\text{MWH}} = 0.055 \, \left(^{\circ}\text{C}\right)^2$$

ошибка  $\overline{\Delta^2}$  увеличилась бы до уровня 0,082 (°C)². Отсюда следует, что неточное определение произведения  $\sigma_n^2$   $\tau_n$  более чем на поря-

док приводит к увеличению ошибки  $\overline{\Delta^2}$  по сравнению с ее потенциально достижимым минимумом лишь немногим более чем в 1,5 раза. Сравнительно небольшой выигрыш в точности, обеспечиваемый за счет осреднения во втором случае, объясняется медленным изменением мелкомасштабного компонента (принятый интервал корреляции составляет 1 мин) и, следовательно, слабым его сглаживанием.

Проведем аналогичный расчет для градиента температуры воздуха. По данным [2] в условиях Ленинградской области (ст. Николаевское) суточный ход градиента температуры воздуха в июле хорошо аппроксимируется соотношением

$$g(t) = 0.5 \cos\left(\frac{\pi}{12}t - 3.14\right), A = 0.5$$
 °C.

Полагая, что коэффициент вариации амплитуд  $v_A$ , как и в предыдущей задаче, составляет порядка 0.5, находим  $\overline{A^2}=0.25(1+0.25)=0.31\,(^\circ\text{C})^2$ . Что касается мелкомасштабных пульсаций градиента, то надежных данных о статистической структуре этого метеоэлемента в настоящее время крайне мало. По результатам обработки материалов наблюдений, имевшихся в нашем распоряжении, можно заключить, что интегральный масштаб  $\tau_n$  для пульсаций градиента температуры примерно тот же или несколько меньше, чем для пульсаций самой температуры, а дисперсия  $\sigma_n^2$  лежит в пределах 0.001...  $0.05\,(^\circ\text{C})^2$ . Приняв для определенности некоторые средние цифры:  $\sigma_n^2=0.02\,(^\circ\text{C})^2$  и  $\tau_n=20\,$  с [1,3], полу-

чим  $\tau_{\text{опт}}=30$  мин,  $[\overline{\Delta^2}]_{\text{мин}}=0.005\,^{\circ}\text{C}$ . Таким образом, и в этом случае погрешность воспроизведения суточного хода при оптимальном осреднении уменьшается примерно в два раза  $(\sigma_{\Delta}/\sigma_{n}\approx 2)$ . Наконец, обратимся к расчету ошибок воспроизведения суточ-

ного хода испарения E. Используя данные, полученные нами для условий Кулундинской степи [3, 4], примем  $\overline{A}_E=0.3$  кал/(см²·мин),  $v_E=0.5$ ,  $\sigma_n=0.04$  кал/(см²·мин),  $\tau_n=20$  с. Для приведенных

данных соответствующие расчеты дают  $_{\text{опт}} = 18$  мин и  $\overline{[\Delta^2]}_{\text{мин}} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ кал}^2/(\text{см}^4 \cdot \text{мин}^2)$ .

В целом, учитывая относительно слабую зависимость погрешно-

сти  $\overline{\Delta^2}$  от значения  $\nu$  вблизи оптимума, можно рекомендовать производить осреднение в автоматической теплобалансовой аппаратуре на интервалах 15... 30 мин. Окончательный выбор величины у должен производиться исходя из конкретных условий проведения наблюдений и возможностей рациональной технической реализации соответствующего алгоритма осреднения. С этой точки зрения при проектировании измерительных систем агрометеорологического назначения целесообразно предусматривать возможность регулирования периода интегрирования результирующих параметров в определенном диапазоне значений [умин... умакс].

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жуковский Е. Е., Киселева Т. Л., Мандельштам С. М. Статистический анализ случайных процессов в приложении к агрофизике и

агрометеорологии. — Л.: Гидрометеоиздат, 1976. — 407 с.

2. Могилевер О. М. Получение репрезентативных значений метеоэлементов в приземном слое атмосферы как задача оптимальной фильтрации.— В кн.: Применение статистических методов в метеорологии: Труды Всесоюзного симпозиума по применению статистических методов в метеорологии. Л., Гидрометеоиздат, 1971, с. 170-179.

3. Саноян М. Г. Статистическая структура отдельных элементов теплового баланса.— Труды ГГО, 1979, вып. 435, с. 72—80.
4. Циприс Д. Б., Саноян М. Г. Двустороннее регулирование водного режима почв. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978. — 184 с.

# содержание

Р. С. Бортковскии. 1епло- и влагооомен океана и атмосферы при штиле и маловетрии	3
Н. З. Ариель, А. В. Мурашова. Расчет уточненных номо-	
грамм для определения коэффициентов сопротивления, тепло- и влаго- обмена над морем	9
Р. С. Бортковский, Д. Ф. Тимановский. Новые экспери-	
ментальные данные о поле брызг над ветровыми волнами	24
В. В. Симонов. Некоторые вопросы численного моделирования потока жидкости над волнистой границей	31
ных форм на коротковолновую радиацию в Северной Атлантике	40
Н. А. Лазарева, С. П. Малевский-Малевич. Методика и результаты расчетов радиационного баланса и определяющих его ха-	
рактеристик севера Западной Сибири	45
Е. Д. Надежина, Л. В. Несина. О влиянии скорости ветра на поля температуры и влажности в окрестности водоема	59
Б. Г. Вагер, З. М. Утина. Баланс атмосферной влаги над системой орошаемых полей	68
Л. Р. Орленко, О. Б. Шкляревич. Методика расчета вертикальных сдвигов ветра в нижней части пограничного слоя атмосферы по синоптической информации	80
Л. Р. Орленко, О. Б. Шкляревич. О расчете вертикальных сдвигов ветра в нижней части пограничного слоя атмосферы по наземной информации	91
Л. П. Быкова. Применение модели пограничного слоя атмосферы над сложной поверхностью к изучению бризовой циркуляции	97
Е. Д. Надежина. Моделирование квазистационарного режима планетарного пограничного слоя атмосферы при неустойчивой стратификации	109
Б. Н. Егоров, Е. Д. Надежина. Об изменении положения нижней границы облачности под влиянием неоднородности подстилаю-	100
щей поверхности	122
М. Г. Саноян. Об особенностях взаимной корреляции основных элементов теплового баланса	131
М. Г. Саноян. Выбор оптимальных интервалов кусочного осреднения при исследовании суточного хода агрометеорологических элементов	141

# Труды ГГО, вып. 454.

## Физика пограничного слоя атмосферы

Редактор Г. И. Слабкович. Техн. редактор Е. А. Маркова. Корректор Т. В. Прокофьева

#### H/K

Сдано в набор 18.05.81. Подписано в печать 09.09.81. М-21580.. Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бум. тип. № 1. Лит. гарн. Печать высокая. Печ. л. 10. Кр. отт. 10,25. Уч. нзд. л. 10,55. Тираж 730 экз. Индекс МЛ-106. Заказ 159. Цена 75 коп. Заказное. Гидрометеоиздат, 199053. Ленинград, 2-я линня, д. 23.

Ленинградская типография № 8 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 190000, г. Ленинград, Прачечный переулок, 6.

