ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

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

06
Т 78

ТРУДЫ

ВЫПУСК 226

ФИЗИКА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

929828

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

БИБЛИОТЕКА
Ленинградского
Гидрометеорологического
Института

ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ЛЕНИНГРАД • 1968

УДК 551.554(061.6)

В сборник включены статьи по различным аспектам физики приземного и приводного слоев. Излагаются результаты изучения обмена теплом и количеством движения между океаном и атмосферой, а также особенности радиационных процессов над Северной Атлантикой. Значительную часть сборника занимают вопросы метеорологического режима водоемов в период замерзания и таяния льда, а также методика расчетов оптимального орошения сельскохозяйственных полей. Прогностическая тематика представлена схемой прогноза полей наземного давления с учетом специфики пограничного слоя. В конце сборника приведены материалы наблюдений над распределением метеорологических элементов в пограничном слое, полученные во время экспедиции в районе г. Цимлянска летом 1967 г.

Сборник рассчитан на научных сотрудников, работающих в области физики пограничного слоя, динамической метеорологии, океанологии, а также аспирантов и студентов старших курсов соответствующих специальностей.

2-9-7
76-38

Р. С. БОРТКОВСКИЙ, Э. К. БЮТНЕР

О МЕТОДАХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ И ТЕПЛА НАД МОРЕМ

Повышенный интерес к задаче о взаимодействии океана и атмосферы явился причиной появления целого ряда обзоров, посвященных этой проблеме [1, 2, 3]. Одним из центральных ее вопросов является вопрос о микромасштабном взаимодействии примыкающих к поверхности раздела слоев воздуха и воды, в которых происходит обмен количеством движения, теплом и влагой между атмосферой и морем. В последние годы появился целый ряд теоретических работ, в которых делаются попытки получить значения потоков через поверхность раздела по характеристикам пограничных слоев атмосферы и моря. Одновременно опубликован целый ряд новых экспериментальных данных измерений значений касательного напряжения над морем. Обзор этого круга работ и является первой задачей настоящей статьи. Вторая задача, которую ставили перед собой авторы, заключается в попытке сделать некоторые выводы относительно того, как следует рассчитывать величины турбулентных потоков тепла H и количества движения τ по результатам простейших измерений скорости ветра и температуры в приповерхностных слоях.

В связи с этими обстоятельствами библиография, приведенная в конце статьи, является далеко не полной; ее можно рассматривать скорее как дополнение к библиографии по этому вопросу, приведенной в упоминавшихся монографиях [1, 2, 3]. Это дополнение включает в себя главным образом теоретические работы по совместному решению уравнений движения системы море — атмосфера и экспериментальные работы по определению чисел Прандтля и Стэнтона в шероховатых трубах. По мнению авторов, эти работы могут оказаться полезными для метеорологов.

Первая часть статьи относится к работам по теоретическому и экспериментальному определению коэффициента аэродинамического сопротивления (коэффициент трения)

$$C_u = \frac{\tau}{\rho_a u^2(z)},$$

где ρ_a — плотность воздуха, $u(z)$ — скорость ветра на высоте z.

Во второй части сопоставляются результаты расчета числа Стэнтона $\mathrm{St} = H/\rho_a c_p(\Theta_a - \Theta_w)u$, где H — поток тепла, c_p — теплоемкость воздуха при постоянном давлении, $\Theta_a(z) - \Theta_w$ — разность температур воздуха и поверхности воды по разным теоретическим моделям.

Оказалось, что если поверхность моря с точки зрения переноса тепла близка к гладкой поверхности, то рассчитанные по разным моделям

числа Стэнтона очень близки между собой. Работ, посвященных вопросу о влиянии шероховатости на перенос тепла, авторам известно очень мало. Сопоставление результатов расчета St и эксперимента над морем провести пока нельзя ввиду практического отсутствия непосредственных измерений потоков тепла. Поэтому авторы привели результаты ряда измерений St в шероховатых трубах, чтобы хотя бы качественно сопоставить результаты теории и эксперимента.

1. Экспериментальные определения напряжения трения ветра на поверхности моря

Напряжение трения ветра τ, как известно, можно определить различными способами в соответствии со следующими видами записи:

$$\tau = -\rho_a \overline{u' w'}, \tag{1.1}$$

$$\tau = \rho_a k_u \frac{d\bar{u}}{dz}, \tag{1.2}$$

$$\tau = \int_0^h \rho_a f(\bar{v} - v_g)\, dz, \tag{1.3}$$

$$\tau = \rho_w g h_w \frac{\partial \zeta}{\partial x}. \tag{1.4}$$

Здесь ρ_a и ρ_w — плотность воздуха и воды соответственно; u' и w' — пульсации продольной и вертикальной компонент скорости ветра; k_u — коэффициент турбулентного обмена; $\bar{u}(z)$ — средняя скорость ветра (в приводном слое); f — параметр Кориолиса; $\bar{v} - v_g$ — отклонение поперечной компоненты скорости ветра в пограничном слое от геострофического значения; $g = 9{,}8$ м/сек.^{2}; h_w — глубина водоема; $\frac{\partial \zeta}{\partial x}$ — наклон уровенной поверхности, вызванный действием ветра.

Способы определения τ, вытекающие из (1.1)—(1.4), подробно изложены, например, в [1, 2], где содержится также анализ точности каждого из них. Там же указывается, что, кроме часто применявшихся способов расчета τ по формулам (1.2), (1.3), (1.4), все более часто в последнее время используется пульсационный (прямой) метод (1.1); τ можно определить также и по сжатию ветром мономолекулярной пленки на поверхности воды; однако последний метод пока не получил широкого распространения.

Практически определение τ сводится к определению коэффициента аэродинамического сопротивления поверхности $C_u(z)$, отнесенного к определенной высоте, и к измерению скорости ветра на той же высоте.

Если все проводившиеся над морем измерения позволяют считать более или менее установленной величину среднего значения коэффициента C_u, то относительно характера зависимости C_u от скорости ветра и условий температурной стратификации приводного слоя единой точки зрения еще нет. Так, в обзоре [4] приводятся результаты различных исследователей, согласно которым C_u либо растет с усилением ветра, либо уменьшается, либо, наконец, остается постоянным. Однако все эти заключения были сделаны, как правило, по небольшому числу наблюдений. В последнее время было получено довольно много значений τ с помощью измерений пульсаций компонент скорости ветра [5—11]. Рассчитанные по этим данным значения $C_u|_{z=10\text{ м}}$, нанесенные на график (рис. 1), не позволяют сделать какого-либо вывода о зависимости C_u от скорости ветра. Лишь после осреднения полученных значений по интервалам скорости

ветра выявляется рост коэффициента трения при усилении ветра; эта зависимость довольно близка к полученной Зубковским и Кравченко [11].

Подобные же выводы можно сделать, использовав данные измерений профилей скорости в приводном слое.

Большое число данных такого рода, а также значений C_u при больших скоростях ветра (20—25 м/сек.), определенных по измерениям наклона уровня моря во время штормовых нагонов, приведены в [2, 20, 21]. Хотя величины C_u, рассчитанные по данным о штормовых нагонах, и считаются

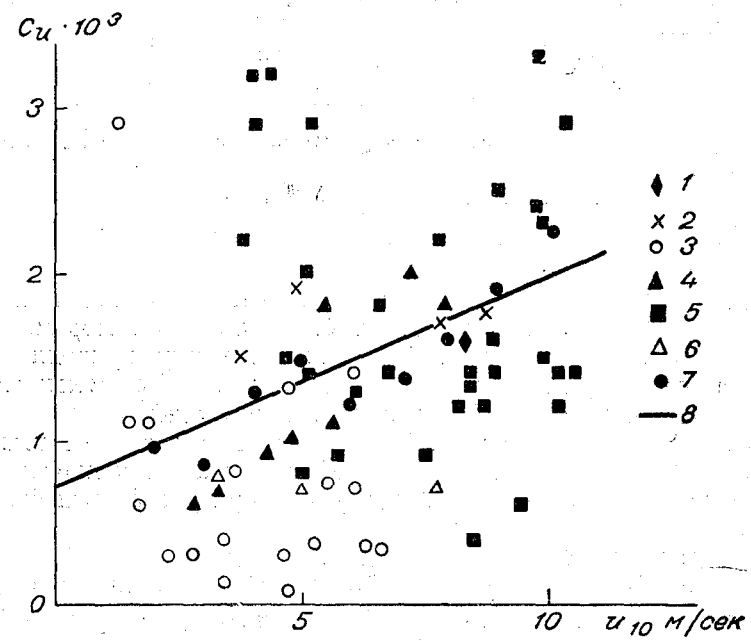


Рис. 1. Коэффициент трения по структурным данным:
1 — данные Мак-Илроя [5]; 2 — данные Виноградовой [6]; 3 — данные ГГО [24]; 4 — данные ИФА [10]; 5 — данные ИФА [11]; 6 — данные Хассе [8]; 7 — осредненные по интервалам скорости ветра; 8 — $C_u=(0{,}72+0{,}12\ u_{10})\cdot 10^{-3}$.

менее достоверными [1], они достаточно хорошо согласуются с зависимостью полученной в [2] по профильным данным

$$C_u=(1{,}00+7\cdot 10^{-4}u_{10})\cdot 10^{-3}.$$

Нужно отметить, что пульсационные измерения дают более слабую зависимость C_u от скорости ветра; однако эти измерения относятся к скоростям ветра, не превышающим 10 м/сек.

Большой разброс точек $C_u(u)$ можно объяснить тем, что коэффициент трения зависит от целого ряда факторов, из которых контролировался в экспериментах только один — скорость ветра. Таким образом, зависимость $C_u(u)$ имеет стохастический характер.

Очевидно, что, кроме скорости ветра, на величину C_u должны влиять условия стратификации и спектральные характеристики волнения, которые, вообще говоря, неодинаковы при одной и той же скорости ветра.

Кроме того, поверхностно-активные вещества, попадающие на поверхность воды в результате деятельности человека, морских организмов и других процессов, изменяют форму спектра волнения и таким образом влияют на величину C_u.

Роль волнения достаточно ярко проиллюстрирована известными опытами Ван-Дорна [12]. Определяя τ по уклону поверхности небольшого бассейна [формула (1.4)], он обнаружил, что наличие поверхностно-активного вещества (мыльной пленки), уменьшающего энергию волн (особенно в области высоких частот), заметно снижает величину τ при скорости ветра, превышающей 7—8 м/сек.

Это привело к представлению о том, что полное напряжение трения τ на водной поверхности складывается из сопротивления формы τ_f и напряжения трения спокойной поверхности воды τ_s. По данным Ван-Дорна Манк [13] нашел

$$\tau_f = 0{,}68 \cdot 10^{-6} \rho_a (g\nu)^{-1/3} u_{10}^3,$$

$$\tau_s = 1{,}0 \cdot 10^{-3} \rho_a u_{10}^2, \tag{1.5}$$

где $(g\nu)^{-1/3}$ введено по соображениям размерности; ν — коэффициент молекулярной вязкости воздуха.

Из (1.5) легко найти, приняв $\nu = 0{,}15$ см²/сек.,

$$C_u = (0{,}28 \cdot 10^{-3} u_{10} + 1{,}0) \cdot 10^{-3}, \tag{1.6}$$

где u_{10} в см/сек.

Выражение (1.6) довольно хорошо согласуется с экспериментальными результатами, полученными при наблюдениях над морем.

Что же касается зависимости C_u от стратификации приводного слоя, не только температурной, но и плотностной (см. [14]), то имеющиеся экспериментальные данные крайне ненадежны и скудны.

Давно отмечено, что при равной скорости ветра ветровые волны при неустойчивой стратификации выше и крутые разрушающиеся гребни (барашки) занимают бо́льшую площадь, чем при устойчивой стратификации [1].

По данным кораблей погоды найдено, что при $\Theta_w - \Theta_a = 6{,}7°$ средняя высота волн на 22% выше, чем при $\Theta_w = \Theta_a$ [15]. Известно, что средняя высота волн $\bar{h}$ связана с динамической скоростью v_* эмпирической зависимостью [16] $\bar{h} \sim v_*^2$, т. е. $\bar{h} \sim \tau/\rho$.

Следовательно, отношению высот волн, равному 1,22, соответствует такое же отношение коэффициентов трения. Это согласуется с выводом Френсиса [17] об увеличении на 25% коэффициента трения при конвективных условиях по сравнению с условиями нейтральной стратификации.

По данным о наклоне уровня на озере было найдено, что C_u при неустойчивой стратификации примерно вдвое меньше, чем при устойчивой [18]. Однако измерение скорости ветра при этом производилось далеко от воды, что могло внести большие погрешности.

Наконец, недостаточно ясно, как характеризовать стратификацию атмосферы над морем. Нарушения подобия профилей температуры и скорости ветра над водой [19] и недостаток материалов для проверки подобия затрудняют и теоретический анализ влияния стратификации на турбулентный перенос количества движения.

Во всяком случае, необходимо сопровождать любые измерения касательного напряжения над морем тщательными измерениями волнения, температуры и влажности.

Очевидно, что теоретические методы расчета C_u должны отражать тесную связь динамики приводного слоя атмосферы и приповерхностного слоя океана.

Поэтому наиболее корректным является вычисление этих характеристик, в частности коэффициента ветрового сопротивления C_u, путем решения совместной системы уравнений движения для обеих сред при заданных внешних условиях и условиях на границе раздела.

Очевидно, что входящие в эти уравнения коэффициенты турбулентного обмена как в воде, так и в воздухе должны определяться в результате решения системы так же, как и сам профиль $u(z)$, а не задаваться априори. Для этого необходимы дополнительные физические гипотезы. В простейшей форме такая задача была впервые поставлена и решена в работе Б. А. Кагана и З. М. Утиной [22]. Они получили ряд интересных результатов, в частности, выявили влияние угла между направлением ветра и горизонтальным градиентом температуры на характеристики теплообмена. Однако значения C_u, полученные в [22], оказались завышенными, вероятно, из-за того, что коэффициент турбулентного обмена k считался постоянным по высоте. Построенная в последние годы модель Д. Л. Лайхмана [24] свободна от этого недостатка. В [24] предполагается, что вся энергия ветра затрачивается на создание дрейфового течения в воде, а на поддержание колебаний поверхности раздела энергия не затрачивается. Несмотря на это ограничение, значения скорости ветрового дрейфа и коэффициента ветрового сопротивления C_u, полученные автором, неплохо согласуются с экспериментальными данными.

Однако, несмотря на хорошее согласование результатов [24] и эксперимента, очевидно, что изменение характеристик волнения морской поверхности должно сказываться на величине касательного напряжения. В работах [26—30] сделана попытка оценить величину сопротивления формы морской поверхности по экспериментально измеряемым спектрам ветрового волнения.

Основные идеи этих работ изложены также в [31, 32]. Оказывается, что даже при потенциальном обтекании бегущей волны она встречает сопротивление со стороны воздуха, если кривизна профиля скорости $u(z)$ не равна нулю.

Величина добавки τ_f к касательному напряжению τ_s, которое имело бы место при отсутствии волнения, зависит от спектра волнения и от вида профиля скорости ветра.

Для иллюстрации приведем результаты расчета отношения $\frac{\tau_f}{\tau_s}$, когда спектр волнения определен по формуле Нейманна, а профиль скорости $u(z)$ является линейно-логарифмическим:

$$u(z) = \frac{v_*}{\varkappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad z > 11{,}5 z_0,$$

$$u(z) = 0{,}2 \frac{v_*}{\varkappa} \frac{z}{z_0} \quad z \leqslant 11{,}5 z_0. \tag{1.7}$$

Здесь $\tau_s = \rho v_*^2$, $z_0 = 10^{-2}$ см, $\varkappa$ — постоянная Кармана, равная 0,38.

Результаты расчета отношения τ_f/τ_s приводятся в табл. 1; в ней же указаны принятые при расчете значения C_u при разных v_*.

Таблица 1

v_* см/сек.	C_u	u_{10} см/сек.	τ_f/τ_s
8	$7 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^2$	0,3
20	$7 \cdot 10^{-4}$	10^3	0,9
40	$1{,}5 \cdot 10^{-3}$	$1{,}5 \cdot 10^3$	1,7

Полученные значения согласуются с данными рис. 1 (при росте скорости ветра C_u увеличивается).

Отметим, однако, что соотношение величин сопротивления формы τ_f и касательного трения ρv_*^2, полученное таким образом, можно рассматривать только в качестве грубой качественной оценки. Это объясняется главным образом произвольным выбором профиля $u(z)$ нулевого приближения (1.7). Кроме того, вероятно, становится незаконной линеаризация уравнений движения [26] при больших значениях $\tau_f/\rho v_*^2$.

2. О величине турбулентного теплообмена над морской поверхностью

Вертикальный поток тепла H над морской поверхностью в принципе можно определять тремя способами.

1. Путем синхронного измерения мгновенных значений вертикальной скорости w и температуры Θ и осреднения по времени произведения флуктуаций w' и Θ':

$$H = -\rho_a c_p \overline{w'\Theta'}. \tag{2.1}$$

Однако для получения H таким прямым способом требуется специальная аппаратура, и в настоящее время мы не знаем опубликованных результатов такого рода измерений над морем, кроме [8] и [11].

2. Можно определять H по градиентам средней температуры над поверхностью моря, измеренным на специальной вехе (чтобы устранить влияние корпуса судна)

$$H = -\rho_a c_p k_H \frac{d\Theta}{dz}. \tag{2.2}$$

Такие измерения должны быть очень точными, так как величины $\frac{d\Theta}{dz}$ на тех уровнях, где их можно наблюдать над морем, очень невелики. Это сильно затрудняет получение потока H таким способом. Кроме того, при использовании формулы (2.2) возникает вопрос о выборе коэффициента турбулентного переноса k_H для потока тепла. Наиболее часто предполагают, что k_H равен коэффициенту турбулентной вязкости k_u, т. е. что турбулентное число Прандтля $\mathrm{Pr_т} = \frac{k_u}{k_H} = 1$.

В принципе k_u можно оценить по результатам структурных измерений касательного напряжения и градиентов скорости ветра над морем. По измерениям, произведенным в атмосфере над сушей, число $\mathrm{Pr_т}$ для нейтральной стратификации близко к единице, но отношение $\frac{k_u}{k_H}$ явно зависит от условий стратификации. По измерениям, проведенным в лабораторных условиях для воздуха, в среднем (см. [33]) число $\mathrm{Pr_т}$ равно не единице, а 0,78, т. е. близко к молекулярному числу Pr для воздуха. Выбор между этими двумя значениями $\mathrm{Pr_т}$ при нейтральной стратификации можно будет сделать после проведения лабораторных измерений $\mathrm{Pr_т}$ в среде, где молекулярное число Pr сильно отличается от единицы.

Вопрос о соотношении коэффициентов k_u и k_H при разной стратификации подробно обсуждается в монографии Ролля [1].

3. Проще и удобнее всего было бы использовать для расчета потока H выражение

$$H = -\rho_a c_p \mathrm{St}\, u_a(\Theta_a - \Theta_w). \tag{2.3}$$

Однако, вычисление H по (2.3) возможно лишь в том случае, если известно хотя бы приближенно число Стэнтона St. Пока нам не известны

прямые измерения числа Стэнтона в приводном слое. Однако в последние годы появился целый ряд работ по измерениям St в трубах различной шероховатости и при разных значениях числа Прандтля в потоке. Наиболее детально результаты такого ряда измерений описаны в [34]. Кроме того, эту работу можно рассматривать как непосредственное продолжение классических работ Никурадзе по установлению законов сопротивления шероховатых труб. Авторы [34] провели измерения коэффициента сопротивления и числа Стэнтона St в трех трубах, обклеенных плотно упакованными песчинками разных размеров.

Измерения производились в воде при разных значениях чисел Pr в пределах 1,20 — 6, но здесь мы приведем только ряд результатов полученных при Pr = 1,20.

Коэффициент сопротивления $C_{u\text{ш}}$ во всех трех шероховатых трубах сначала убывал с ростом скорости потока, достигая минимума, а затем возрастал и стремился к предельному постоянному значению при достаточно больших Re. Эти предельные значения $C_{u\text{ш}}$ оказались равными для трех труб $3 \cdot 10^{-3}$, $5{,}8 \cdot 10^{-3}$ и $9{,}5 \cdot 10^{-3}$. Такое поведение C_u является естественным при переходе от режима гладкого обтекания к режиму развитой шероховатости. В гладкой трубе коэффициент $C_{u\text{г}}$ всегда монотонно убывает с ростом числа Pr, т. е. с ростом скорости потока в трубе. Это объясняется уменьшением толщины слоя молекулярной вязкости при увеличении скорости. При предельно высоком числе Re, достигнутом авторами [34] ($\text{Re}_{\text{макс}} = 10^6$), $C_{u\text{г}} = 1{,}7 \cdot 10^{-3}$. (Вообще изменение C_u с ростом Re ослабевает и в пределах Re от 10^5 до 10^6 C_u изменялся слабо — от $2 \cdot 10^{-3}$ до $1{,}7 \cdot 10^{-3}$.) В гладких трубах число $\text{St}_\text{г}$ отличалось от $C_{u\text{г}}$ при всех Re не более чем на 2%. В шероховатых трубах в режиме развитой шероховатости, когда $C_{u\text{ш}}$ достигало насыщения, число $\text{St}_\text{ш}$ убывало с ростом числа Re так же, как и в гладкой трубе. Однако значения функции St(Re) были меньше, чем C_u в шероховатых трубах, но больше, чем в гладкой трубе.

Для иллюстрации приведем табл. 2, составленную по результатам [34] для $\text{Re} = 10^6$ и Pr = 1,20.

Таблица 2

$\frac{C_{u\text{ш}}}{C_{u\text{г}}}$	$\frac{\text{St}_\text{ш}}{C_{u\text{г}}}$
1,8	1,4
3,4	1,8
5,7	2,1

Ясно, что, чем сильнее отличается коэффициент сопротивления шероховатой трубы от коэффициента сопротивления гладкой трубы, тем больше разница чисел St и C_u. На неприменимость соотношения St и C_u для моря уже указывалось в [35].

Из натурных экспериментов, разумеется, трудно сделать выводы о деталях изменения C_u в зависимости от скорости ветра над морем. Однако очевидно, что зависимость коэффициента сопротивления C_u от скорости над взволнованной водной поверхностью отличается от зависимости C_u от скорости ветра и в гладкой трубе и в трубе с неподвижными шероховатостями. Как видно из сравнения рис. 1 и 2, при скоростях ветра до 8 м/сек. величина C_u примерно на 30% превышает значения $C_{u\text{г}}$ для бесконечной гладкой плоскости (рис. 2, кривая *б*). С ростом скорости ветра C_u возрастает до значения, примерно вдвое превышающего коэффициент сопротивления гладкой поверхности при скоростях порядка 20 м/сек. (О дальнейшем поведении C_u пока ничего неизвестно.) Таким образом, результаты измерений C_u (рис. 1) уже дают возможные пределы значений St над морем, хотя и крайне грубые: значения St(u) должны лежать в промежутке между значениями $C_{u\text{г}}$ и измеренными значениями C_u для моря. Отметим, что используемое в климатологических расчетах значение

$St = 1{,}8 \cdot 10^{-3}$ [36] в общем попадает в эти пределы, но лежит ближе к верхнему пределу. Попробуем теперь привлечь ряд дополнительных соображений и установить эти пределы точнее. Прежде всего отметим еще раз, что C_u над водой при скоростях $u<10$ м/сек. незначительно превышает величину C_u над гладкой поверхностью. При этом наличие бегущих волн на поверхности воды даже при ламинарном режиме обтекания вызывает добавочное сопротивление формы, которое должно увеличить величину C_u над водой по сравнению с величиной C_{ur} (см. раздел 1). Проведенные в разделе 1 оценки грубы, но они по порядку величины совпадают с наблюдаемыми значениями C_u.

В экспериментах Ван-Дорна [12] значения касательного напряжения τ на поверхности воды, покрытой мыльной пленкой, совпадали со значениями τ на поверхности чистой воды до скоростей ветра около 7 м/сек. Отсюда можно сделать вывод, что при скоростях ветра меньше 10 м/сек. режим обтекания водной поверхности близок к режиму гладкого обтекания.

Если при этом учесть, что наличие шероховатости влияет на перенос количества движения гораздо сильнее, чем на перенос тепла (в режиме развитой шероховатости перенос количества движения определяется главным образом сопротивлением формы, а перенос тепла лимитирован молекулярной теплопроводностью в примыкающем к поверхности вязком подслое), то можно попытаться оценить St в предположении, что структура приводного температурного подслоя такая же, как над гладкой поверхностью; при этом входящую в результаты расчета величину C_u можно взять из эксперимента.

Из равенства (2.3) следует, что

$$St = \frac{1}{u(z)\int\limits_0^z \frac{dz}{\chi(z)}}, \tag{2.4}$$

Здесь $\chi(z)$ — коэффициент теплопроводности, который учитывает как молекулярный, так и турбулентный перенос тепла. Имеется целый ряд предположений о виде зависимости функций $\chi(z)$ от высоты даже над гладкой поверхностью. Разные модели приводят к разным значениям St. В обзорах [1, 2] отмечается, что полученные таким образом St могут различаться в несколько раз.

Однако анализ гипотез, использованных для получения St, позволяет, отбросив наименее вероятные модели, значительно сузить интервал возможных значений St. Большинство гипотез о характере теплообмена в тонком слое, примыкающем непосредственно к поверхности воды, основано на измерениях градиентов $u(z)$ над гладкой поверхностью. Из результатов этих измерений (см., например, [37]), следует, что при $z<z\approx\approx 5\nu/v_*$ эффективный коэффициент вязкости равен коэффициенту молекулярной вязкости воздуха и $u(z)$ подчиняется линейному закону

$$u(z) = \frac{v_*^2}{\nu} z. \tag{2.5}$$

При $z \geqslant 30\nu/v_*$ профиль $u(z)$ представляет собой прямую в логарифмической шкале. Следовательно, при $z>30\nu/v_*$ преобладает турбулентная вязкость и $\nu(z) = \varkappa v_* z$. В промежуточной области $5\nu/v_* \leqslant z \leqslant 30\nu/v_*$ имеет место постепенный переход от молекулярного переноса к турбулентному, коэффициент вязкости в первом приближении представляется суммой

$\nu(z)=\nu_м+\nu_т(z)$, и аналитический вид профиля $u(z)$ зависит от закона изменения функции $\nu_т(z)$ в этой промежуточной области.

Перенос тепла над гладкой поверхностью аналогичен переносу количества движения, влияние стратификации при малых z несущественно, и можно считать, что функция $\chi_т(z)$ совпадает с $\nu_т(z)$. Число $Pr_т$ для воздуха при нейтральной стратификации лежит в пределах 0,733 — 1, но эта неопределенность на результатах почти не сказывается.

В наиболее грубых гипотезах относительно функции $\chi(z)$ в приводном слое считается, что в интервале $0\leqslant z\leqslant\lambda\nu/v_*$ существует только молекулярный перенос тепла и $\chi(z)=\chi_м$, а при $z\geqslant\lambda\nu/v_*$ имеет место скачкообразный переход от молекулярного переноса к турбулентному и $\chi(z)=\chi_т=\varkappa v_* z$. Величина постоянной λ, очевидно, должна лежать в пределах $5\leqslant\lambda\leqslant30$. Такова, например, гипотеза Монтгомери [38]:

$$0\leqslant z\leqslant\delta \quad \chi=\chi_м,$$
$$z>\delta \quad \chi=\chi_м+\varkappa v_*(z-\delta),$$
$$\delta=\lambda\frac{\nu}{v_*}.$$

Если подставить функцию $\chi(z)$ в выражение для (2.4), то получим

$$St=\frac{\varkappa\sqrt{C_u}}{0{,}733\varkappa\lambda+\ln\left[1+\varkappa\sqrt{C_u}\,z\,u(z)/\chi_м\right]}. \tag{2.6}$$

Здесь $C_u=\frac{v_*^2}{u^2}$ — коэффициент аэродинамического сопротивления, который нужно взять из имеющихся в настоящее время экспериментальных данных.

На рис. 2 приведены кривые St для двух крайних значений λ ($\lambda=5$ и $\lambda=30$) при $C_u=(1{,}00+7\cdot10^{-4}u_{10})\cdot10^{-3}$ (см. § 1) и для высоты $z=10$ м.

Совершенно очевидно, что при постоянной $\lambda=30$ получаются заниженные значения St, так как при этом молекулярный перенос должен иметь место до $z=30\nu/v_*$ и диффузионное сопротивление слоя $0\leqslant z\leqslant30\nu/v_*$ явно завышено. При записи St в форме (2.6) отношение слагаемых в знаменателе характеризует относительный вклад слоев $0\leqslant z\leqslant\lambda\nu/v_*$ и $z>\lambda\frac{\nu}{v_*}$ и величину диффузионного сопротивления. Если $\lambda=30$, то оба слоя играют примерно одинаковую роль, при этом толщина слоя молекулярной теплопроводности явно завышена.

Другая часто употребляемая при расчетах St модель — модель Шеппарда [39] — не содержит гипотезы об изломе функции $\chi(z)$. Согласно Шеппарду, турбулентная теплопроводность начинает играть роль от самой поверхности и $\chi(z)=\chi_м+\varkappa v_* z$ при любых z.

Тогда

$$St=\frac{\varkappa\sqrt{C_u}}{\ln\left(1+\frac{\varkappa\sqrt{C_u}\,u(z)\,z}{\chi_м}\right)} \tag{2.7}$$

(рис. 2, кривая *3*).

Каков же наиболее реальный вид функции $\chi(z)$ в приповерхностном слое?

Экспериментально установлено, что при $z>30\nu/v_*$ профиль $u(z)$ подчиняется логарифмическому закону. Следовательно, при $z>30\nu/v_*$ коэффициент теплопроводности должен быть пропорционален z. Очевидно, что при наличии вязкого подслоя, который распространяется на расстояние порядка $5\nu/v^*$ от поверхности, этот коэффициент должен отсчитываться

не от уровня $z=0$, а от несколько более высокого уровня. Поэтому при $z \geqslant 30\nu/v_*$ должно быть

$$\chi = \chi_т = \varkappa v_*(z-d).$$

В слой $z<30\nu/v_*$ турбулентные пульсации проникают сверху, но затухают из-за вязкости. Поэтому $\chi_т(z)$ при $z<30\nu/v_*$ должно уменьшаться при приближении к стенке быстрее, чем по линейному закону.

Исходя из этих представлений, В. Г. Левич [37] вычислил функцию $u(z)$ в переходной области $5\nu/v_* \leqslant z \leqslant 30\nu/v_*$, где коэффициент вязкости имеет вид

$$\nu(z) = \nu_м(1+bz^2)$$

и получил хорошее согласование с экспериментальными данными.

Однако закон затухания турбулентных пульсаций в переходной области может быть иным. Так, например, не исключена возможность, что $\nu_т(z) \sim z^4$ [37]. Ряд косвенных экспериментальных данных [40] привел автора к выводу, что $\nu_т(z) \sim z^3$. Однако нетрудно показать, что выбор закона изменения функции $\nu_т(z)$ в переходном слое практически не сказывается на величине St. Важно только учесть наличие этого слоя.

На рис. 2 приведены значения St, вычисленные с учетом наличия переходного слоя $5\nu/v_* \leqslant z \leqslant 30\nu/v_*$. Кривая *1* получена в предположении, что

$$\chi = \chi_м(1+0{,}733bz^2) \quad \text{при} \quad z < 30\frac{\nu}{v_*},$$

$$\chi = \varkappa v_*(z-d) \quad \text{при} \quad z > 30\frac{\nu}{v_*}.$$

Значения констант b и d подобраны так, чтобы функция $\chi(z)$ была непрерывной при $z=30\nu/v_*$ и чтобы $u(z)$ при $z \gg 30\nu/v_*$ описывалось законом [41]

$$u(z) = \frac{v_*}{\varkappa}\ln\frac{7{,}5zv_*}{\nu}.$$

При этом

$$b = \left(\frac{9{,}6\cdot 10^{-2}v_*}{\nu}\right)^2, \quad d = 6{,}8\frac{\nu}{v_*}$$

и

$$\mathrm{St} = \frac{\varkappa\sqrt{C_u}}{4{,}24+\ln\dfrac{z-6{,}8\,\nu/v_*}{23{,}2\nu/v_*}}. \tag{2.8}$$

На том же рис. 2 приведены значения (кривая *2*), полученные при

$$\chi(z) = \chi_м + \frac{\varkappa v_* z^4}{\delta^3} \quad z<\delta,$$

$$\chi(z) = \chi_м + \varkappa v_* z \quad z \geqslant \delta = 30\frac{\nu}{v_*},$$

$$\mathrm{St} = \frac{\varkappa\sqrt{C_u}}{3{,}33+\ln z/\delta}. \tag{2.9}$$

Из рис. 2 видно, что при $\delta=30\nu/v_*$ кривые $\mathrm{St}(u)$, полученные по обеим моделям с учетом затухания, практически совпадают.

Близкое совпадение результатов расчета St по формулам (2.8) и (2.9) при правильном выборе верхней границы буферного слоя указывает на

то, что выбор того или иного закона затухания турбулентных пульсаций в этом слое практически не сказывается на значениях St. Здесь играет роль только положение верхней границы этого слоя, которое определяется из вида экспериментального профиля $u(z)$.

Неучет наличия переходной области, в которой турбулентный обмен уменьшается быстрее, чем в слое, где профиль $u(z)$ подчиняется логарифмическому закону, приводит к завышению St [39]. Отметим, что, кроме профилей изменения $\chi(z)$, применяемых в формулах (2.8) и (2.9) для St, имеется целый ряд интерполяционных формул для $\nu(z)$ над гладкой поверхностью, которые не содержат излома функции ν на верхней границе буферного слоя и хорошо согласуются с экспериментальным профилем $u(z)$ при любых значениях z.

Такого рода формулы содержатся, например, в [33]. Однако проводить расчет St по всем моделям такого рода не имеет смысла. Такой расчет был проведен в [42] для коэффициентов теплообмена в гладких трубах при разных Pr. Результаты расчета St по всем моделям практически совпадают между собою и согласуются с экспериментом. (Наличие буферного слоя было учтено во всех моделях).

Так как в нашем распоряжении пока нет экспериментальных данных о значениях $St_м$ над морской поверхностью, то мы можем лишь косвенно сопоставить отношения значений $St_м$ к значениям $C_{иг}$ гладкой поверхности при разных скоростях ветра с соответствующими величинами, полученными авторами [34] (см. табл. 2).

Увеличение скорости ветра в табл. 3 соответствует увеличению шероховатости трубы в табл. 2.

Как видно из табл. 3, отношение коэффициентов сопротивления $C_и$ к коэффициентам сопротивления гладкой поверхности $C_{иг}$ не превышает 3. При такой величине этого отношения для шероховатых труб отношение St к $C_и$ не превышает 1,8 (см. табл. 2). Следовательно, судя по данным табл. 2, можно ожидать, что величина этого последнего отношения для моря также должна лежать в пределах 1—1,8. Как видно из последней графы табл. 3, полученные значения этого отношения очень хорошо укладываются в нужный интервал. Это может служить косвенным подтверждением правильности вычисленных здесь значений St для моря.

Таблица 3

u м/сек.	$\frac{C_и}{C_{иг}}$	$\frac{St_м}{C_{иг}}$
5	1,5	1,3
10	2	1,4
15	2,5	1,55
20	3	1,7

Имеется целый ряд моделей, в которых делается попытка учесть влияние шероховатости на теплообмен путем непосредственного введения параметра z_0 в функцию $\chi(z)$ [34, 43, 44, 45]. Не останавливаясь на разборе этих моделей в настоящей работе, укажем, что их основным недостатком является отсутствие надежной отправной точки — измерений средней скорости $U(z)$ и ее статистических характеристик при малых z, порядка z_0. (Очевидно, что здесь нельзя будет получить универсальный профиль для разных типов шероховатостей и результаты измерений в трубах с песочной шероховатостью едва ли можно будет применить к морю.) Эти модели приводят к разным значениям функции St (Re, Pr) для шероховатых труб, а сопоставление значений этих функций с экспериментальными данными трудно провести, так как неизвестны характеристики $u(z)$ [44].

Здесь мы упомянем только одну такую модель, построенную Свердрупом и использующуюся иногда для оценок St над морем.

Согласно Свердрупу [46], функция $\chi(z)$ имеет следующий вид:

$$\text{при } 0 \leqslant z \leqslant \delta \quad \chi = \chi_м,$$

$$z > \delta \quad \chi = \chi_т = \varkappa v_*(z + z_0),$$

$$\delta = \lambda \frac{\nu}{v_*},$$

т. е. коэффициент теплопроводности испытывает скачок на уровне $z=\delta$. При этом получается

$$\mathrm{St} = \frac{\varkappa \sqrt{C_u}}{0{,}733\,\varkappa\lambda + \ln \frac{z + z_0}{\delta + z_0}}. \tag{2.10}$$

Граница вязкого подслоя δ выбрана почти максимально возможной ($\lambda=27{,}5$). Наличие буферного слоя не учтено, но сделана попытка учесть то обстоятельство, что в слое турбулентной теплопроводности коэффициент теплообмена увеличен из-за наличия шероховатости z_0.

Таблица 4

u см/сек.	δ при $\lambda=5$	δ при $\lambda=30$	z_0
200	$13\cdot10^{-3}$	$76\cdot10^{-3}$	$6{,}1\cdot10^{-3}$
1000	0,0025	0,015	0,12
2000	0,001	0,005	0,35

Однако, если по данным значениям C_u над морем вычислить соответствующий параметр шероховатости $z_0=10^3\cdot e^{-\varkappa/\sqrt{C_u}}$, то оказывается (табл. 4), что при малых значениях u учет z_0 несуществен, так как $z_0<\delta$. При больших значениях u, когда $z_0 \gg \delta$, введение такого параметра в функцию $\chi(z)$ при малых значениях $z \sim \delta \ll z_0$ не имеет физического смысла, так как при этом неявно предполагается, что логарифмический закон изменения $u(z)$ имеет место не только при $z \approx z_0$, что уже неверно, но и при $z \ll z_0$.

На рис. 2 для иллюстрации приведены значения St по Свердрупу при $\lambda=5$ и $\lambda=30$ (кривые *5 а* и *5 б*). Сильное завышение St, полученное при $\lambda=5$ обусловлено добавкой z_0 к z в законе $\nu \sim \varkappa v_* z$, начиная от значений $z=5\nu/v_*$. Значения St при $\lambda=30$ получились заниженными из-за слишком большой толщины слоя молекулярной проводимости. Такое увеличение диффузионного сопротивления не компенсируется уменьшением его при $z>30\nu/v_*$ за счет параметра z_0.

Для полноты картины на рис. 2 приведена еще кривая *5 в*, построенная по результатам расчета St по модели Свердрупа с постоянной величиной $\delta=0{,}12$ см [47]. Из рис. 2 (кривая *5 в*) следует, что гипотеза о постоянстве δ при всех скоростях приводит к сильному уменьшению St, такому, что St над морем становится меньше, чем St гладкой поверхности, что маловероятно.

В результате нужно отметить, что если режим обтекания морской поверхности близок к режиму гладкого обтекания, т. е. если зависимость функции $\chi(z)$ над физической поверхностью такая же, как над гладкой поверхностью, то полученные по разным моделям значения St совпадают друг с другом с точностью 10%. Очевидно, что при небольших скоростях ветра эти значения St должны быть близки к истинным зна-

чениям. Насколько отличаются значения на рис. 2 (кривые *1* и *2*) при $u>10$ м/сек. от истинных значений, можно решить только после проведения эксперимента над морем.

Значения St на рис. 2 несколько возрастают с увеличением скорости ветра. Это связано с выбором интерполяционной формулы для $C_u(u)$. Если выбрать другую интерполяционную формулу для C_u, то зависимость

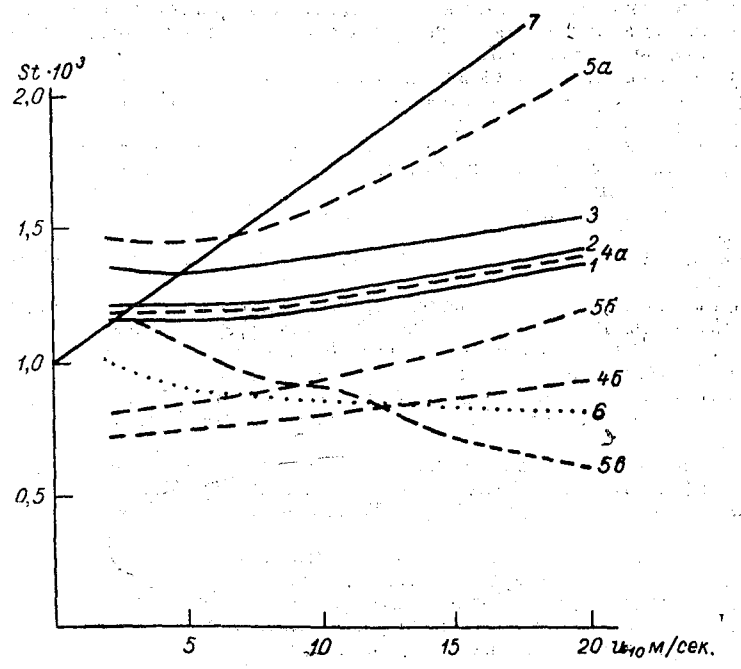


Рис. 2. Числа Стэнтона St и их возможные предельные значения.

1 — при законе затухания $\chi_T(z)$ в буферном слое $\sim z^2$; *2* — при законе затухания $\sim z^4$; *3* — по Шеппарду; *4а* — по Монтгомери, $\lambda=5$; *4б* — Монтгомери, $\lambda=30$; *5а* — по Свердрупу, $\lambda=5$; *5б* — по Свердрупу, $\lambda=30$; *5в* — по Свердрупу, $\delta=0{,}12$ см; *6* — $St=C_u$ для гладкой поверхности; *7* — верхний предел St — среднее значение C_u для моря $[C_u=(1{,}00+7\cdot10^{-4}u_{10})\cdot10^{-3}]$.

St(u) изменится, но не сильно. St должно зависеть от стратификации также главным образом через C_u. Как отмечалось в разделе 1, C_u в зависимости от стратификации над морем изменяется в пределах 25%. Зависимость St от стратификации должна быть еще слабее, так как St приблизительно пропорционально $\sqrt{C_u}$. Это естественно, так как на перенос тепла сильно влияет приповерхностный слой с большим диффузионным сопротивлением, на котором влияние стратификации не сказывается. Из несколько иных соображений к выводу о том, что зависимость St от стратификации должна быть невелика, пришли также авторы [48].

ЛИТЕРАТУРА

1. Ролль Г. У. Физика атмосферных процессов над морем. Перевод с англ. Гидрометеоиздат, Л., 1968.
2. Море. Пер. с англ. под ред. В. В. Тимонова. Гидрометеоиздат. Л., 1965.
3. Phillips O. M. Dynamics of the Upper Ocean. Cambrige, 1966.
4. Беляева И. П. О характере изменения коэффициента трения ветра. Исследования северной части Атлантического океана, сб. II. Изд. ЛГУ, 1962.

5. McIlroy, I. C. The Atmospheric Fine Structure Recorder. C. S. I. R. O. Div. Meteorol. Phys. Techn. Pap. No. 3, 1955.
6. Виноградова О. П. Тангенциальное напряжение ветра над взволнованной морской поверхностью. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 11, 1959.
7. Deacon E. L. Eddy Flux Measurements over the Sea. IUGG Gen. Assembly, 1960 Procés verbaux, n° 7, p. 212.
8. Hasse L. a. o. Eddy Flux Measurement at Sea. Beitrage z. Physik d. Atmosphäre, 39, H. 2—4, 1966.
9. Бортковский Р. С., Бютнер Э. К., Преображенский Л. Ю. Экспериментальные исследования структуры приводного слоя воздуха над океаном. Труды ГГО, вып. 205, 1967.
10. Зубковский С. Л., Тимановский Д. Ф. Экспериментальное исследование турбулентного режима в приводном слое воздуха. Изв. АН СССР, сер. физ. атмосферы и океана, № 9, 1965.
11. Зубковский С. Л., Кравченко Т. К. Прямые измерения некоторых характеристик атмосферной турбулентности в приводном слое. Изв. АН СССР, сер. физ. атмосферы и океана, № 2, 1967.
12. Van Dorn W. G. Wind Stress on an Artificial Pond. J. Marine Res., v. 12, 1953, p. 249.
13. Munk W. H. Wind Stress on Water: an Hypothesis. Q. J. Roy. Met. Soc., 81, 1955, p. 320.
14. Зилитинкевич С. С. О влиянии стратификации влажности на гидростатическую устойчивость. Изв. АН СССР, сер. физ. атмосферы и океана, № 10, 1966.
15. Roll H. U. Über Grössenunterschiede der Meereswellen bei Warm- und Kaltluft. Deutsch. Hydrograph. Zeitschr., Bd 5, 1952. S, 111.
16. Ветровые волны. Пер. под ред. Ю. М. Крылова. ИЛ, М., 1962.
17. Francis J. R. D. Wind Action on a Water Surface. Proc. Inst. Civil, Eng., v. 12, 1959.
18. Darbyshire J. a. Darbyshire M. Determination of Wind Stress on the Surface of Long Neagh by Measurement of Tilt, Q. J. Roy. Met. Soc., v. 81, 1955, p. 333.
19. Stewart R. W. The Wave Drag of Wind over Water. J. Fluid Mech., v. 10. 1961, p. 189.
20. Manier G. Zur Berechnung der Wärmeströme von der Meeresoberfläche an die Luft. Geofis. pura e appl., v. 52, II, 1962.
21. Kondo J. Science Report. Tohoki University. Ser. Geophys., v. 14, No 3, 1962.
22. Каган Б. А., Утина З. М. К теории термодинамического взаимодействия моря и атмосферы. Океанология, т. 3, № 2, 1963.
23. Китайгородский, С. А., Волков Ю. А. О параметре шероховатости морской поверхности. Изв. АН СССР, сер. физ. атмосферы и океана, № 9, 1965.
24. Лайхтман Д. Л. Динамика пограничных слоев атмосферы и моря с учетом взаимодействия и нелинейных эффектов. Изв. АН СССР, сер. физ. атмосферы и океана, № 10, 1965.
25. Зилитинкевич С. С., Лайхтман Д. Л. О замыкании системы уравнений турбулентного движения для пограничного слоя атмосферы. Труды ГГО, вып. 167, 1965.
26. Miles J. W. On the Generation of Surface Waves by Shear Flow. Part I. J. Fluid Mech., v. 3, 1957, p. 185.
27. Miles J. W. On the Generation of Surface Waves by Shear Flow. Part II. J. Fluid Mech., v. 6., 1959, p. 568.
28. Phillips O. M. On the Generation of Waves by Turbulent Wind. J. Fluid Mech., v. 2, 1957, p. 417.
29. Miles J. W. On the Generation of Waves by Turbulent Shear Flow. J. Fluid Mech v. 7, 1960, p. 469.
30. Brooke Benjamin T. Shearing Flow over a Wavy Boundary. J. Fluid Mech., v. 6, 1959, p. 161.
31. Lighthill M. J. Physical Interpretation of the Mathematical Theory of Wave Generation. J. Fluid Mech., v. 14, 1962, p. 385.
32. Kinsman B. Wind Waves. New Jersey, 1964.
33. Kestin J., Richardson P. D. Heat Transfer Across Turbulent Boundary Layers. Int. J. Heat a. Mass Transfer, v. 6, No. 2, 1963.
34. Dipprey D. F., Sabersky R. H. Heat and Momentum Transfer in Smooth and Rough Tubes. Int. J. Heat a. Mass Transfer, v. 6, 1963, p. 329.
35. Китайгородский С. А., Волков Ю. А. О расчете турбулентных потоков тепла и влаги в приводном слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. физ. атмосферы и океана, № 12, 1965.
36. Будыко М. И. Тепловой баланс земной поверхности. Гидрометеоиздат, Л., 1956
37. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. Физматгиз, М., 1959.
38. Montgomery. R. Observation of Vertical Humidity Distribution above the Ocean Surface. Papers in Phys. Oceanogr. a. Met., v. 7, No. 4, 1940.

39. Sheppard P. A. Transfer Across the Earth's Surface and Through the Air Above. Q. J. Roy. Met. Soc., v. 84, 1958, p. 205.
40. Rannie W. D. Heat Transfer in Turbulent Shear Flow. J. Aeronaut. Sci., v. 23, 1956, p. 485.
41. Klauser F. H. The Turbulent Boundary Layer. Adv. Appl. Mech., v. 4, 1956, p. 2.
42. Дейсслер Дж. Конвективная теплопередача и трение в турбулентных потоках. В сб. «Аэродинамика больших скоростей», т. V. Изд-во «Машиностроение», М., 1956.
43. Nunner. Wärmeübertragung in rauben Rohren. V. D. I. Forschungsheft, Nr 455, 1956.
44. Owen P. R., Thomson W. R. Heat Transfer Across Rough Surfaces. J. Fluid Mech., v. 15, 1963, p. 321.
45. Martinelli R. S. Heat Transfer to Molten Metals. Trans. ASME, v. 69, 1947, p. 947.
46. Sverdrup H. U. On the Evaporation from the Oceans. J. Marine Res., v. 1, 1937, p. 3
47. Sverdrup H. U. Evaporation from the Oceans. Compendium in Meteorology. 1951.
48. Будыко М. И., Гандин Л. С. О теплообмене между океаном и атмосферой. Метеорология и гидрология, № 11, 1966.

92692

БИБЛИОТЕКА
Ленинградского
Гидрометеорологического
Института

Г. В. ГИРДЮК

О МЕТОДИКЕ РАСЧЕТА ЭФФЕКТИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА

Обычно для расчета эффективного излучения подстилающей поверхности в условиях материка используется формула

$$E_{эф} = \delta\sigma T_а^4 (1-\alpha)(1-cn^m) + 4\delta\sigma T_а^3 (T_в - T_а), \quad (1)$$

где $E_{эф}$ — эффективное излучение подстилающей поверхности; δ — излучательная способность подстилающей поверхности; σ — постоянная Стефана — Больцмана; $T_в$ и $T_а$ — абсолютная температура подстилающей поверхности и воздуха; n — общая облачность в долях от единицы; c и m — эмпирические коэффициенты, характеризующие степень влияния облачности на эффективное излучение; α — характеристика суммарной излучательной способности всей толщи атмосферы.

Для расчета эффективного излучения водной поверхности целесообразнее использовать формулу, которая получается из основного соотношения, определяющего радиационный теплообмен между подстилающей поверхностью и атмосферой

$$E_{эф} = E_в + (1-\delta) E_а - E_а, \quad (2)$$

где $E_в = \delta\sigma T_в^4$ и $E_а = \alpha\sigma T_в^4$;
с учетом облачности

$$E_{эф} = \delta\sigma T_в^4 - \delta\alpha\sigma T_а^4 (1 + kn^m), \quad (3)$$

где k — эмпирический коэффициент, характеризующий влияние облачности на тепловое излучение атмосферы.

В формуле (3) поправка на облачность вводится к величине теплового излучения атмосферы, а не ко всей величине эффективного излучения, как это делается в формуле (1). Некоторые авторы [8, 10 и др.] считают, что физически и методически более обоснованным является введение поправки на облачность к тепловому излучению атмосферы, а не к эффективному излучению. Это обстоятельство оказывается еще более важным при расчетах эффективного излучения водной поверхности вследствие различного влияния облачности на величину теплового излучения поверхности почвы и воды, что вызывается различиями в поглощении коротковолновой и излучении длинноволновой радиации [3, 19], различиями в теплопередаче между поверхностью и более глубокими слоями почвы и воды и др. В работе [11] показано, что несколько иной характер воздействия облачности на формирование температурного режима

водной поверхности приводит к тому, что коэффициенты c в формулах типа (1) при расчетах эффективного излучения водной поверхности меньше значений c, входящих в аналогичные формулы расчета эффективного излучения поверхности почвы (примерно на 20%).

При расчете эффективного излучения водной поверхности по формуле (3) необходимо иметь данные о температуре поверхности воды и воздуха, излучательной способности δ и тепловом излучении атмосферы

$$E_a = \alpha\sigma T_a^4 (1 + kn^m), \tag{4}$$

где $\alpha\sigma T_a^4 = E_{a,0}$ — тепловое излучение атмосферы при безоблачном небе.

Д. Брентом в 1932 г. эмпирическим путем была получена зависимость

$$E_{a,0} = \sigma T_a^4 (a + b\sqrt{e}), \tag{5}$$

где a и b — эмпирические коэффициенты; e — влажность воздуха в миллиметрах.

В дальнейшем формула Брента была теоретически обоснована М. Е. Берляндом [1, 2] и для условий нормальной стратификации атмосферы были получены следующие значения коэффициентов: $a = 0{,}61$ и $b = 0{,}058$. Значения коэффициентов a и b не являются универсальными, они могут быть другими в зависимости от метеорологических условий конкретных географических районов.

Определим коэффициенты a и b для районов Северной Атлантики. Для этого по данным радиозондирования атмосферы в северо-западной части Атлантического океана с судов «Печенга», «Севастополь» и «Северодвинск» в 1962—1966 гг. по уточненной диаграмме Ф. Н. Шехтер [20, 21] рассчитаны величины теплового излучения атмосферы при безоблачном небе (всего 143 случая). Радиозондирование атмосферы с судов в 1962—1966 гг. производились радиозондом типа А-22-III и А-22-IV. В результате получена зависимость теплового излучения атмосферы от температуры и влажности воздуха в приводном слое

$$E_{a,0} = \sigma T_a^4 (0{,}55 + 0{,}081\sqrt{e}). \tag{6}$$

Одновременно были определены частные коэффициенты корреляции:

$$r(E_{a,0};\ \sigma T_a^4) = 0{,}97,$$
$$r(E_{a,0};\ \sqrt{e}) = 0{,}96,$$
$$r(\sigma T_a^4;\ \sqrt{e}) = 0{,}95.$$

Обращают на себя внимание высокие значения всех полученных коэффициентов корреляции. Поскольку связь между тепловым излучением атмосферы $E_{a,0}$ и излучением черного тела σT_a^4 при температуре воздуха характеризуется высоким значением коэффициента корреляции, найдем уравнение регрессии для этих величин

$$E_{a,0} = 1{,}21\,\sigma T_a^4 - 0{,}23. \tag{7}$$

По данным измерений теплового излучения атмосферы радиометром ГГО с германиевым фильтром (описание радиометра дано в работе [14]) в северо-западной части Атлантического океана на экспедиционном судне «Севастополь» весной 1967 г. (всего 24 измерения $E_{a,0}$) получено, что

$$E_{a,0} = \sigma T_a^4 (0{,}55 + 0{,}082\sqrt{e}). \tag{8}$$

Частные коэффициенты корреляции

$$r(E_{a,0};\ \sigma T_a^4) = 0{,}90,$$
$$r(E_{a,0};\ \sqrt{e}) = 0{,}92,$$
$$r(\sigma T_a^4,\ \sqrt{e}) = 0{,}97.$$

Связь между тепловым излучением атмосферы и σT^4_a выражается зависимостью

$$E_{a,0} = 1{,}19\,\sigma T_a^4 - 0{,}22. \qquad (9)$$

Результаты измерений теплового излучения атмосферы радиометром ГГО с германиевым фильтром в северо-восточной части Атлантического океана на экспедиционном судне «Айсберг» летом 1965 г. (всего 33 измерения $E_{a,0}$) позволили получить зависимость

$$E_{a,0} = 1{,}22\,\sigma T_a^4 - 0{,}24. \qquad (10)$$

Коэффициент корреляции $r=0{,}88$ оказался сравнительно высоким, в то время как зависимость

$$\frac{E_{a,0}}{\sigma T_a^4} = f\ (\sqrt{e})$$

характеризуется коэффициентом корреляции, равным 0,33. Это объясняется тем, что в течение экспедиции на судне «Айсберг» наблюдалась сравнительно высокая влажность воздуха и ее небольшая изменчивость (значение $\sqrt{e}$ изменялось от 3 до 4 мм). Приводный слой атмосферы в северо-восточной части Атлантического океана, как правило, находится в состоянии, близком к насыщению, в то время как в северо-западной части Атлантического океана воздушная масса еще сохраняет свойства континентального воздуха. Однако зависимость $E_{a,0}$ от σT^4_a для обеих частей Северной Атлантики практически остается одинаковой.

По материалам расчета теплового излучения атмосферы по таблицам Эльзассера и Кальбертсон для северо-западной части Тихого океана (корабль погоды *P*), опубликованным в работе [24], получена зависимость (всего использовано 44 измерения)

$$E_{a,0} = 1{,}23\,\sigma T_a^4 - 0{,}25. \qquad (11)$$

Свинбенком [25] для Индийского океана по результатам измерений $E_{a,0}$ радиометром Функа (использованы также наблюдения и прибрежных станций южной части Австралии) для $E_{a,0}$ кал/см^2·мин. получена формула

$$E_{a,0} = 1{,}20\,\sigma T_a^4 - 0{,}24. \qquad (12)$$

Коэффициенты в формулах (7), (9), (10), (11) и (12) для Северной Атлантики, Тихого и Индийского океанов, полученные различными методами, оказываются довольно близкими между собой. Поэтому можно представить зависимость $E_{a,0}$ от σT^4_a для умеренных широт океана (рис. 1) в виде

$$E_{a,0} = 1{,}20\,\sigma T_a^4 - 0{,}23. \qquad (13)$$

Анализ результатов расчета $E_{a,0}$ по формуле Брента вида (6), (8) и формуле (13) показывает, что результаты расчетов по формуле Брента несколько лучше согласуются с наблюденными величинами, чем результаты расчета по формуле (13). При этом следует отметить, что свободный

член в правой части формулы (13) составляет в среднем около 60% величины $E_{a,0}$. Это должно понижать точность расчета по формуле (13).

Таким образом, получено, что тепловое излучение атмосферы над океаном в основном определяется температурой воздуха. Однако в расчетных формулах необходимо в качестве уточнения использовать и значение влажности воздуха. Аналогичный вывод получен и в работе [24].

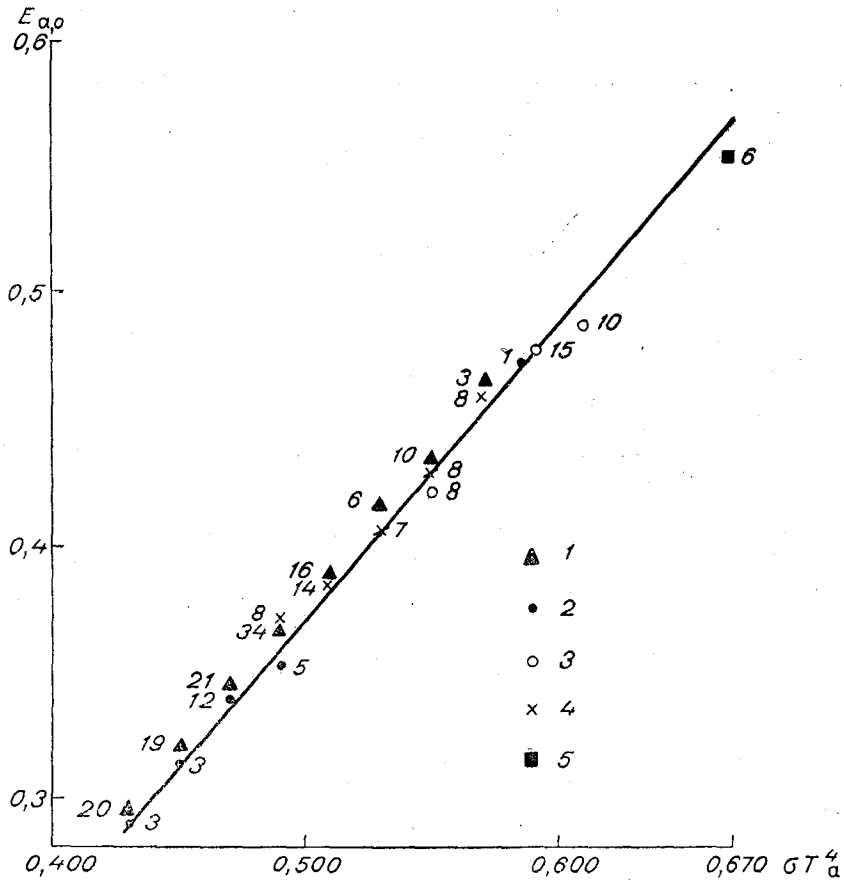


Рис. 1. Зависимость $E_{a,0}$ от σT_a^4.

1 — данные расчета по диаграмме Ф. Н. Шехтер (северо-западная часть Атлантического океана); *2* — данные измерений радиометром на экспедиционном судне «Севастополь» (северо-западная часть Атлантического океана); *3* — данные измерений радиометром на экспедиционном судне «Айсберг» (северо-восточная часть Атлантического океана); *4* — данные для северо-западной части Тихого океана, взятые из работы [24]; *5* — данные для Индийского океана, взятые из работы [25].

Формулу (13) можно рекомендовать для расчета теплового излучения атмосферы над океаном в случае отсутствия данных о влажности воздуха или при низких отрицательных температурах, когда точность измерения влажности воздуха является невысокой.

Данные измерений ночного эффективного излучения термоэлектрическим балансомером на экспедиционном судне «Севастополь» в

1957-1960 и 1963—1964 гг. в южной части Норвежского моря и северо-западной части Атлантического океана позволяют получить зависимость

$$E_{эф,\,0} = \sigma T_a^4 (0{,}46 - 0{,}095 \sqrt{e}) \tag{14}$$

или для теплового излучения атмосферы

$$E_{a,\,0} = \sigma T_a^4 (0{,}54 + 0{,}095 \sqrt{e}). \tag{15}$$

При получении зависимости (14) результаты измерений термоэлектрическими балансомерами, согласно работе [13], увеличены на 10%.

Ю. А. Меньшов и Г. М. Дегтярев [16] по данным измерений пиргеометром в северо-западной части Атлантического океана получили зависимость, которую для теплового излучения атмосферы можно записать в виде

$$E_{a,\,0} = \sigma T_a^4 (0{,}64 + 0{,}053 \sqrt{e}). \tag{16}$$

Для северо-западной части Тихого океана в работе [24] приводится уравнение

$$E_{a,\,0} = \sigma T_a^4 (0{,}53 + 0{,}089 \sqrt{e}). \tag{17}$$

Свинбенком [25] получено, что измеренные значения теплового излучения атмосферы над Индийским океаном удовлетворяют формуле

$$E_{a,\,0} = \sigma T_a^4 (0{,}64 + 0{,}043 \sqrt{e}). \tag{18}$$

Изменчивость коэффициентов a и b в формулах Брента (6), (8), (15), (16), (17) и (18) значительно выше, чем изменчивость коэффициентов в формулах (7), (9), (10), (11) и (12).

Свинбенк [25] пришел к выводу, что большие вариации значений коэффициентов a и b формулы Брента в различных географических районах являются в первую очередь следствием различного соотношения между температурой и влажностью воздуха в этих районах.

Однако высказанная Свинбенком гипотеза не подтверждена соответствующими расчетами.

Выше было получено, что для условий умеренных широт океана справедлива зависимость

$$E_{a,\,0} = A \sigma T_a^4 - B, \tag{19}$$

где $A = 1{,}20$ и $B = 0{,}23$.

Из выражений (5) и (19) следует, что

$$1 = \sigma T_a^4 \left(\frac{A - a}{B} - \frac{b}{B} \sqrt{e} \right). \tag{20}$$

Обозначив $a_1 = \frac{A - a}{B}$ и $b_1 = \frac{b}{B}$, запишем

$$1 = \sigma T_a^4 (a_1 - b_1 \sqrt{e}). \tag{21}$$

Равенство (21) выражает связь между температурой и влажностью воздуха.

Запишем связь между коэффициентами a и a_1, b и b_1 в виде

$$a = A - a_1 B = 1{,}20 - 0{,}23 a_1, \tag{22}$$

$$b = b_1 B = 0{,}23 b_1. \tag{23}$$

По материалам, использованным для получения формул (6), (8), (17) и (18), определены коэффициенты a_1 и b_1. Зависимость коэффициента b от коэффициента b_1 показана на рис. 2.

Равенства (22) и (23) показывают, что между коэффициентами a и b формул Брента также существует связь, которую можно записать в виде

$$a = 1{,}20 - \frac{a_1}{b_1} b. \tag{24}$$

Связь между коэффициентами a и b в формулах Брента представлена на рис. 3. Здесь использованы результаты расчета и измерения теплового излучения атмосферы над Северной Атлантикой, а также известные нам по литературным источникам [11, 16, 24, 25] данные для водных

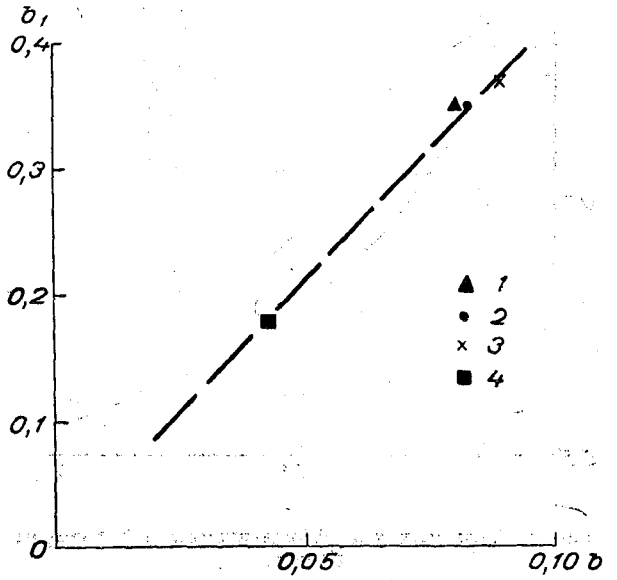


Рис. 2. Зависимость коэффициента b от b_1.
Усл. обозначения см. рис. 1.

поверхностей. На рис. 3 также показаны коэффициенты, полученные М. Е. Берляндом и Т. Г. Берлянд [1]. Рис. 3 показывает, что полученные в результате расчета или измерений коэффициенты формулы Брента являются в первую очередь следствием соотношения между температурой и влажностью воздуха в определенном географическом районе.

Формулу Брента с учетом выражений (22) и (23) можно записать в виде

$$E_{a,0} = \sigma T_a^4 \left[1{,}20 - 0{,}23\left(a_1 - b_1\sqrt{e}\right)\right]. \tag{25}$$

Формула (25) позволяет рассчитывать тепловое излучение атмосферы над океаном при безоблачном небе по значениям коэффициентов a_1 и b_1, характеризующих связь между температурой и влажностью воздуха. Эта связь оказывается слабо криволинейной (особенно для средних месячных величин), и с небольшой погрешностью ее можно описать уравнением (21). При определении коэффициентов a_1 и b_1 для увеличения точности расчета необходимо учитывать экстремальные значения температуры и влажности воздуха в определенном районе, для которого производится расчет.

Тепловое излучение атмосферы при сплошной облачности, согласно М. Е. Берлянду [2] и Л. Т. Матвееву [15], можно записать

$$E_{а,\,n} = \beta\sigma T_а^4 + (1-\beta)\sigma T_{об}^4, \tag{26}$$

где β — излучательная способность слоя воздуха, расположенного между облаком и поверхностью океана, причем с увеличением высоты облаков h значение $\beta \to \alpha$; $T_{об}$ — температура нижней границы облаков.

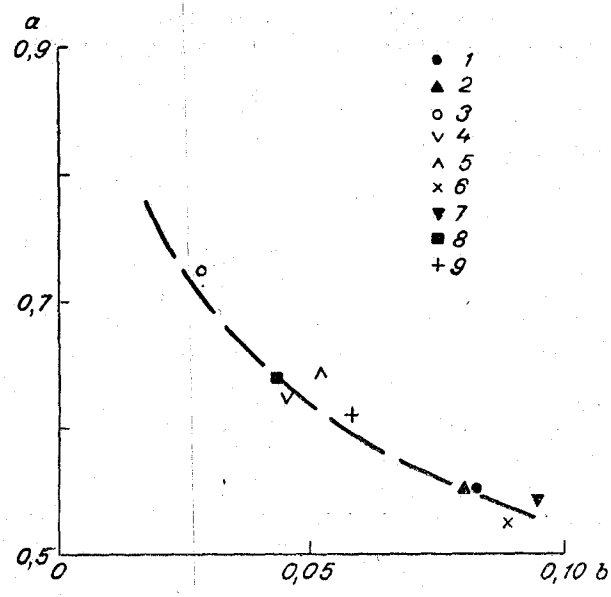


Рис. 3. Связь между коэффициентами a и b формулы Брента.

1 — данные измерений радиометром на экспедиционном судне «Севастополь» (северо-западная часть Атлантического океана); *2* — данные расчета по диаграмме Ф. Н. Шехтер (северо-западная часть Атлантического океана); *3* — данные ночных измерений балансомером (Волгоградское водохранилище) [11]; *4* — данные ночных и дневных измерений балансомером (Волгоградское водохранилище) [11]; *5* — данные измерений пиргеометром (северо-западная часть Атлантического океана) [16]; *6* — данные для северо-западной части Тихого океана, взятые из работы [24]; *7* — измерения балансомером на экспедиционном судне «Севастополь»; *8* — данные для Индийского океана, взятые из работы [25]; *9* — коэффициенты М. Е. Берлянда и Т. Г. Берлянд [1].

Перепишем выражение (26) в виде

$$E_{а,\,n} = \beta\sigma T_а^4 + \sigma T_{об}^4 - \beta\sigma T_{об}^4. \tag{27}$$

Обозначим $\beta\sigma T_а^4 = E'_а$ ($E'_а$ — тепловое излучение слоя воздуха, расположенного между облачностью и поверхностью океана) и вынесем за скобки $E'_а$

$$E_{а,\,n} = \sigma T_{об}^4 + E'_а\left[1 - \left(\frac{T_{об}}{T_а}\right)^4\right]. \tag{28}$$

Принимая, что температура воздуха изменяется от поверхности океана до нижней границы облачности с некоторым средним градиентом температуры $\bar{\gamma}$, получим

$$\bar{\gamma} h = T_а - T_{об}. \tag{29}$$

После разложения в ряд $\left(\frac{T_{об}}{T_а}\right)^4$ и с учетом (29) и излучательной способности облачности δ_0

$$E_{а,\,n} = \delta_0 \sigma T^4_{об} + E'_а \frac{4\bar{\gamma} h}{T_а}, \tag{30}$$

где $\delta_0 \sigma T^4_{об} = E_{об}$ — тепловое излучение облачности.

Формула (30) показывает, что тепловое излучение атмосферы при наличии облачности определяется свойствами облачности и зависит также от свойств слоя воздуха, расположенного между облаком и поверхностью океана. Вклад каждого члена в правой части формулы (30) зависит от высоты h. При $h \to 0$

$$E_{об} \gg E'_а \frac{4\bar{\gamma} h}{T_а} \quad \text{и} \quad E'_а \frac{4\bar{\gamma} h}{T_а} \to 0,$$

при $h \to H$

$$E_{об} \ll E'_а \frac{4\bar{\gamma} h}{T_а} \quad \text{и} \quad E'_а \frac{4\bar{\gamma} h}{T_а} \to E_{а,\,0}.$$

В эмпирических формулах учет влияния облачности на излучение атмосферы проводится в виде

$$E_{а,\,n} = E_{а,\,0}(1 + k n^m). \tag{31}$$

При сплошной облачности $n = 1$, тогда

$$E_{а,\,n} = E_{а,\,0}(1 + k). \tag{32}$$

Из формул (30) и (32) найдем выражение для коэффициента k

$$k = \frac{\delta_0 \sigma T^4_{об}}{E_{а,\,0}} + \frac{E'_а}{E_{а,\,0}} \frac{4\bar{\gamma} h}{T_а} - 1. \tag{33}$$

Для определения коэффициента k необходимо иметь данные об излучательной способности облачности δ_0, высоте облаков h, среднем градиенте температуры воздуха в подоблачном слое $\bar{\gamma}$, температурах $T_а$ и $T_{об}$ и значения величин $E'_а$ и $E_{а,\,0}$.

При расчетах излучательная способность облаков трех ярусов над Северной Атлантикой, согласно [18, 22, 23], принималась равной 1,0; 0,9 и 0,7.

По данным радиозондирования на судах «Печенга», «Севастополь» и «Северодвинск» получена средняя высота облачности нижнего яруса в холодное и теплое время года (табл. 1). Над океаном наблюдается обратный годовой ход высоты нижней границы облаков: летом облачность нижнего яруса располагается ниже (в среднем на 100—150 м), чем зимой.

Таблица 1

Средняя высота облачности нижнего яруса над северо-западной частью Атлантического океана, км

	St	Frnb	Ns	Cu, Cb	Sc
Май—август . . .	0,19	0,32	0,54	0,62	0,78
Ноябрь—февраль	0,29	0,59	0,62	0,69	0,88

Причем в течение всего года облачность над океаном располагается ниже, чем над сушей [5, 17]. Облака среднего яруса над Северной Атлантикой, по данным радиозондирования, находятся на высотах от 1,8 до 2,5—3,5 км. В литературе имеется незначительное количество данных о высоте облачности над Северной Атлантикой. Некоторые сведения о высоте облачности в прибрежных районах Северной Атлантики из работы [4] помещены в табл. 2.

Таблица 2

Высота нижней границы облаков, км

	Облака среднего яруса	Облака верхнего яруса
Боссекоп (Северная Норвегия)	3,4 лето	7,3
Олдергров (Ирландия)	3,9	—
Милденхолл (Англия) .	4,1	—
Трапп (Франция) . . .	—	8,7
Блю-Хилл (США) . . .	4,4 лето	—
	3,7 (зима)	10,2

Таблица 2а

	Северная широта, град.		
	40—45	50—55	60—65
Облака нижнего яруса	0,6—0,7	0,5—0,6	0,4—0,5
Облака среднего яруса	3,5—4,0	3,5	3,0
Облака верхнего яруса	8,0—9,0	8,0	7,0

Высоты нижних границ облаков (в километрах), использованные для расчета коэффициентов k для районов Северной Атлантики, приводятся в табл. 2а.

Для определения температуры $T_{об}$ и градиента температуры $\overline{\gamma}$ по данным радиозондирования на судах «Печенга», «Севастополь» и «Северодвинск» в 1958—1966 гг. рассчитана средняя температура воздуха до высоты 8 км по сезонам в диапазоне широт 40—50, 50—55 и 60—65°С (табл. 3).

В табл. 4 представлены рассчитанные по формуле (33) значения коэффициентов для облачности нижнего яруса $k_н$, среднего яруса $k_с$ и верхнего яруса $k_в$. Табл. 4 показывает, что наблюдается сравнительно небольшое изменение коэффициентов $k_н$, $k_с$ и $k_в$ в диапазоне широт от 40 до 65° С. В среднем отмечается достаточно четкий годовой ход величин $k_н$, $k_с$ и $k_в$: максимальное значение зимой ($k_н=0{,}40$; $k_с=0{,}24$ и $k_в=0{,}11$) и минимальное летом ($k_н=0{,}30$; $k_с=0{,}16$ и $k_в=0{,}14$).

Расчеты по формуле (33) показывают, что на величину коэффициента k основное влияние оказывает значение δ_0 определенного яруса. Если принять $\delta_0=1$ для всех ярусов, то средние величины коэффициентов окажутся следующими: для зимы $k_н=0{,}40$; $k_с=0{,}35$; $k_в=0{,}33$ и для лета

Таблица 3

Распределение температуры воздуха над северо-западной частью Атлантического океана (средние величины за 1958—1966 гг.)

h км	Северная широта, град.											
	40—45				50—55				60—65			
	III—V	VI—VIII	IX—XI	XII—II	III—V	VI—VIII	IX—XI	XII—II	III—V	VI—VIII	IX—XI	XII—II
0,0	4,8	14,0	12,3	0,5	0,4	8,7	5,4	—0,6	4,6	7,8	5,6	4,2
0,1	5,3	14,2	12,0	—0,2	—0,4	8,5	4,7	—1,6	3,4	7,3	4,7	3,2
0,2	5,8	14,4	11,8	—1,0	—1,1	8,4	4,0	—2,4	2,3	6,9	4,1	2,1
0,3	6,1	14,5	11,6	—1,7	—1,5	8,2	3,2	—3,2	1,4	6,5	3,4	1,1
0,4	6,0	14,5	11,3	—2,3	—1,9	8,0	2,7	—3,9	0,7	6,0	2,7	0,3
0,5	6,0	14,5	11,0	—2,9	—2,3	7,8	2,2	—4,6	0,0	5,7	2,0	—0,5
0,6	5,8	14,2	10,6	—3,4	—2,9	7,5	1,7	—5,3	—0,7	5,2	1,2	—1,3
0,9	4,9	13,4	9,5	—4,5	—3,8	7,1	1,0	—6,7	—2,0	4,1	—0,2	—3,4
1,0	4,5	13,0	9,2	—4,8	—4,2	6,9	0,6	—7,2	—2,7	3,6	—1,1	—4,1
1,5	2,7	11,1	7,3	—6,2	—6,2	5,5	—1,5	—9,1	—4,6	1,6	—3,4	—6,8
2,0	0,8	9,0	5,5	—7,7	—8,0	3,5	—3,4	—11,1	—6,5	—0,9	—5,7	—8,5
3,0	—3,8	4,7	1,4	—11,1	—12,1	—0,8	—7,6	—15,7	—10,8	—5,5	—10,7	—13,2
4,0	—8,7	—0,4	—3,7	—16,2	—17,1	—6,2	—12,8	—21,0	—16,2	—11,0	—16,1	—19,0
5,0	—14,4	—6,0	—9,3	—22,4	—22,6	—12,1	—18,8	—26,8	—22,4	—17,3	—22,3	—25,6
6,0	—20,9	—11,9	—16,3	—28,8	—29,0	—18,3	—25,3	—33,5	—29,4	—23,7	—28,7	—32,7
7,0	—27,5	—18,2	—22,0	—36,1	—35,4	—25,2	—31,7	—39,8	—36,6	—30,8	—36,6	—40,3
8,0	—34,3	—25,0	—28,9	—42,5	—41,5	—31,4	—38,4	—45,8	—44,1	—37,7	—42,4	—47,2
Число случаев	113	214	115	108	174	83	28	65	83	107	140	109

$k_н=0{,}30$; $k_с=0{,}28$; $k_в=0{,}27$, т. е. в этом случае различия коэффициентов для облачности трех ярусов незначительны.

Вклад второго члена в правой части формулы (33) зависит главным образом от величины и знака градиента температуры $\overline{\gamma}$. В среднем отношение второго члена в правой части формулы (33) к первому составляет 2—3, 5—10 и 40—50% для облачности нижнего, среднего и верхнего ярусов соответственно.

Таблица 4

Значения коэффициентов $k_н$, $k_с$ и $k_в$ для Северной Атлантики

Северная широта, град.	$k_н$				$k_с$				$k_в$			
	III—V	VI—VIII	IX—XI	XII—II	III—V	VI—VIII	IX—XI	XII—II	III—V	VI—VIII	IX—XI	XII—II
40—45	0,35	0,26	0,28	0,40	0,21	0,13	0,14	0,24	0,07	0,03	0,05	0,10
50—55	0,39	0,31	0,34	0,42	0,24	0,16	0,19	0,26	0,09	0,05	0,07	0,12
60—65	0,36	0,32	0,35	0,38	0,21	0,18	0,20	0,23	0,08	0,05	0,08	0,12
Среднее	0,37	0,30	0,32	0,40	0,22	0,16	0,18	0,24	0,08	0,04	0,07	0,11

Следует отметить, что погрешность высоты облачности 0,5—0,7 км (особенно в случае облачности среднего и верхнего ярусов, когда γ изменяется с высотой незначительно) не приводит к существенным ошибкам в расчетах коэффициентов k. Это связано с тем, что фактически высота облачности в формуле (37) учитывается не только вторым членом (h), но и первым ($\sigma T^4_{об}$): с увеличением (уменьшением) высоты h уменьшается (увеличивается) $\sigma T^4_{об}$ при нормальном изменении температуры воздуха с высотой.

Для определения среднего коэффициента k для общей облачности необходимо иметь данные о повторяемости облаков нижнего ($P_н$), среднего ($P_с$) и верхнего ($P_в$) ярусов по отношению к общей облачности (в %). В этом случае

$$k = \frac{k_н P_н + k_с P_с + k_в P_в}{100}. \qquad (34)$$

Материалы восьмисрочных метеорологических наблюдений на судах «Печенга», «Севастополь» и «Северодвинск» в 1958—1966 гг., а также четырехсрочных метеорологических наблюдений на ряде промысловых судов в 1965—1966 гг. позволили получить данные о повторяемости облачности нижнего, среднего и верхнего ярусов над Северной Атлантикой (табл. 5). По-видимому, данные, представленные в табл. 5, не следует рассматривать с климатологической точки зрения, так как использованных данных наблюдений на судах недостаточно и большая часть этих наблюдений относится к северо-западной части Атлантического океана (около 60—70%). Однако основные черты распределения по акватории и изменения в течение года повторяемости облачности по ярусам в табл. 5 отражены.

Таблица 5

Повторяемость (%) облачности нижнего, среднего и верхнего ярусов над Северной Атлантикой

Северная широта, град.	III—V			VI—VIII			IX—XI			XII—II		
	$P_н$	$P_с$	$P_в$	$P_н$	$P_с$	$P_в$	$P_н$	$P_с$	$P_в$	$P_н$	$P_с$	$P_в$
40—45	58	23	19	58	22	20	61	20	19	71	16	13
45—50	67	18	15	69	18	13	73	14	13	80	11	9
50—55	65	22	13	67	20	13	79	12	9	82	10	8
55—60	75	16	9	72	20	8	83	11	6	85	10	5
60—65	75	19	6	72	20	8	84	12	4	82	12	6
65—70	71	19	10	71	19	10	80	14	6	83	11	6
Число случаев	4763			12 307			10 197			5498		

Результаты расчета коэффициента k для общей облачности по формуле (34) представлены в табл. 6.

Таблица показывает, что коэффициент k для общей облачности также имеет годовой ход. Максимальное значение коэффициента k наблюдается в декабре — феврале (0,34—0,37), минимальное — в июне — августе (0,22—0,25). Кроме того, также наблюдается уменьшение коэффициента k во все сезоны года с изменением широты от 60—65 до 40—

Таблица 6

Значения коэффициента k для Северной Атлантики

Северная широта, град.	Сезон			
	III—V	VI—VIII	IX—XI	XII—II
40—45	0,28	0,22	0,24	0,34
45—50	0,30	0,24	0,27	0,36
50—55	0,30	0,24	0,28	0,36
55—60	0,32	0,25	0,29	0,37
60—65	0,33	0,25	0,29	0,37

45°С, что определяется в основном характером изменения повторяемости облачности нижнего и среднего ярусов.

Рассмотрим вопрос о величине коэффициента k для условий Северной Атлантики по материалам непосредственных измерений теплового излучения атмосферы радиометром ГГО на экспедиционном судне «Айсберг» летом 1965 г. и на экспедиционном судне «Севастополь» весной 1967 г. На рис. 4 показана зависимость $\frac{E_{a,\,n}}{\sigma T_a^4}$ от балла общей облачности n. Рисунок показывает, что зависимость $\frac{E_{a,\,n}}{\sigma T_a^4}$ от n для двух сезонов (весна и лето) оказывается неодинаковой. Величины $\frac{E_{a,\,n}}{\sigma T_a^4}$ при одном и том же балле общей облачности больше летом, чем весной. Это является следствием большего влагосодержания атмосферы летом по сравнению с весной. При значительной и сплошной облачности величины $\frac{E_{a,\,n}}{\sigma T_a^4}$ для лета и весны практически совпадают, изменение влагосодержания подоблачного слоя воздуха от весны к лету в этом случае существенного значения не имеет и основное влияние на тепловое излучение атмосферы оказывает облачность.

На основании формулы (32) для весны по данным измерений на экспедиционном судне «Севастополь»

$$k = \frac{0{,}96 - 0{,}72}{0{,}72} = 0{,}33$$

и для лета по данным измерений на экспедиционном судне «Айсберг»

$$k = \frac{0{,}95 - 0{,}78}{0{,}78} = 0{,}22.$$

Полученные значения коэффициента k хорошо согласуются с данными табл. 6.

Анализ зависимости $\frac{E_{a,\,n}}{\sigma T_a^4} = f(n)$, представленной на рис. 4, показывает, что для условий Северной Атлантики в среднем можно принимать $m=2$. Однако ввиду недостатка экспериментальных данных вопрос о величине коэффициента m подлежит доработке.

Таким образом, для расчета эффективного излучения поверхности океана получена формула

$$E_{эф,\,n} = \delta\sigma T_в^4 - \delta\sigma T_a^4 \left[1{,}20 - 0{,}23\left(a_1 - b_1\sqrt{e}\right)\right]\left(1 + kn^2\right). \qquad (35)$$

Формула Брента [так же как и формулы (25) и (35)] учитывает зависимость теплового излучения атмосферы только от температуры и влажности воздуха у подстилающей поверхности. Между тем известно, что значительное влияние на величину теплового излучения атмосферы должна оказывать и стратификация атмосферы. Исследования К. Я. Кондратьева [12], П. А. Воронцова и Т. В. Кирилловой [6], М. Г. Гаврило-

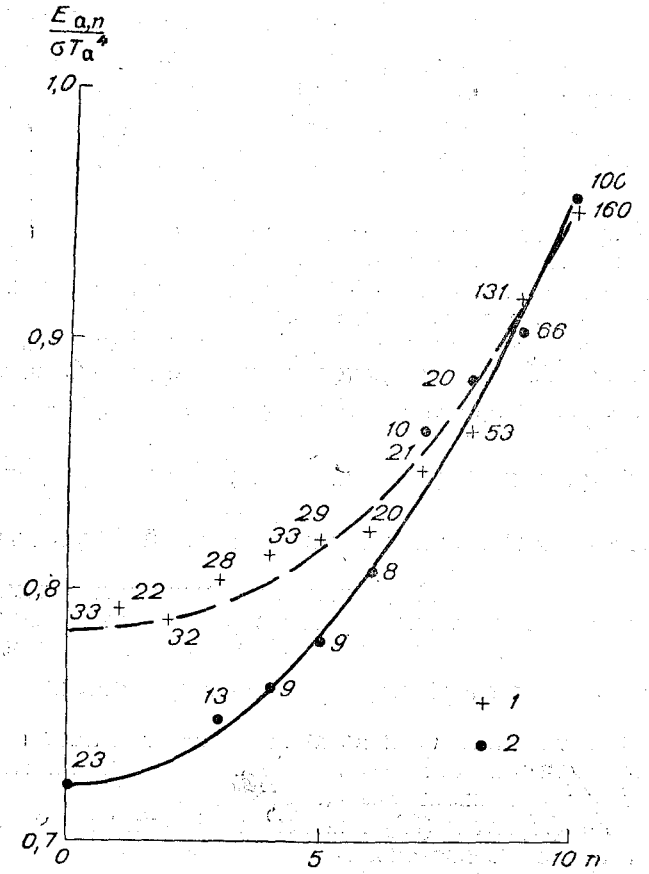


Рис. 4. Зависимость $\frac{E_{a,\,n}}{\sigma T_a^4}$ от балла общей облачности n.

1 — данные измерений на экспедиционном судне «Айсберг» летом 1965 г.; *2* — данные измерений на экспедиционном судне «Севастополь» весной 1967 г.; цифры у точек — число осредненных измерений при данном балле облачности.

вой [7] и других авторов показывают, что между величиной $\frac{E_{a,\,0}}{\sigma T_a^4}$ и значением вертикального градиента температуры γ в нижних слоях атмосферы имеется достаточно хорошая зависимость.

На рис. 5 представлена зависимость $\frac{E_{a,\,0}}{\sigma T_a^4}$ от градиента температуры воздуха в слое 0—0,2 км, полученная по данным радиозондирования атмосферы в северо-западной части Атлантического океана. Из рис. 5 следует, что переходы градиента температуры γ от сверхадиабатических и адиабатических значений к нулевым и далее к инверсионным сопро-

вождаются увеличением значений $\frac{E_{a,0}}{\sigma T_a^4}$ на 3—5% при изменении γ на 0,8—1,0 градуса на 100 м. Следовательно, использование зависимостей (25) и (35) для расчета значений E_a и $E_{эф}$ без учета стратификации атмосферы может приводить к максимальной ошибке ±5—10% (при равенстве температур воды и воздуха) для $E_{эф}$. Над северо-западной частью Атлантического океана в слое 0—5 км наблюдается большая

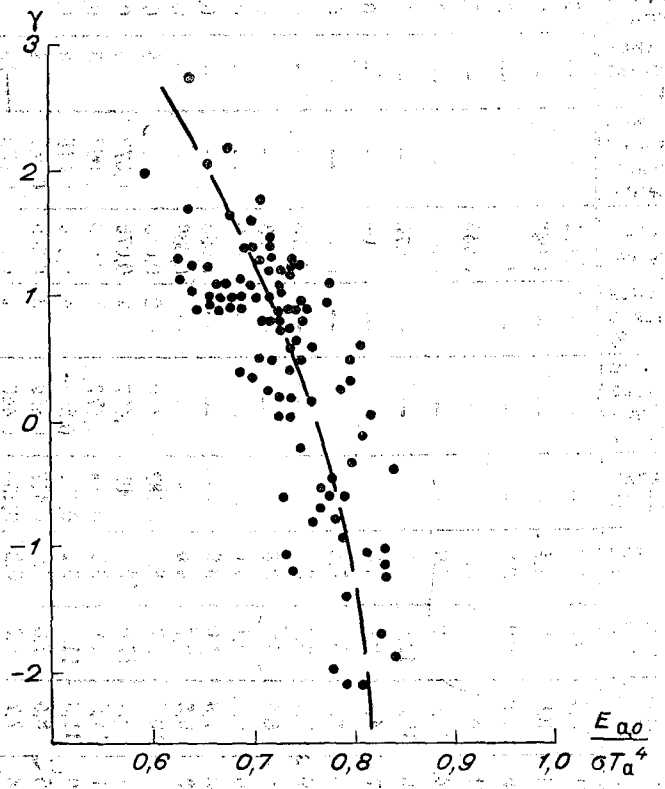


Рис. 5. Связь $\frac{E_{a,0}}{\sigma T_a^4}$ с γ.

повторяемость инверсии и изотермии в течение всего года (от 78 до 98%), однако в теплую часть года инверсионное и изотермическое распределение наиболее характерно для слоя 0—0,5 км (до 65% летом и 15—25% зимой). Адиабатические и сверхадиабатические градиенты в приводном слое чаще наблюдаются зимой. В результате в средних профилях температуры над Северной Атлантикой зимой наблюдаются градиенты $\gamma=0{,}7$—$1{,}0$ градуса на 100 м, летом γ изменяется от 0,2 до —0,2 градуса на 100 м (см. табл. 3). Это означает, что эффективное излучение поверхности океана, рассчитанное по формуле (35), может быть несколько завышенным летом и заниженным зимой.

Результаты сравнений измеренных радиометром ГГО и термоэлектрическим балансомером и рассчитанных по формулам (25) и (35) средних месячных величин теплового излучения атмосферы и эффективного излучения поверхности океана показаны в табл. 7.

Таблица 7

Сравнение измеренных и рассчитанных по формулам (25) и (35) средних месячных величин $E_а$ и $E_{эф}$

Судно	Месяц	Год	Северная широта, град.	Облачность	Температура воды	Температура воздуха	Влажность воздуха	$E_а$ по формуле (25)	$E_а$ измеренное радиометром	$E_а$ % к рассчитанному	$E_{эф}$ по формуле (35)	$E_{эф}$ измеренное радиометром	$E_{эф}$ % к рассчитанному	$E_{эф}$ измеренное балансомером	$E_{эф}$ % к рассчитанному	Число измерений
„Северодвинск“	V	1961	55	0,71	3,4	3,3	5,0	—	—	—	0,079	—	—	0,066	—16	17
	III	1962	54	0,94	3,8	2,9	4,4	—	—	—	0,045	—	—	0,042	—7	25
	IV		52	0,65	1,0	0,2	3,6	—	—	—	0,092	—	—	0,074	—20	78
	V		63	0,91	8,4	7,5	5,8	—	—	—	0,046	—	—	0,048	4	20
	VII		45	0,64	13,6	14,2	10,9	—	—	—	0,072	—	—	0,065	—10	37
	VIII		48	0,69	12,5	12,5	9,6	—	—	—	0,076	—	—	0,068	—10	45
	XI		48	0,57	4,8	2,4	4,3	—	—	—	0,106	—	—	0,089	—16	58
„Печенга“	XI	1962	62	0,68	8,1	5,6	5,4	—	—	—	0,089	—	—	0,082	—8	122
	XII		62	0,76	7,1	5,3	5,0	—	—	—	0,075	—	—	0,068	—9	96
	I	1963	63	0,76	6,3	5,0	3,8	—	—	—	0,063	—	—	0,060	—5	102
	II		63	0,76	6,2	3,1	4,0	—	—	—	0,082	—	—	0,078	—5	100
	III		48	0,62	2,9	1,0	3,9	—	—	—	0,098	—	—	0,077	—21	70
	IV		52	0,73	5,5	3,7	4,6	—	—	—	0,089	—	—	0,074	—18	32
„Айсберг“	VI	1965	59	0,88	10,5	10,7	8,4	0,483	0,480	—2	0,043	0,046	6	0,042	—2	59
	VII		48	0,64	18,4	17,6	12,5	0,505	0,497	—2	0,076	0,073	—4	0,071	—7	235
	VIII		55	0,71	14,5	14,0	9,8	0,484	0,477	—1	0,066	0,068	3	0,070	6	96
	IX		61	0,79	11,6	11,9	9,2	0,487	0,507	4	0,044	0,048	8	0,041	—7	90
„Полярник“	VII	1966	66	0,86	8,5	7,6	7,0	0,447	0,459	3	0,045	0,043	—4	—	—	30
	VIII		68	0,78	7,7	6,7	6,2	0,430	0,440	2	0,068	0,058	—15	—	—	33
„Севастополь“	III	1967	50	0,68	—	1,4	4,0	0,378	0,386	2	—	—	—	—	—	52
	IV		45	0,52	—	2,4	3,9	0,358	0,346	—3	—	—	—	—	—	139
	V		42	0,84	—	10,6	8,2	0,472	0,483	2	—	—	—	—	—	75
	VI		58	0,81	—	8,0	6,3	0,438	0,455	4	—	—	—	—	—	31
„Океанограф“	VIII		42	0,30	19,6	18,8		0,488	0,497	2	0,091	0,093	2	—	—	70

Следует отметить, что результаты измерений радиометром на судах «Айсберг» и «Севастополь» частично (при безоблачном небе) использовались для получения зависимостей (25) и (35).

Из табл. 7 следует, что величины теплового излучения атмосферы и эффективного излучения поверхности океана, измеренные радиометром ГГО, достаточно хорошо согласуются с рассчитанными значениями, в то время как измеренные термоэлектрическим балансомером в темное время суток занижены в среднем на 10%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Берлянд М. Е., Берлянд Т. Г. Определение эффективного излучения земли с учетом влияния облачности. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 1952.
2. Берлянд М. Е. Предсказание и регулирование теплового режима приземного слоя атмосферы. Гидрометеоиздат, Л., 1956.
3. Богуславский С. Г. Поглощение солнечной радиации в море и его непосредственное влияние на изменения температуры моря. Труды МГИ, т. 8, 1956.
4. Боровиков А. М. [и др.]. Физика облаков. Под ред. А. Х. Хргиана. Гидрометеоиздат, Л., 1961.
5. Бурлуцкая В. М. Термодинамические свойства воздушных масс северной части Тихого океана. Труды ИОАН, т. XXII, 1963.
6. Воронцов П. А., Кириллова Т. В. Связь радиационного баланса со стратификацией пограничного слоя. Труды 2-го совещания по актинометрии и атмосферной оптике. Л., 1961.
7. Гаврилова М. К. Радиационный климат Арктики. Гидрометеоиздат, Л., 1963.
8. Гальперин Б. М., Кучумова Л. С. О влиянии облачности на излучение атмосферы. Метеорология и гидрология, № 8, 1959.
9. Гирдюк Г. В., Малевский-Малевич С. П. Об излучательной способности воды. Труды ГГО, вып. 206, 1967.
10. Кириллова Т. В. О зависимости противоизлучения атмосферы от степени облачности. Труды ГГО, вып. 37(99), 1952.
11. Кириллова Т. В., Орловский Н. С. Эффективное излучение водохранилищ. Труды ГГО, вып. 206, 1967.
12. Кондратьев К. Я. Лучистый теплообмен в атмосфере. Гидрометеоиздат, Л., 1956.
13. Лебедева К. Д., Сивков С. И. О точности измерений радиационного баланса термоэлектрическими балансомерами. Труды ГГО, вып. 129, 1962.
14. Малевский-Малевич С. П. Методика радиационных измерений температуры водной поверхности. Труды ГГО, вып. 206, 1967.
15. Матвеев Л. Т. Основы общей метеорологии. Физика атмосферы. Гидрометеоиздат, Л., 1965.
16. Меньшов Ю. А., Дегтярев Г. М. Об эффективном излучении поверхности океана. Метеорология и гидрология, № 7, 1963.
17. Новожилов Н. И. Облачность над морем. Океанология, № 6, 1962.
18. Новосельцев Е. П. О степени черноты облаков верхнего и среднего ярусов. Труды ГГО, вып. 196, 1966.
19. Тимофеев М. П. Метеорологический режим водоемов. Гидрометеоиздат, Л., 1963.
20. Шехтер Ф. Н. К вычислению лучистых потоков в атмосфере. Труды ГГО, вып. 22, 1950.
21. Шехтер Ф. Н. О радиационных диаграммах. Труды ГГО, вып. 150, 1964.
22. Шифрин К. С. О вычислении радиационных свойств облаков. Труды ГГО, вып. 68, 1957.
23. Kuhn P. M. Measured Effective Long-Wave Emissivity of Clouds. Monthly Weather Rev., v. 91, No. 10—12, 1963.
24. Martin F. L. and Palmer W. C. Statistical Estimates of Computed Water-Vapor Radiative Flux from Clear Skies at an Oceanic Location. J. Appl. Met., v. 3. No. 6, 1964.
25. Swinbank W. C. Long-Wave Radiation from Clear Skies. Q. J. Roy. Met. Soc., v. 89, No. 381, 1963.

А. А. ЕЛИСЕЕВ.

О ПРИБЛИЖЕННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ПОГЛОЩАТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ ВОЗДУХА В ДЛИННОВОЛНОВОЙ ОБЛАСТИ РАЗЛИЧНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ

Известен ряд теоретических и экспериментальных работ, например [1—3], посвященных методу моделирования, однако его осуществление весьма затруднено. В самом деле, сферический приемник, имеющий равную с окружающим воздухом радиационную температуру, должен удовлетворять соотношению

$$k\left(\nu,\ p,\ T,\ \frac{\rho_{CO_2}}{\rho_{H_2O}}\right) = \text{const} \cdot \Phi_\nu, \qquad (1)$$

где k — массовый коэффициент поглощения воздуха для частоты ν; p — атмосферное давление; T — температура воздуха; ρ_{CO_2} и ρ_{H_2O} — плотности углекислого газа и водяного пара; Φ_ν — поглощательная способность приемника. В (1) приведены лишь основные аргументы k. Спектр поглощения диэлектриков в длинноволновой области бывает различным [4]. У пластмасс со сложным строением молекул он состоит из ряда узких перекрывающихся полос с диапазоном изменения Φ_ν всего в несколько единиц даже при весьма малой толщине образца. Поэтому практически все пластмассы ведут себя в поле длинноволновой радиации одинаково [1], так как все они являются «серыми» относительно воздуха, у которого диапазон изменений k по частоте достигает 10^4. Другая большая группа материалов — кристаллические диэлектрики — имеет диапазон изменения Φ_ν до 10^3 и более в длинноволновой области, но, к сожалению, лишь одну полосу поглощения. Ее контур практически не зависит от изменений p, T, $\frac{\rho_{CO_2}}{\rho_{H_2O}}$. Ясно из изложенного, что в настоящее время не существует материалов, хотя бы приближенно удовлетворяющих (1) во всем длинноволновом диапазоне.

Существенно, однако, следующее. Во-первых, радиационная температура приемника определяется лучистым теплообменом во всей длинноволновой области. Во-вторых, из всех аргументов k наиболее существенным является частота, влияние остальных аргументов значительно меньше.

Учитывая эти соображения, целесообразнее представить условие пригодности приемника для моделирования атмосферы в виде

$$\bar{k}(\tau) \approx \text{const} \cdot \bar{\Phi}(\tau), \tag{2}$$

где

$$\bar{k}(\tau) = \frac{\int\limits_{\infty}^{0} k_\nu \frac{dF_\nu}{dm}(\tau)\, d\nu}{\frac{dF}{dm}(\tau)}, \tag{3}$$

$$\bar{\Phi}(\tau) = \frac{\int\limits_{\infty}^{0} \Phi_\nu \frac{dF_\nu}{dm}(\tau)\, d\nu}{\frac{dF}{dm}(\tau)}. \tag{4}$$

Здесь F — эффективное излучение; m — эффективная масса водяного пара, являющаяся вертикальной координатой; τ — эффективная масса водяного пара в слое до высоты расположения приемника.

Вычислим $\frac{\bar{\Phi}}{\bar{k}}$ для некоторых материалов, если воздух содержит H_2O, CO_2, O_3. Так как важно лишь сравнить радиационный теплообмен воздуха и ряда приемников со слоями воздуха, различно удаленными, ограничимся рассмотрением теплообмена лишь с нижележащими слоями воздуха. По определению

$$\frac{dF_\nu}{dm} = \int\limits_0^\tau \frac{dD_\nu}{dm} \frac{dE_\nu}{dm}\, dm, \tag{5}$$

где D_ν — функция пропускания для диффузной монохроматической радиации. Можно показать, что если во влияющем слое m'—m'' принять $\frac{dE_\nu}{dm} = \text{const}$, то отношение $\frac{\bar{\Phi}}{\bar{k}}$ может быть вычислено в виде

$$\frac{\bar{\Phi}}{\bar{k}} = \frac{\int\limits_{\infty}^{0} P_\nu \Phi_\nu\, d\nu}{\int\limits_{\infty}^{0} P_\nu k_\nu\, d\nu}, \tag{6}$$

где

$$P_\nu = \frac{dE_\nu}{dT}\left[D_\nu(m'') - D_\nu(m')\right].$$

Величина $\frac{\bar{\Phi}}{\bar{k}}$ вычислялась для различно удаленных от приемника влияющих слоёв, имеющих различную температуру. Величина $\frac{dE_\nu}{dT}$ не очень сильно меняется с температурой и к тому же входит в числитель и знаменатель формулы (6). Кроме того, температуры наиболее влияющих слоев обычно отличаются не очень значительно от температуры слоя, в котором расположен приемник. Поэтому расчет $\frac{\bar{\Phi}}{\bar{k}}$ проводился для изотермической атмосферы при температурах +40, —20, —60°С. Различия температур при разной удаленности влияющих слоев, а также соответствующая погрешность будут показаны ниже. Для расчета толща

эффективной поглощающей массы, принятая равной 1 см, была разделена на 8 слоев $m'-m''$: $10^{-4}-3{,}16\cdot10^{-4}$, $3{,}16\cdot10^{-4}-10^{-3}$ и т. д.

Величина $\frac{\overline{\Phi}}{\overline{k}}$ вычислялась для каждого слоя $m'-m''$. Для расчета вся область длин волн (4 мкм — ∞) была разбита на 60 спектральных интервалов по 40 см$^{-1}$ каждый. Были использованы величины обобщенных коэффициентов поглощения водяного пара в интервале 2400—0 см$^{-1}$, углекислого газа в интервале 800—600 см$^{-1}$ (полоса 15 мкм) и озона в интервале 1120—1000 см$^{-1}$ (полоса 9,6 мкм) из работы [5]. Зависимость обобщенных коэффициентов от температуры не учитывалась. В области окна прозрачности 1200—800 см$^{-1}$ использовались логарифмические коэффициенты поглощения из работы [6]. В интервалах перекрытия полос 800—600 см$^{-1}$ (H_2O, CO_2), 1120—1000 см$^{-1}$ (H_2O, O_3) использовались приведенные, согласно [7], значения обобщенных коэффициентов поглощения. Функции поглощения определялись как $\mathrm{erf}\left(\sqrt{\frac{1{,}66k_\nu m}{2}}\right)$ для обобщенных коэффициентов поглощения и как $\exp(-1{,}66\,k_\nu m)$ для логарифмических коэффициентов.

Величина Φ_ν в (4) определялась как поглощательная способность бесконечной плоско-параллельной пластины для диффузнопадающей радиации. По техническим причинам такой приемник предпочтительнее сферического. Но, в отличие от сферического, его поглощательная способность зависит от угла падения радиации и при изменении зависимости интенсивности падающей радиации от угла падения возникает неопределенность. Соответствующая ей случайная относительная погрешность расчета Φ_ν пластины не превышает, согласно [8], $\pm3\%$ при горизонтальной однородности атмосферы.

Описанным способом была получена величина $\frac{\overline{\Phi}}{\overline{k}}$ для различных приемников. Она, очевидно, пропорциональна чувствительности приемника относительно воздуха, для которого принята какая-либо модель спектра поглощения активных газов, к радиации, прошедшей через слой m эффективной поглощающей массы. При оценке пригодности различных приемников удобнее пользоваться отношением $\left(\frac{\overline{\Phi}}{\overline{k}}\right)'$, где

$$\left(\frac{\overline{\Phi}}{\overline{k}}\right)' = \frac{\left(\frac{\overline{\Phi}}{\overline{k}}\right)_m}{\left(\frac{\overline{\Phi}}{\overline{k}}\right)_{m\approx10^{-4}}}.$$

Ясно, что у идеального сферического приемника $\left(\frac{\overline{\Phi}}{\overline{k}}\right)' = \mathrm{const}$. Величина $\left(\frac{\overline{\Phi}}{\overline{k}}\right)'$ для плоских приемников из некоторых реально существующих материалов показана на рис. 1. Из рис. 1 видно, что чувствительность «черного» приемника относительно воздуха к радиации, пришедшей с больших расстояний, увеличивается более чем в 100 раз. Селективные же приемники имеют значительно лучшие характеристики. Так, изменение $\left(\frac{\overline{\Phi}}{\overline{k}}\right)'$ у пластины из хлористо-бромистого таллия (KRS-6) не превышает $1{,}8\div4{,}0$ при температуре не ниже —20°С. С понижением температуры характеристики всех приемников несколько ухудшаются. Это

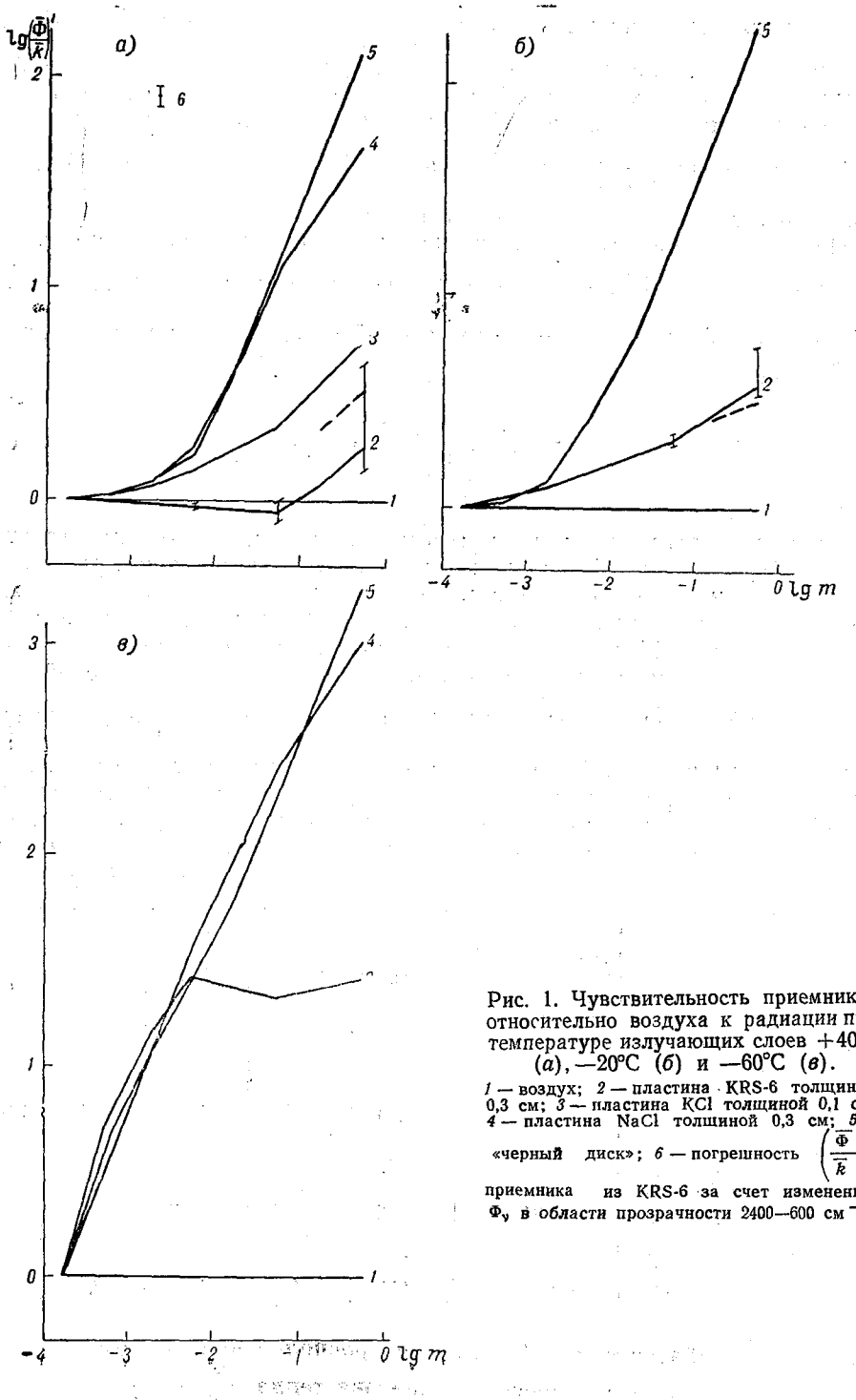


Рис. 1. Чувствительность приемников относительно воздуха к радиации при температуре излучающих слоев +40°С (*а*), —20°С (*б*) и —60°С (*в*).

1 — воздух; *2* — пластина KRS-6 толщиной 0,3 см; *3* — пластина KCl толщиной 0,1 см; *4* — пластина NaCl толщиной 0,3 см; *5* — «черный диск»; *6* — погрешность $\left(\frac{\Phi}{k}\right)'$ приемника из KRS-6 за счет изменения Φ_y в области прозрачности 2400—600 см$^{-1}$.

можно объяснить значительным увеличением роли CO_2 в притоке тепла при низких температурах, когда отношение $\frac{\rho_{CO_2}}{\rho_{H_2O}}$ достигает $15 \div 30$. Селективно поглощающие тепловые приемники, вообще говоря, поглощают в области вращательной полосы H_2O [9] и имеют высокую прозрачность в области полосы CO_2 около 15 мкм. Но и при температуре —60°С увеличение $\left(\frac{\overline{\Phi}}{\overline{k}}\right)'$ у приемника из KRS-6 не превышает 25, тогда как у черного приемника оно достигает ~ 1700.

Из рис. 1 видно, что практически у всех приемников, кроме самого воздуха, величина $\left(\frac{\overline{\Phi}}{\overline{k}}\right)'$ изменяется с изменением m, хотя в весьма разной степени. Можно показать, что каждый приемник измеряет величину $N\frac{dF}{dm}$, где

$$N=\frac{1}{\tau}\int_0^{\tau}\left(\frac{\overline{\Phi}}{\overline{k}}\right)' P_m\,dm$$

определяется материалом и размером приемника, P_m — относительная роль слоя $dm(m)$ в общем лучистом притоке тепла в атмосфере. Очевидно, что, чем совершеннее приемник, тем ближе N к единице, величина же $\pm(N-1)$ представляет собой основную погрешность приемника, моделирующего атмосферу. В табл. 1 показаны величины N различных приемников, вычисленные для различных метеорологических условий приземного слоя. При расчете использовались величины $\left(\frac{\overline{\Phi}}{\overline{k}}\right)'$, согласно рис. 1 *а*, величины P_m были получены по данным о лучистом притоке тепла в атмосфере, вычисленном, согласно [10], для указанных условий. В таблице T_0 — температура подстилающей поверхности, T_z — температура на уровне z, ниже которого градиенты температуры инверсионные

Таблица 1

	$\frac{dF}{dm}$ кал/г мин.	Материал приемника				
		„черный"	NaCl	KCl	KRS-6	Воздух
Цимлянск, 26 VII 1965 г., 22 часа. $T_0-T_z=27{,}8-32{,}4°$; $z=150$ м; $z'=5$ м	0,57	9,15	3,90	1,15	1,10	1,00
Колтуши, 7 X 1966 г., 20 час. $T_0-T_z=2{,}9-6{,}3°$; $z=190$ м; $z'=1{,}0$ м	0,83	11,6	4,33	1,48	1,09	1,00
Колтуши, 10 X 1966 г., 14 час. $T_0-T_z=6{,}9-5{,}7°$; $z=8$ м; $z'=5$ м	—0,06	—465	—195	—18,0	—2,34	1,00

или сверхадиабатические, z' — уровень расположения приемника. Приведены также значения лучистого притока тепла $\frac{dF}{dm}$ кал/г·мин.

Из таблицы видно, что даже в условиях приземного слоя черный приемник дает весьма завышенные, практически неопределенные показания.

Селективные приемники дают результаты значительно лучшие, в особенности приемник из KRS-6. Так, для инверсионных условий погрешность последнего не превышает 10%. Третий случай (дневное время) особо неблагоприятен, так как приток тепла невелик и поэтому влияние удаленных излучающих слоев становится значительным. В то же время у всех приемников, как видно из рис. 1, погрешности при теплообмене с удаленными слоями максимальны. Поэтому все приемники дают в этом случае показания с неверным знаком. Правда, погрешность приемника из KRS-6 не превышает по модулю 0,20 кал/г·мин., погрешность остальных рассмотренных приемников во много раз больше. Кроме того, материал KRS-6 почти негигроскопичен, что позволяет обойтись без защитных окон или покрытий, вносящих дополнительные погрешности. Необходимо, правда, отметить, что, согласно расчетам, чем ближе поглощательные свойства приемника к поглощательным свойствам воздуха, тем меньше его интегральная поглощательная способность δ. Это иллюстрируется табл. 2, где величина δ вычислена по формуле

$$\delta = \frac{\sum_{i=1}^{i=60} \frac{dE_\nu}{dT} \Phi_\nu}{\sum_{i=1}^{i=60} \frac{dE_\nu}{dT}}$$

($\frac{dE_\nu}{dT}$ соответствует излучению абсолютно черного тела при температуре $\pm 20°C$).

Таблица 2

Материал приемника . .	„Черный"	NaCl	KCl	KRS-6
δ	~0,92	0,29	0,15	0,09

Как видно, тепловая чувствительность приемника из KRS-6 меньше, чем «черного», приблизительно в 10 раз. Это создает дополнительные трудности при измерении равновесной температуры такого приемника, впрочем, вполне преодолимые.

Известно, что предположение об изотермичности не выполняется обычно в тропосфере. Оценим изменения ΔT температуры в зависимости от m для пограничного слоя. На рис. 2 показаны максимальные значения $\Delta T(m)$, вычисленные для шести различных характерных стратификаций, приведенных в [11]. Эти значения $\Delta T(m)$ вычислялись относительно уровней 0 и 2000 м. Из рис. 2 видно, что повышение температуры достигает лишь 15°C. Понижение же температуры незначительно вплоть до $m = 10^{-1}$ см, при

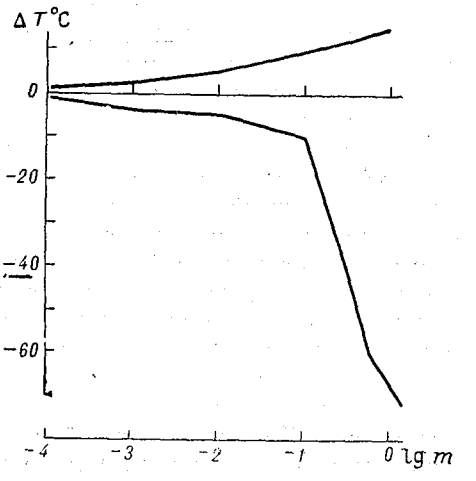


Рис. 2. Зависимость ΔT от m.

дальнейшем увеличении $m\ \Delta T$ сильно увеличивается за счет холодных верхних слоев тропосферы и достигает —72°С. Влияние неизотермичности можно приближенно учесть, введя в (2) и (3) $\bar{k}'$ вместо $\bar{k}$, в виде

$$\bar{k}' = \frac{\int\limits_{\infty}^{0} k_\nu(T_1)\, P_\nu(T_2)\, d\nu}{\int\limits_{\infty}^{0} P_\nu(T_2)\, d\nu},$$

где величина приведенных коэффициентов поглощения зависит от отношений ρ_{O_3}/ρ_{H_2O} в интервале 1120—1000 см$^{-1}$ и особенно ρ_{CO_2}/ρ_{H_2O} в интервале 800—600 см$^{-1}$, весьма сильно изменяющихся при изменении температуры. Величина $\left(\frac{\bar{\Phi}}{\bar{k}'}\right)'$ была вычислена для двух случаев: при $T_1 = -20$°С, $T_2 = -60$°С, и $T_1 = +40$°С, $T_2 = -20$°С; для материала KRS-6, для слоев m'—m'', равных $10^{-1} - 3 \cdot 10^{-1}$ и $3 \cdot 10^{-1} - 1$. Величина $\left(\frac{\bar{\Phi}}{\bar{k}'}\right)'$ показана пунктиром на рис. 1 *б* и 1 *а* соответственно для обоих случаев. Как видно, она мало отличается от $\left(\frac{\bar{\Phi}}{\bar{k}}\right)'$ для KRS-6 при изотермической атмосфере. Согласно проделанным расчетам, погрешность величины N приемника за счет неизотермичности атмосферы незначительна при рассмотренных $\Delta T(m)$.

Рассмотрим еще один источник погрешностей. Как известно, поглощательная способность материалов в области малого поглощения определяется со значительной погрешностью и зависит от чистоты поверхности материала. Был выполнен расчет соответствующей погрешности $\left(\frac{\bar{\Phi}}{\bar{k}}\right)'$ в предположении, что Φ_ν, имея номинальное значение 0,002, изменяется от 0,000 до 0,010. Результаты расчета показаны на рис. 1 *а* и 1 *б*. Как видно, погрешность незначительна при теплообмене со слоями, расположенными не очень далеко. Лишь для наиболее удаленных слоев эта погрешность довольно значительна, при температуре +40°С она достигает 150%. С уменьшением температуры эта погрешность уменьшается в соответствии с уменьшением роли интервала высокой прозрачности приемника 2400—600 см$^{-1}$ в лучистом теплообмене. Описанная погрешность может быть значительно меньше полученных значений, если поверхность приемника полирована и не загрязнена.

Из вышеизложенного можно заключить, что некоторые материалы, селективно поглощающие в длинноволновой области и имеющие определенную зависимость спектральной поглощательной способности от частоты в этой области (что определяется также размером и формой соответствующего приемника), можно применять для определения лучистого притока в атмосфере. В условиях пограничного слоя, где обычно вертикальные градиенты температуры значительны и абсолютные значения температуры не очень низки, приток тепла определяется в основном близлежащими массами водяного пара; погрешность метода достигает ±20%. В условиях свободной атмосферы, где существенно влияние всех излучающих масс водяного пара и углекислого газа, погрешность метода возрастает. Для более точной оценки погрешности метода необходимо совместное измерение лучистого притока тепла прямым и косвенным методами в различных условиях.

Что касается „черного" приемника, границу его применимости можно приближенно оценить следующим образом. В соответствии с рис. 1 *а* примем для „черного" приемника $\left(\frac{\overline{\Phi}}{\overline{k}}\right)'_{m\sim 10^{-4}} < 0{,}01\left(\frac{\overline{\Phi}}{\overline{k}}\right)'_{m\sim 10^{0}}$. Чтобы ограничить погрешность, обусловленную таким увеличением $\left(\frac{\overline{\Phi}}{\overline{k}}\right)'$, величиной 20%, необходимо, чтобы приток тепла за счет близлежащих слоев превышал приток от очень удаленных более чем в 500 раз. Если принять последний эквивалентным радиационному изменению температуры 0,05 град/час, то необходимо, чтобы приток тепла от близлежащих слоев вызывал бы радиационное изменение температуры, превышающее 25 град/час. Согласно многочисленным расчетным, а также экспериментальным данным, это в несколько раз превышает встречающиеся обычно даже в приземном слое скорости радиационного изменения температуры.

Вышеизложенное относится к измерениям в ночное время. Вопрос о возможности применения селективно поглощающих приемников при наличии коротковолновой радиации нуждается в специальном рассмотрении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gergen I. L. Black Ball: a Device for Measuring Atmospheric Infra-Red Radiation. Rev. Sci. Instrum., v. 27, No. 7, 1956.
2. Fünk I. P. Behaviour of Freely Exposed Absorbers in Radiation Fields. JOSA, v. 50, No. 10, 1960.
3. Кондратьев К. Я. О возможиости прямых измерений лучистого притока тепла. Сб. 1. «Проблемы физики атмосферы». Изд. ЛГУ, Л., 1963.
4. Воронкова Е. М. [и др.]. Оптические материалы для инфракрасной техники, изд-во «Наука», М., 1965.
5. Elsasser W. M., Culbertson M. Atmospheric Radiation Tables. Met Monographs, v. 4, No. 23, 1960.
6. Кондратьев К. Я., [и др.] Некоторые результаты наземных исследований инфракрасного спектра поглощения и теплового излучения атмосферы. Изв. АН СССР, сер. физ. атмосферы и океана, т. 1, № 4, 1965.
7. Кондратьев К. Я. Перенос длинноволнового излучения в атмосфере. Гостехиздат, М.—Л., 1950.
8. Елисеев А. А. Приемник для измерения радиационных изменений температуры воздуха. Труды ГГО, вып. 205, 1967.
9. Елисеев А. А. К вопросу о возможности прямого измерения лучистого притока тепла в атмосфере. Труды ГГО, вып. 205, 1967.
10. Шехтер Ф. Н. О методике определения лучистого притока тепла. Труды ГГО, вып. 127, 1962.
11. Каждан Р. М., Шехтер Ф. Н. Некоторые результаты расчета радиационного изменения температуры в пограничном слое атмосферы. Труды ГГО, вып. 127, 1962.

С. П. МАЛЕВСКИЙ-МАЛЕВИЧ.

САМОЛЕТНЫЕ АКТИНОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА РАДИАЦИОННОГО БАЛАНСА ВОДОЕМА В ПЕРИОД ЗАМЕРЗАНИЯ

Ввиду технических трудностей получения данных наблюдений в периоды вскрытия и замерзания водоемов метеорологические особенности этих периодов изучены крайне недостаточно. Перспективным методом исследования для выяснения этих особенностей являются наблюдения с вертолета или самолета.

В практике работ гидрометеорологических обсерваторий в периоды вскрытия и замерзания водоемов производятся визуальные самолетные наблюдения по программам ледовых разведок. Такие наблюдения, позволяющие уточнять прогнозы ледостава или вскрытия и имеющие определенную ценность для изучения режимных характеристик, не дают, однако, метеорологической информации. Для уточнения метеорологического режима и теплобалансовых соотношений на водоемах в переходные периоды наибольший интерес представляет изучение пространственной изменчивости радиационных и термических характеристик неоднородной поверхности водоема при наличии различных форм ледообразования и участков чистой воды. При этом, определив характерные значения альбедо и температуры поверхности разных видов льда, представилась бы возможность производить некоторые оценочные расчеты (радиационного баланса, процессов трансформации) на основании данных визуальных наблюдений ледовых авиаразведок и данных береговых метеостанций.

Первые опыты метеорологических и актинометрических наблюдений с самолета были произведены над замерзающим Куйбышевским водохранилищем в конце октября — начале ноября 1966 г. Самолет ЯК-12 был оборудован метеорологической и актинометрической аппаратурой, согласно неоднократно применявшейся методике [1, 2, 3]. При полетах измерялись следующие элементы: температура и влажность воздуха, атмосферное давление, перегрузки самолета, отраженная коротковолновая радиация и восходящий поток длинноволновой радиации. Все параметры записывались на фотобумагу осциллографом К-12-21.

Изменчивость восходящего потока длинноволновой радиации на определенной высоте полета интерпретировалась как изменчивость температуры поверхности, при этом предполагалось, что изменчивость излучения промежуточного слоя воздуха за счет пестроты подстилающей поверхность пренебрежимо мала.

Для расчета альбедо по данным измерений отраженной радиации использовались данные суммарной радиации, измеренные на плавучей станции ПОМ-1, в районе которой производились полеты (Ульяновский озеровидный плёс).

Период времени, в который производились полеты, характеризовался неблагоприятной для наблюдений и полетов погодой — низкой облачностью, туманами, обледенением самолета. Из 11 проведенных полетов в шести была сплошная низкая облачность, в трех — облачность верхнего яруса, в одном — переменная облачность, и лишь один полет происходил при ясной погоде.

При обработке результатов подъемов были использованы данные, полученные при горизонтальных полетах на минимально возможной высоте (50 м, а в случае плохой видимости и сильной болтанки 100 м).

Период работ характеризовался началом замерзания Ульяновского плёса водохранилища — при свободной водной поверхности центральной части. В северо-восточной мелководной части плёса имелись различные типы ледообразования — заснеженные ледяные поля, шуга, отдельные плавающие льдины и др.

Целью обработки материалов было получение характерных значений альбедо и температуры поверхности ледообразований.

Результаты измерений температуры поверхности $T_п$ можно представить в виде следующих характерных значений (табл. 1).

Таблица 1

	Диапазон изменений $T_п$ град.		Среднее значение $T_п$ град.
	от	до	
Вода у кромки льда	0,2	—0,3	0,0
Битый лед	—0,3	—1,4	—0,7
Шуга	0,5	—1,2	—0,2
Молодой прозрачный лед	—0,8	—3,7	—2,5
Лед, покрытый снегом	—1,8	—4,7	—3,3
Большие ледяные поля	—2,3	—4,8	—3,4

Эти результаты получены по данным всех подъемов над аналогичными типами поверхности водоема.

Аналогичная обработка для величин альбедо A дала следующие результаты (табл. 2).

Таблица 2

	Диапазон изменений A%
Вода	4—5
Шуга	6—8
Молодой лед	9—10
Непрозрачный лед	12—20
Лед, покрытый снегом	50—70

Представленные в таблицах данные являются результатом осреднения по разному числу случаев — от 3 до 11.

Здесь не представлена средняя величина альбедо того или иного типа поверхности, поскольку надежность определения отдельных величин альбедо меньше, чем температуры поверхности, так как суммарная радиация для расчета альбедо определялась на плавучей станции (расположенной в 5—10 км от места самолетных измерений), а погодные условия были в основном неблагоприятные для измерений радиационных характеристик (переменная облачность). В связи с этим обработаны были лишь данные, полученные при условии ясной погоды и устойчивой однородной облачности.

Представленные выше данные, разумеется, нуждаются в уточнениях и дополнениях, однако они могут быть использованы для некоторых рас-

четов. Например, в периоды вскрытия и замерзания осложняется определение радиационного баланса водоема из-за наличия пространственной неоднородности температуры поверхности и альбедо. К тому же в этот период, как правило, прекращаются систематические наблюдения на плавучих станциях. Наиболее правильно можно определить радиационный баланс водоема при помощи самолетных или вертолетных измерений величин $T_п$ и A с обязательной записью данных по акватории водохранилища. Получив таким образом средние значения этих величин для водоема можно применить обычный расчетный метод радиационного баланса по данным измерений на береговой станции. Однако такие измерения достаточно сложны и организация их требует значительных средств. Поэтому целесообразно использовать в этих случаях характерные значения $T_п$ и A различных типов ледообразования, например приведенные выше. Тогда для расчета радиационного баланса водоема можно применить следующую методику.

Известно, что по данным наблюдений на берегу можно определить радиационный баланс водоема по формуле

$$R = R' + Q'(A' - A) + 4\delta\sigma T_0^3(T_п' - T_п), \qquad (1)$$

где величины со штрихом представляют данные береговых станций: R' — радиационный баланс, Q' — суммарная радиация, A' — альбедо, $T_п'$ — температура поверхности; соответствующие величины без штриха относятся к условиям поверхности водоема; σ — постоянная Стефана — Больцмана; δ — излучательная способность; T_0 — средняя месячная температура воздуха.

Если при выполнении ледовых разведок определить количество баллов того или иного типа ледообразования, то формулу (1) можно представить в следующем виде:

$$\overline{R} = [R' + Q'(A' - A) + 4\delta\sigma T_0^3(T_п' - T_п)]\gamma + [R' + Q'(A' - A_1) + 4\delta\sigma T_0^3(T_п' - T_{п1})]\gamma_1 + [R' + Q'(A' - A_2) + 4\delta\sigma T_0^3(T_п' - T_{п2})]\gamma_2 + \ldots + [R' + Q'(A' - A_n) + 4\delta\sigma T_0^3(T_п' - T_{пn})]\gamma_n, \qquad (2)$$

где γ — относительная площадь чистой воды в долях единицы (по отношению к площади водоема); $\gamma_1, \gamma_2, \ldots \gamma_n$ — относительная площадь определенных типов ледообразования по отношению к площади водоема в долях единицы; а $A_1, A_2, \ldots, A_n$ и $T_{п1}, T_{п2}, \ldots, T_{пn}$ — значения величин альбедо и температуры поверхности этих типов ледообразования; $\overline{R}$ — средняя величина радиационного баланса замерзающего водоема. Выражение (2) можно записать в следующем виде:

$$\overline{R} = R' + Q'[A' - \gamma A - \gamma_1 A_1 - \gamma_2 A_2 - \ldots - \gamma_n A_n] + 4\delta\sigma T_0^3[T_п' - \gamma T_п - \gamma_1 T_{п1} - \gamma_2 T_{п2} - \ldots - \gamma_n T_{пn}]. \qquad (3)$$

Для проведения оценочных расчетов радиационного баланса водоемов по формуле (3) можно воспользоваться данными береговых станций и результатами, приведенными в табл. 1 и 2. Если же при процессе замерзания проводятся наблюдения над открытой частью водоема, то среднюю величину радиационного баланса водохранилища можно получить, используя измеренные величины Q, A и $T_п$ водной поверхности и рассчитывая радиационный баланс форм ледообразования, а полученные результаты осреднить с учетом весов долей площади водоема, занятых этими формами и чистой водой.

Для примера приведем расчет радиационного баланса различных типов ледообразования по данным табл. 1 и 2 и результатам наблюдений

над водой с плавучей станции ПОМ-1 за срок 12 час. 30 мин. 1 ноября 1966 г.

По данным станции ПОМ-1, баланс коротковолновой радиации в это время равен 0,45 кал/см² мин., эффективное излучение по радиометру 0,12 кал/см² мин., суммарная радиация 0,48 кал/см² мин., альбедо 6%, температура воды 3,5°. Рассчитывая радиационный баланс воды как разность поглощенной радиации и эффективного излучения, получим $R_в = 0{,}33$ кал/см² мин. Будем считать, что температура поверхности воды, равная 3,5° (измеренная на ПОМ-1), характерна для открытой части водохранилища, так как полученная по измерениям с самолета температура воды, равная 0° (табл. 1), характерна для мелководного участка водоема вблизи льда.

Рассчитывая по данным станции ПОМ-1 и данным табл. 1 и 2 радиационный баланс шуги $R_ш$, молодого прозрачного льда $R_{п.л}$ и льда, покрытого снегом $R_{л.с}$, получим $R_ш = 0{,}35$ кал/см² мин., $R_{п.л} = 0{,}35$ кал/см² мин., $R_{л.с} = 0{,}11$ кал/см² мин.

Ввиду различий альбедо льда и воды радиационный баланс ледообразований уменьшается, а в результате различий температур поверхностей льда и воды увеличивается, поэтому радиационный баланс шуги и молодого льда оказался близким к радиационному балансу воды. Радиационный баланс льда, покрытого снегом, в 3 раза меньше радиационного баланса воды за счет бо́льших значений альбедо этого типа ледообразования. Среднее значение радиационного баланса водоема можно получить, используя данные о балльности льда (величины γ, γ_1, γ_2, ..., γ_n). Для примера проведем расчет радиационного баланса замерзающего водоема по данным береговой станции, результатам, приведенным в табл. 1 и 2, и при различных значениях γ. В качестве исходных данных примем результаты измерений, проведенных Комсомольской ГМО на береговой станции Комсомольск, ГМС, во время замерзания Куйбышевского водохранилища (конец ноября — начало декабря 1966 г.).

Характерные значения радиационных характеристик для полуденного срока при наличии снежного покрова на станции следующие: $Q = 0{,}26$ кал/см² мин., $R = 0{,}07$ кал/см² мин., $A = 50\%$, $T'_п = -18°$, температура воды в открытой части водоема 1°.

Радиационный баланс водоема рассчитаем для следующих четырех случаев: 1) $\gamma = 1$ (водохранилище свободно от льда); 2) $\gamma = 0{,}5$, $\gamma_1 = 0{,}2$, $\gamma_2 = 0{,}3$ (γ_1 — относительная площадь водоема, занятая переходными формами ледообразования—шугой, молодым льдом, отдельными плавающими льдинами, γ_2 — относительная площадь водоема, занятая ледяными полями, покрытыми снегом); 3) $\gamma = 0{,}3$, $\gamma_1 = 0{,}2$, $\gamma_2 = 0{,}5$, 4) $\gamma = 0$, $\gamma_1 = 0$, $\gamma_2 = 1$ (условия замерзшего водохранилища).

Рассчитывая радиационный баланс водоема для этих четырех случаев по формуле (3), получим: $R_1 = 0{,}10$ кал/см² мин., $R_2 = 0{,}06$ кал/см² мин., $R_3 = 0{,}03$ кал/см² мин., $R_4 = -0{,}02$ кал/см² мин.

Видно, что величина радиационного баланса водоема сильно меняется в зависимости от балльности и форм ледяного покрова.

ЛИТЕРАТУРА

1. Воронцов П. А. Методы аэрологических исследований пограничного слоя атмосферы. Гидрометеоиздат, Л., 1961.
2. Коновалов Д. А. Некоторые особенности трансформации воздушного потока над Цимлянским водохранилищем в весенний период. Труды ГГО, вып. 167, 1965.
3. Малевский-Малевич С. П. О методике актинометрических наблюдений с вертолета. Труды ГГО, вып. 167, 1965.

В. В. СИМОНОВ.

О СУММАРНОМ ИСПАРЕНИИ С ВОДОЕМА ПРИ НАЛИЧИИ ЛЕДЯНЫХ ПОЛЕЙ

Расчет турбулентных потоков тепла и влаги имеет большое значение для целого ряда вопросов теоретического и прикладного характера. Имеется обширная литература по определению этих величин при различных условиях и с различных поверхностей. Данная работа касается определения турбулентных потоков тепла и влаги с ограниченных водоемов. Для безледоставного периода этот вопрос достаточно широко освещен, например, в монографии М. П. Тимофеева [3] и целом ряде других работ. В то же время о величинах испарения и потока тепла в переходные сезоны, когда поверхность водоема частично покрыта льдом, имеются лишь отрывочные сведения. Поэтому представляет определенный интерес попытка рассмотреть изменение составляющих теплового баланса при изменении общей площади открытой поверхности воды и распределения ледяных полей по зеркалу водоема.

В естественных условиях геометрическая форма, размеры отдельных ледяных полей и общая их площадь могут быть самыми разнообразными. Трансформация воздушной массы, которая является основой для расчета искомых величин, представляет собой в этом случае весьма сложный процесс, и без существенных упрощений трудно получить наглядные результаты и выявить основные физические закономерности.

Представим водоем в виде прямоугольника, термическая неоднородность которого в направлении, перпендикулярном к ветру, пренебрежимо мала, а температура и, следовательно, влажность на поверхности известны. Ледяные поля и разводья имеют более или менее правильную форму, а их размеры достаточно велики, чтобы можно было пренебречь горизонтальной диффузией. В целом ряде работ [1, 4] показано, что неучет горизонтальной диффузии при малых размерах рассматриваемой поверхности существенно искажает результаты расчетов. Но для получения, например, основных закономерностей относительного изменения испарения или потока тепла при изменении числа полос льда и воды, пока их размеры еще достаточно велики, в первом приближении горизонтальной диффузией можно пренебречь. Кроме того, по мере уменьшения размеров разводий и льдин уменьшается контраст температур между ними и диффузия заметную роль будет играть только около берега.

Считая механизм турбулентного переноса идентичным для тепла и пара, в дальнейшем будем рассматривать только испарение. Для определения турбулентного потока тепла достаточно в соответствующих фор-

мулах заменить q на c_pT. Применительно к ограниченным водоемам (размерами ≈ 10 км) уравнение диффузии водяного пара можно записать в виде [3]:

$$u\frac{\partial q}{\partial x}=\frac{\partial}{\partial z}k\frac{\partial q}{\partial z}. \tag{1}$$

Решается оно при произвольно заданной концентрации водяного пара на подстилающей поверхности $q_0(x)$ и известном ее распределении с высотой в натекающей на водоем воздушной массе $q^0(z)$. Если изменения коэффициента турбулентности и скорости ветра с высотой аппроксимировать степенными законами

$$u(z)=u_1\left(\frac{z}{z_1}\right)^m;\quad k(z)=k_1\left(\frac{z}{z_1}\right)^{1-\varepsilon}, \tag{2}$$

то решение уравнения (1) для отклонений $\tilde{q}(x, z)$ от некоторого равновесного распределения $q_1^0(z)$ имеет вид [2]

$$\tilde{q}(\xi,\zeta)=\frac{\zeta^p}{2\xi}\int_0^\infty \mu^{1-p}\exp\left(-\frac{\mu^2+\zeta^2}{4\xi}\right)I_p\left(\frac{\mu\zeta}{2\xi}\right)\left[q^0(\mu)-q_1^0(\mu)\right]d\mu+$$

$$+\frac{\zeta^{2p}}{2^{2p}\Gamma(p)}\int_0^\xi \exp\left(-\frac{\zeta^2}{4\xi-4\nu}\right)\left[q_0(\nu)-q_1^0(0)\right]\frac{d\nu}{(\xi-\nu)^{1+p}}, \tag{3}$$

где

$$\xi=\varkappa x=\frac{\varepsilon^2k_1x}{4p^2u_1z_1^2},\quad \zeta=\left(\frac{z}{z_1}\right)^{\frac{m+\varepsilon+1}{2}},\quad p=\frac{\varepsilon}{m+\varepsilon+1}.$$

Испарение над водоемом $E(x)$ в этом случае определяется по формуле $E(x)=E_0+\tilde{E}(x)$, где E_0 — поток пара, соответствующий равновесному распределению $q_1^0(z)$ и определяемый по наблюдениям на берегу. В дальнейшем рассматривается только величина $\tilde{E}(x)$, которая для краткости называется просто испарением, хотя на самом деле это лишь изменение испарения, обусловленное трансформацией воздушной массы над водоемом.

Интегрируя (1) по высоте от 0 до ∞ и считая поток при $z\to\infty$ равным нулю, получим

$$\tilde{E}(x)=-k\rho\frac{\partial\tilde{q}}{\partial z}\bigg|_{z=0}=\frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty u(z)\tilde{q}(x,z)\,dz.$$

Подставляя в это выражение формулу (3) имеем:

$$\tilde{E}(\xi)=\frac{k_1\rho\varepsilon}{2^{2p}\Gamma(p+1)z_1}\frac{\partial}{\partial\xi}\int_0^\xi\Delta q(\nu)\frac{d\nu}{(\xi-\nu)^p}-$$

$$-\frac{k_1\rho\varepsilon}{2^{2p+1}\Gamma(p+1)z_1\xi^{p+1}}\int_0^\infty\mu e^{-\frac{\mu^2}{4\xi}}\left[q^0(\mu)-q_1^0(\mu)\right]d\mu, \tag{4}$$

$$\Delta q(x)=q_0(x)-q^0(0),\quad q^0(0)=q_1^0(0).$$

Формула (4) позволяет рассчитать распределение испарения по акватории водоема. С практической точки зрения более интересной является

величина суммарного испарения со всей открытой поверхности водоема σ. Некоторую информацию о процессе трансформации воздушной массы можно получить, рассматривая суммарное испарение с поверхности снежно-ледяного покрова σ_1 и со всего водоема $\Sigma\tilde{E}=\sigma+\sigma_1$.

Если длина интересующей нас площади X_N, ширина h, то для $\Sigma\tilde{E}$ получается:

$$\sum\tilde{E}=\frac{k_1\rho\varepsilon h}{\varkappa 2^{2p} z_1\Gamma(p+1)}\int_0^{\xi_N}\Delta q(\nu)\frac{d\nu}{(\xi_N-\nu)^p}-$$

$$-\frac{k_1\rho\varepsilon h}{\varkappa 2p z_1}\int_0^{\infty}\mu^{1-2p}\left[q^0(\mu)-q_1^0(\mu)\right]P\left(p;\ \frac{\mu^2}{4\xi_N}\right)d\mu,$$

$$P(p;\ x)=1-\frac{\Gamma(p;\ x)}{\Gamma(p)}. \qquad (5)$$

Таким образом, формула (5) дает возможность определить общее испарение со всего рассматриваемого участка. Но, как указывалось выше, наибольший интерес представляет величина σ.

Если δ_i — суммарное испарение с i-той полоски воды, а n — общее их число, то $\sigma=\sum\limits_{i=1}^{n}\delta_i$. Величины δ_i можно определить по формуле (5), совместив начало координат с наветренным краем i-той полоски воды, предварительно рассчитав по формуле (3) вертикальное распределение влажности при $x=0$. При этом под X_N понимаем длину одной интересующей нас полоски. Но в этом случае при выполнении на берегу равенства $q^0(z)=q_1^0(z)$, начиная со второй полосы, необходимо учитывать второй интеграл в формуле (5). И даже существенное сглаживание вертикального профиля влажности, как правило, не избавляет от необходимости применения графического или одного из приближенных методов численного интегрирования.

При сложном распределении температуры поверхности по акватории водоема первый интеграл в формуле (5) также не всегда можно представить простыми или, во всяком случае, табулированными функциями. Но если разбить интересующую нас полоску на ряд участков, на каждом из которых функция $\Delta q(x)$ достаточно хорошо аппроксимируется прямой, то первый интеграл формулы (5) можно выразить через элементарные функции. Наблюдения показывают, что большие градиенты температуры на поверхности воды наблюдаются лишь в непосредственной близости от ледяных полей (на расстоянии порядка нескольких метров). Поэтому истинное распределение температуры по зеркалу воды целесообразно представлять ее средним значением, которое определяется по измерениям на некотором удалении от ледяных полей. Считая, что распределение влажности в поступающей на водоем воздушной массе мало отличается от равновесного, т. е. $q^0(z)\approx q_1(z)$, величину δ_i проще найти как разность суммарных испарений с полосы длиной X_i и полосы длиной X_{i-1}:

$$\delta_i=\frac{k_1\rho\varepsilon h}{\varkappa 2^{2p} z_1\Gamma(p+1)}\left[\int_0^{\xi_i}\Delta q(\nu)\frac{d\nu}{(\xi_i-\nu)^p}-\int_0^{\xi_{i-1}}\Delta q(\nu)\frac{d\nu}{(\xi_{i-1}-\nu)^p}\right]. \qquad (6)$$

Расстояние X_i отсчитывается от наветренного берега до конца i-той полоски.

Для упрощения формулы (6) положим, что на каждой полоске влажность постоянная. Если Δq_i — отклонение влажности на i-той полоске от

её значения на берегу, то суммарное испарение с N полосок воды и льда при $p \neq 1$ будет:

$$\sum \tilde{E} = \beta X_N^{1-p} \left[\Delta q_1 - \sum_{i=1}^{N-1} (\Delta q_i - \Delta q_{i+1}) \left(1 - \frac{X_i}{X_N}\right)^{1-p} \right], \tag{7}$$

$$\beta = \frac{\rho h \varepsilon u_1^p k_1^{1-p}}{(1-p) z_1^{1-2p} (m + \varepsilon + 1)^{2p} \Gamma (p+1)}.$$

Испарение с i-той полоски будет

$$\delta_i = \beta \left[\Delta q_1 (X_i^{1-p} - X_{i-1}^{1-p}) - X_i^{1-p} \sum_{j=1}^{i-1} (\Delta q_j - \Delta q_{j+1}) \left(1 - \frac{X_j}{X_i}\right)^{1-p} + \right.$$

$$\left. + X_{i-1}^{1-p} \sum_{j=1}^{i-2} (\Delta q_j - \Delta q_{j+1}) \left(1 - \frac{X_j}{X_{i-1}}\right)^{1-p} \right], \tag{8}$$

где Δq_1 — разность между значениями влажности на первой полоске и берегу.

Если влажность на всех полосках воды, так же как и на полосках льда, одинакова, но на льду и воде разная, то формула (7) примет вид

$$\sum \tilde{E} = \beta X_N^{1-p} \left[\Delta q_1 + (\Delta q_1 - \Delta q_2) \sum_{i=1}^{N-1} (-1)^i \left(1 - \frac{X_i}{X_N}\right)^{1-p} \right]. \tag{9}$$

Если при этом все полоски льда и воды равны между собой, то формула (9) еще более упростится

$$\sum \tilde{E} = \beta X_N^{1-p} [\Delta q_1 + (\Delta q_1 - \Delta q_2) B(p;\ N)], \tag{10}$$

$$B(p;\ N) = \sum_{i=1}^{N-1} (-1)^{N-i} \left(\frac{i}{N}\right)^{1-p},$$

а формула для определения испарения только с чистой воды σ примет вид

$$\sigma = \pm \beta (\Delta X)^{1-p} \left[\Delta q_1 \sum_{i=1}^{N} (-1)^i i^{1-p} + \right.$$

$$\left. + (\Delta q_1 - \Delta q_2) \sum_{i=2}^{N} (-1)^i i^{1-p} B(p;\ i) \right], \tag{11}$$

где ΔX — длина одной полоски.

Формула (11) получена путем суммирования величин δ_i, рассчитанных по формуле (10) для полосок чистой воды.

Знак плюс (+) в формуле (11) берется в случае, когда первой полоской от наветренного берега является лед.

Опять-таки величина σ не истинное суммарное испарение с чистой воды, а лишь добавок за счет трансформации воздушной массы. Полное суммарное испарение $\Sigma E_в$ с открытой части водоема

$$\sum E_в = E_0 X_N h \gamma + \sigma,$$

где γ — отношение площади чистой воды к площади всего водоема.

По полученным формулам были проведены некоторые расчеты.

Пусть имеется водоем длиной X_N. Если отношение γ остается постоянным, то, изменяя число полос льда и воды, можно получить некоторые

выводы о влиянии пестроты поверхности водоема на суммарное испарение.

Рассмотрим следующий простейший пример. На водоеме длиной 20 км произвольным образом меняется число полос. При этом γ остается постоянным и равным 50%, а размеры всех полосок равны между собой. Разность между влажностью на поверхности различных ледяных полосок и влажностью на берегу $\Delta q_л$ одинакова и постоянна. Такое же допущение примем для величины $\Delta q_в$ — разности между значениями влажности над водой и на берегу. Таким образом расчеты проводятся по формулам (10) и (11).

Если $\Delta q_л \neq 0$, то при одинаковом числе полос и прочих равных условиях σ зависит от того, какая полоса является первой — лед или вода.

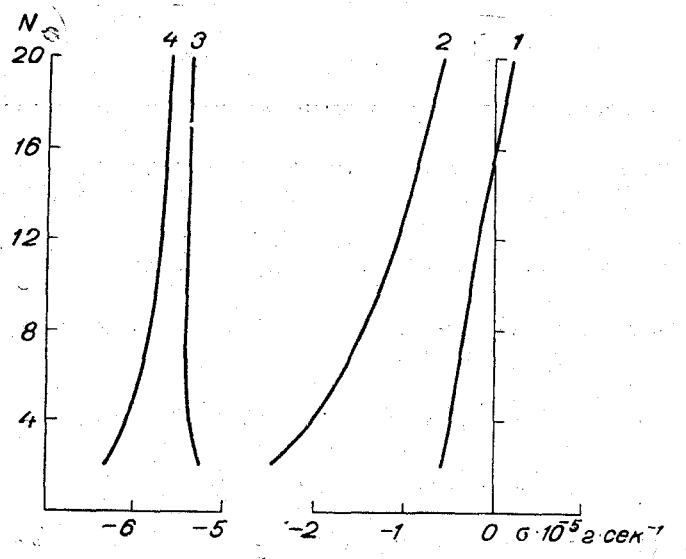


Рис. 1. Зависимость суммарного испарения от числа полос.

Чем меньше полос, тем сильнее сказывается на величине σ очередность их расположения. Подтверждением этому могут служить кривая *1* (первая полоска — вода) и кривая *2* (первая полоска — лед) на рис. 1, рассчитанные при $p=0{,}5$. Кривые *3* и *4* рассчитаны для тех же условий, но при $p=0{,}1$. В данном и во всех последующих примерах суммарное испарение рассчитывается для полоски единичной ширины и имеет размерность г · сек.$^{-1}$. Из сравнения этих кривых видно, что с уменьшением параметра p влияние очередности полос на σ уменьшается.

Знак σ при расчете его с ограниченных водоемов в безледоставный период определяется при равновесном начальном распределении влажности в натекающей воздушной массе и при постоянном скачке влажности между сушей и водоемом только знаком величины Δq. При пестрой подстилающей поверхности существенную роль играет также и параметр p. Неправильно заданная величина p может не только внести количественную ошибку, но даже дать противоположный знак в величине суммарного потока при каком-то конкретном N. Это видно, например, из сравнения кривых *1* и *3* на рис. 1, рассчитанных при $p=0{,}5$ и $p=0{,}1$ соответственно. При количестве полос больше 16 при $p=0{,}5$ суммарная кон-

денсация на всей открытой поверхности воды сменяется испарением. При $p=0{,}1$ это не наблюдается.

Параметр p влияет также на характер изменения величины σ при изменении числа полос. Рассмотрим знак разности $\Delta\sigma=\sigma(N)-\sigma(N_0)$, где $N>N_0$. Сначала для простоты положим $\Delta q_л=\Delta q_в=\Delta q$ и примем, что увеличение числа полос происходит за счет равномерного уменьшения площади всех ледяных полей и участков открытой воды. Здесь следует указать, что если рассматривать общее количество водяного пара, поступившего в атмосферу со всей акватории водоема, то при $\Delta q_л=\Delta q_в=\Delta q$ задача, особенности которой связаны с пестротой подстилающей поверхности, теряет всякий смысл. В данной работе главный интерес представляет собой испарение лишь с открытой поверхности водоема, так как влагообмен снежно-ледяного покрова с атмосферой не вызывает изменения общих запасов воды в водоеме.

В случаях когда первой полоской является вода, а $\Delta q>0$, при любых прочих условиях $\Delta\sigma<0$, т. е. испарение с увеличением числа полос уменьшается. При этом, конечно, общая площадь чистой воды остается неизменной. В случае $\Delta q<0$ величина $\Delta\sigma$ будет положительной. Объясняется это следующим. Из формулы (4) при сделанных выше допущениях получается $\tilde{E}\sim\xi^{-p}$, т. е. с увеличением расстояния испарение уменьшается. Так как общая площадь чистой воды остается постоянной, то по мере увеличения числа полосок расстояние от наветренного берега до второй, третьей и т. д. полосок воды возрастает, что и приводит к уменьшению испарения ($\Delta q>0$) или конденсации ($\Delta q<0$). Если первой полоской является лед, то картина будет обратной.

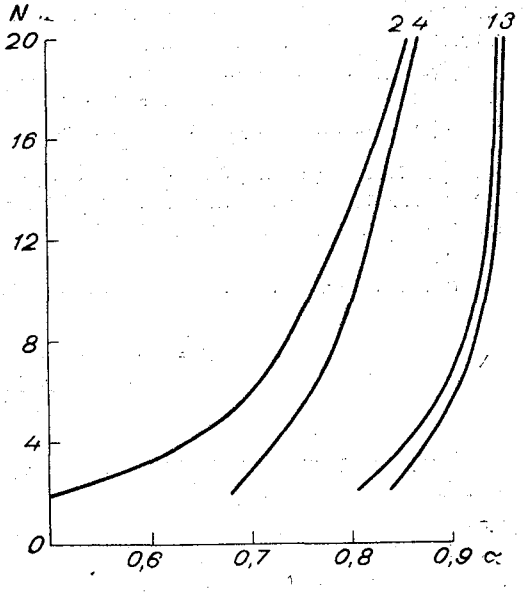


Рис. 2. Зависимость параметра α от числа полос.

В общем случае $\Delta q_л\neq\Delta q_в\neq0$ и знак $\Delta\sigma$ зависят от очередности расположения полосок, величин $\Delta q_л$ и $\Delta q_в$ и значений параметра p. Правда, если учесть, что $\Delta q_л$ не может быть больше $\Delta q_в$, то в двух случаях величина $\Delta\sigma$ будет положительной всегда: когда первой полоской является вода и на водоем натекает более влажный воздух, или когда первая полоска — лед, а величины $\Delta q_л$ и $\Delta q_в$ положительны. В остальных случаях, даже при самой простой ситуации, не всегда легко сказать, как будет меняться величина σ с изменением N. На рис. 2 представлены результаты расчетов, которые позволяют заранее сделать некоторые выводы о знаке величины $\Delta\sigma$. Если первая полоска — лед, то чтобы $\Delta\sigma$ была отрицательной, должно выполняться неравенство $\Delta q_в<\alpha\Delta q_л$ $(0<\alpha<1)$. Это условие может выполняться, конечно, только в случае, когда влажность в поступающей воздушной массе выше, чем на водоеме. Кривая *1* рассчитана при $p=0{,}5$, кривая *2* — при $p=0{,}1$. Кривые *3* ($p=0{,}5$) и *4* ($p=0{,}1$) на этом же рисунке рассчи-

таны в предположении, что первой полоской является вода. В этом случае для условия $\Delta\sigma<0$ необходимо выполнение неравенства $\Delta q_л > \alpha \Delta q_в$.

Все это объясняется существенной разницей в механизме турбулентного перемешивания при различных значениях параметра p. При $p=0{,}1$ коэффициент турбулентности по мере уменьшения высоты стремится к нулю. Поэтому самые нижние слои воздуха оказывают большое сопротивление обмену водяным паром между поверхностью водоема и атмосферой. Степень трансформации и высота ее распространения невелики. Зато интенсивно происходит обмен с верхними слоями воздуха, свойства которых сформированы на предыдущих полосах. При постоянном по высоте турбулентном обмене трансформация, обусловленная неоднородностью подстилающей поверхности, охватывает мощные слои воздуха. В то же время влияние верхних слоев воздуха на величину и знак потоков на подстилающей поверхности относительно невелико. Требуется значительно больший, чем при $p=0{,}1$, путь пробега, чтобы свойства высоко расположенных слоев воздуха оказали заметное влияние на распределение метеоэлементов на малых высотах.

Некоторой иллюстрацией этому может служить следующий простой пример. На водоем, где первой полоской является вода, натекает сухая воздушная масса с равновесным распределением влажности по высоте. Пусть $\Delta q_л = \text{const}$ и $\Delta q_в = \text{const}$. Попадая с суши на воду, воздух постепенно увлажняется. Несмотря на это, по всей полоске воды независимо от ее длины будет наблюдаться испарение. Точнее, это не испарение, а, как уже указывалось, лишь положительный дополнительный поток водяного пара. При переходе с воды на относительно более сухой лед сначала обязательно имеет место конденсация. Затем, если выполняется условие $\Delta q_в > \Delta q_л > 0$, рано или поздно конденсация должна смениться испарением, так как на градиент влажности у поверхности льда начинают влиять сухие слои воздуха со свойствами, сформированными еще над сушей.

Из формулы (4) и условия $\tilde{E}=0$ при принятых выше допущениях легко получить то расстояние X, которое необходимо пройти воздушной массе от наветренного берега, чтобы над льдом конденсация сменилась испарением.

Если a — длина полоски воды, то

$$X = \frac{a}{1-\left(\frac{\Delta q_1 - \Delta q_2}{\Delta q_1}\right)^{1/p}}.$$

Отсюда получается, что, например, при $\Delta q_1=2$, $\Delta q_2=1$ и $p=0{,}1$ $X=1{,}001a$, а при $p=0{,}5$ $X=1{,}333a$. Эти результаты как раз и показывают, что чем меньше турбулентный обмен у самой подстилающей поверхности (чем меньше параметр p), тем большую роль в процессе испарения играют верхние слои воздуха. При большем числе полос количественные соотношения изменятся, но качественно картина останется прежней.

Так как трансформация коэффициента турбулентности и скорости ветра в задаче не рассматривается, то относительное изменение суммарного испарения не зависит от абсолютных значений этих параметров на какой-то конкретной высоте. Не зависит от них и знак величины $\Delta\sigma$.

Здесь следует отметить, что в реальных условиях формула (2) удовлетворительно описывает изменение коэффициента турбулентности с высотой лишь до высоты порядка сотни метров. И если размеры рассматриваемых полосок настолько велики, что внутренний пограничный слой значительно превосходит эту высоту, следует осторожно подходить к ре-

зультатам расчетов, так как влияние верхних слоев воздуха на величину испарения окажется слишком завышенным.

В безледоставный период суммарное испарение (конденсация) в рамках принятых выше ограничений с увеличением площади воды может только возрастать. При пестрой подстилающей поверхности эта связь значительно усложняется. В зависимости от целого ряда факторов суммарный поток водяного пара при увеличении γ и прочих равных условиях может меняться самым различным образом, что подтверждает рис. 3. В приведенных примерах полоски льда, так же как и полоски

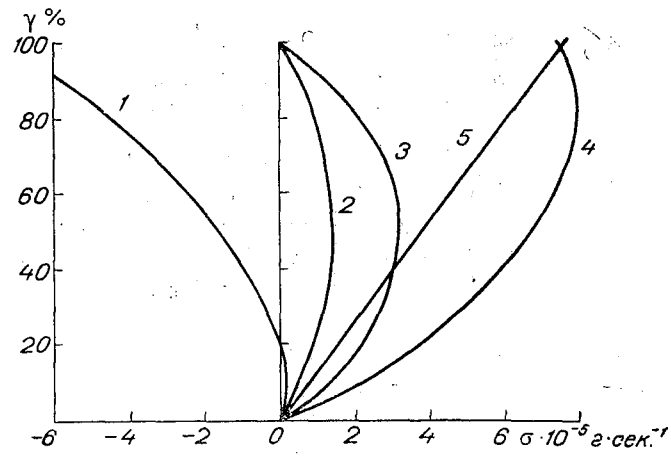


Рис. 3. Зависимость суммарного испарения от площади открытой воды.

воды, равны между собой. Общее число полосок все время остается постоянным и равным 4, а меняется лишь площадь открытой воды. Перепады влажности имеют следующие численные значения: для кривой *1* $\Delta q_1 = -4{,}0$, $\Delta q_2 = -1{,}0$; для кривой *2* $\Delta q_1 = 0$, $\Delta q_2 = -5{,}0$; для кривой *3* $\Delta q_1 = -5{,}0$, $\Delta q_2 = 0$; для кривой *4* $\Delta q_1 = -4{,}0$, $\Delta q_2 = 1{,}0$; для кривой *5* $\Delta q_1 = 0{,}5$, $\Delta q_2 = 1{,}0$. (Величины Δq приведены в $г \cdot кг^{-1}$).

В реальных условиях разность между значениями влажности на поверхности льда и воды может и не достигать таких величин. Приведенные кривые следует рассматривать лишь как иллюстрацию весьма сложной зависимости σ от γ.

Рассчитанные примеры показывают, что максимум суммарного испарения приходится на $\gamma = 100\%$ только в случае, которому соответствует кривая *5*. Во всех остальных примерах максимум приходится на самые разные значения γ. Кривая *1* имеет максимум при $\gamma = 10\%$, кривые *2* и *3* — при 50%, а кривая *4* — при 85%. Это легко объясняется на примере кривой *2* или *3*, при расчете которых $\Delta q_в$ принималось равным нулю. В этом случае при $\gamma = 0$ и $\gamma = 100\%$ суммарное испарение строго равно нулю. При пестрой подстилающей поверхности двигающийся над полями льда воздух теряет какое-то количество водяного пара, которое постепенно возмещается при переходе воздушной массы на следующую полоску воды. Таким образом, при изменении γ на величину σ действуют два противоположных фактора. С одной стороны, чем меньше γ, т. е. чем больше льда, тем сильнее высушивается воздух перед тем, как попасть на открытую воду. С другой стороны, при малых γ общая площадь испаряющей поверхности невелика. При больших γ, наоборот, открытой

Таблица 1

Общее число полосок	№ примера	Длина n-й полоски, км									
		$\gamma=30\%$									
4	*A*	4,2	4,2	9,8	1,8						
	B	9,8	1,8	4,2	4,2						
	C	4,2	1,8	9,8	4,2						
	D	9,8	4,2	4,2	1,8						
6	*A*	1,4	3,6	4,2	1,8	8,4	0,6				
	B	8,4	0,6	4,2	1,8	1,4	3,6				
	C	8,4	3,6	4,2	1,8	1,4	0,6				
	D	1,4	0,6	4,2	1,8	8,4	3,6				
10	*A*	0,7	3,0	1,4	1,2	2,1	0,9	2,8	0,6	7,0	0,3
	B	7,0	0,3	2,8	0,6	2,1	0,9	1,4	1,2	0,7	3,0
	C	7,0	3,0	2,8	1,2	2,1	0,9	1,4	0,6	0,7	0,3
	D	0,7	0,3	1,4	0,6	2,1	0,9	2,8	1,2	7,0	3,0
		$\gamma=50\%$									
4	*A*	7,0	3,0	3,0	7,0						
	B	3,0	7,0	7,0	3,0						
	C	7,0	7,0	3,0	3,0						
	D	3,0	3,0	7,0	7,0						
6	*A*	5,0	2,0	3,0	3,0	2,0	5,0				
	B	1,0	6,0	3,0	3,0	6,0	1,0				
	C	5,0	5,0	3,0	3,0	2 0	2,0				
	D	2,0	2,0	3,0	3,0	5,0	5,0				
10	*A*	5,0	0,5	2,0	1,0	1,5	1,5	1,0	2,0	0,5	5,0
	B	0,5	5,0	1,0	2,0	1,5	1,5	2,0	1,0	5,0	0,5
	C	5,0	5,0	2,0	2,0	1,5	1,5	1,0	1,0	0,5	0,5
	D	0,5	0,5	1,0	1,0	1,5	1,5	2,0	2,0	5,0	5,0
		$\gamma=70\%$									
4	*A*	4,2	4,2	1,8	9,8						
	B	1,8	9,8	4,2	4,2						
	C	1,8	4,2	4,2	9,8						
	D	4,2	9,8	1,8	4,2						
6	*A*	3,6	1,4	1,8	4,2	0,6	8,4				
	B	0,6	8,4	1,8	4,2	3,6	1,4				
	C	3,6	8,4	1,8	4,2	0,6	1,4				
	D	0,6	1,4	1,8	4,2	3,6	8,4				
10	*A*	3,0	0,7	1,2	1,4	0,9	2,1	0,6	2,8	0,3	7,0
	B	0,3	7,0	0,6	2,8	0,9	2,1	1,2	1,4	3,0	0,7
	C	3,0	7,0	1,2	2,8	0,9	2,1	0,6	1,4	0,3	0,7
	D	0,3	0,7	0,6	1,4	0,9	2,1	1,2	2,8	3,0	7,0

Примечание. В таблице *A*, *B*, *C*, *D* — различные комбинации расположения и размеров полосок.

воды много, но воздух, проходя над ледяными полями, теряет лишь небольшое количество водяного пара, которое и лимитирует испарение с водной поверхности.

В реальных условиях при прочих постоянных параметрах изменение γ может сопровождаться как изменением размеров отдельных полос, так и изменением их общего числа. Поэтому в процессе вскрытия или замерзания водоемов изменение суммарного испарения со временем, даже при достаточно постоянных внешних условиях, может оказаться весьма сложным.

Рассмотрим теперь, как влияет при различных γ число, ширина и очередность расположения отдельных полосок воды на величину σ. Здесь опять предполагается $\Delta q_л = \text{const}$ и $\Delta q_в = \text{const}$, так как в реальных условиях изменчивость этих величин по акватории водоема и во времени невелика. Все рассмотренные ниже примеры рассчитаны при $p = 0{,}1$ для водоема длиной 20 км в предположении, что первой полоской является лед. Комбинации длин полосок и последовательность их расположения для разных γ и N приведены в табл. 1.

Оказалось, что абсолютная величина σ слабо зависит от того, как расположены полоски чистой воды по акватории водоема. С точностью до нескольких процентов практически при любых значениях входных параметров расчеты можно проводить, считая размеры всех полосок воды, так же как и полосок льда, одинаковыми, но льда и воды разными. Главное, чтобы остались неизменными γ и N. Для примера на рис. 4 изображена зависимость σ от N при $\Delta q_1 = 1$ и $\Delta q_2 = 2$ для различных сочетаний полосок льда и воды и нескольких γ. Для каждого γ кривые A, B, C, D соответствуют случаям, для которых расположение и размеры полосок под теми же заглавными буквами приведены в табл. 1. Пунктирные кривые — величины σ, рассчитанные в предположении равенства между собой всех полосок воды. Полоски льда также равны друг другу. Значения суммарного испарения, полученные при таком упрощении, обозначим через $\tilde{\sigma}$. Видно, что, хотя зависимости получились более сложными, чем в случае равенства всех полосок льда и воды, относительная ошибка для

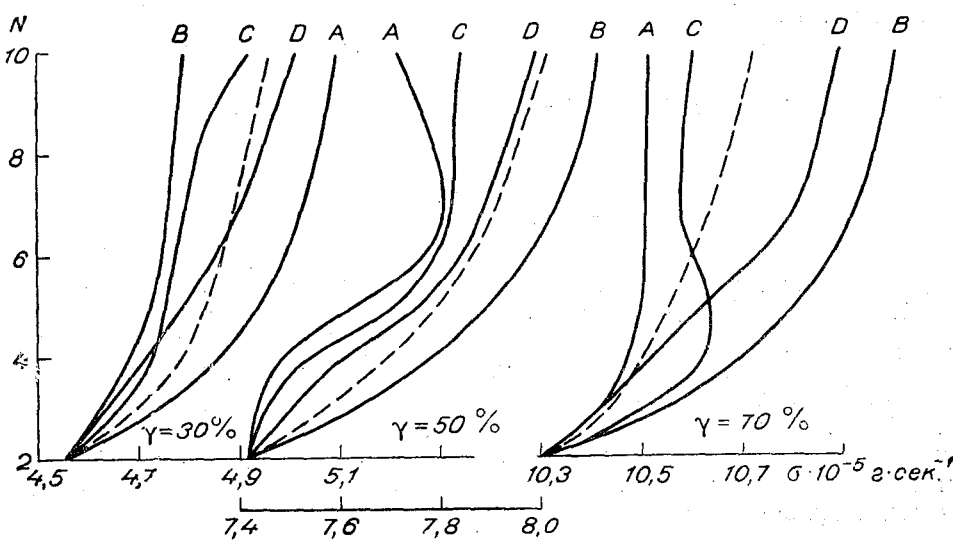


Рис. 4. Влияние размеров полос и очередности их расположения на суммарное испарение.

данного примера, равная $\frac{|\sigma-\tilde{\sigma}|}{\sigma}$, не превышает несколько процентов. Такого же порядка ошибки получаются при других значениях Δq_1 и Δq_2.

Эти результаты дают возможность поля льда и участки чистой воды, которые в естественных условиях могут иметь самую разнообразную форму, представлять в виде правильных прямоугольников. Причем ошибка, обусловленная такой схематизацией, будет вполне приемлемой при проведении, например, различных гидрологических расчетов.

По мере уменьшения γ ошибка за счет рассматриваемого упрощения может несколько увеличиться и достигнуть величины 8—10%. Но при больших ($\approx 90\%$) и малых ($\approx 10\%$) значениях γ общее количество полосок значительных размеров вряд ли будет больше 3—4 и расчеты по общей формуле, которая, кстати, упрощается весьма незначительно, не представляют особого труда. Для четных N она имеет вид

$$\sum \tilde{E} = \beta \Delta q_1 X_N^{1-p} - \beta(\Delta q_1 - \Delta q_2)\left[\sum_{i=0}^{\frac{N-2}{2}}\left(1-\frac{iX_2+X_1}{X_N}\right)^{1-p} - \sum_{i=1}^{\frac{N-2}{2}}\left(1-\frac{iX_2}{X_N}\right)^{1-p}\right],$$

для нечетных N

$$\sum \tilde{E} = \beta \Delta q_1 X_N^{1-p} - \beta(\Delta q_1 - \Delta q_2)\left[\sum_{i=0}^{\frac{N-3}{2}}\left(1-\frac{iX_2+X_1}{X_N}\right)^{1-p} - \sum_{i=1}^{\frac{N-1}{2}}\left(1-\frac{iX_2}{X_N}\right)^{1-p}\right],$$

где X_1 — длина первой полоски; X_2 — общая длина первых двух полосок.

Кроме того, при малых γ можно считать равными между собой полоски воды, но не льда. При больших γ, наоборот, практически безразличны размеры выбранных полосок льда, лишь бы общее их число и площадь остались неизменными.

В заключение необходимо указать, что данную работу следует рассматривать лишь как некую модельную задачу, которая позволила оценить влияние полей льда на суммарное испарение с открытой поверхности водоема.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гандин Л. С. и Соловейчик Р. Э. К теории испарения при учете горизонтального перемешивания. Труды ГГО, вып. 94, 1960.
2. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Гидрометеоиздат, Л., 1961.
3. Тимофеев М. П. Метеорологический режим водоемов. Гидрометеоиздат, Л., 1963.
4. Цейтин Г. Х. К вопросу об учете горизонтальной диффузии при трансформации воздушной массы. Труды ГГО, вып. 60, 1956.

П. А. ВОРОНЦОВ, В. И. СЕЛИЦКАЯ

О СТРАТИФИКАЦИИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В БЕРЕГОВОЙ ЗОНЕ ОЗЕРА БАЛХАШ

Наиболее резкие различия термических характеристик подстилающей поверхности обычно наблюдаются в береговой зоне обширных водоемов, следовательно, здесь же должны иметь место и значительные изменения свойств движущегося воздуха под влиянием процессов тепло- и влагообмена.

В дополнение к проводившимся ранее исследованиям условий трансформации воздуха аналогичные работы были проведены в 1967 г. в районе озера Балхаш. Озеро Балхаш имеет площадь ≈ 18 тыс. км^2, глубина его западной, более мелководной части от 4 до 10 м. Южный берег озера заболочен и покрыт зарослями камыша, северный берег переходит в степь со скудной растительностью. В апреле, когда работала экспедиция, на озере наблюдался почти сплошной битый лед, который под действием ветра смещался в различные участки бассейна. Температура воды в озере на удалении 5—6 км от берега менялась в пределах 1—3°. В период с 9 по 17 апреля над районом располагалась область высокого давления; облачность или отсутствовала, или была верхнего и среднего ярусов, что обеспечивало относительно интенсивный прогрев подстилающей поверхности.

По данным радиозондирования на метеостанции Балхаш, расположенной с северной стороны озера на расстоянии ~ 15 км от берега, температура воздуха на уровне 2 м в полуденные часы доходила до 15—17°, а ночью опускалась до 1—2°.

Таким образом, днем имел место значительный перепад температуры воздуха по горизонтали между сушей и водоемом, в то время как в ночные часы разности температур озеро — суша практически были близки к нулю. В полуденные часы над степью в слое 300—400 м наблюдалась термическая неустойчивость и вертикальный температурный градиент $\gamma \geqslant 1°/100$ м; ночью до высоты 200—300 м, а иногда и 400 м, развивалась радиационная инверсия и повышение температуры воздуха в слое достигало 5—7°. Относительная влажность на уровне 500 м была 20—35% и имела слабо выраженный суточный ход. В значительно больших пределах она менялась у земной поверхности над степью от 50—60% ночью до 15—25% днем.

Значительные температурные контрасты в дневные часы между сушей и озером вызвали развитие бризовых ветров в береговой зоне. Для примера в табл. 1 приведем данные направления $d°$ и скорости v м/сек.

Таблица 1

Примеры бризовых ветров в дневные часы. Балхаш, 1967 г.

Дата		H км					
		0,0	0,1	0,2	0,3	0,5	0,6
9 апреля	d . . .	225	287	353	37	37	79
	v . . .	3	5	5	5	5	5
15 апреля	d . . .	268	251	150	92	86	86
	v . . .	3	4	4	5	6	6

ветра на метеостанции Балхаш за 16 час. 30 мин. местного солнечного времени. Ветер с озера имел южное и юго-западное направление.

Бризовый ветер был слабо развит, высота нижней ветви бризового потока составляла 150—250 м. Наличие бриза можно также было определить по движению дыма из заводских труб в городе Балхаш.

В табл. 2 приводятся направление и скорость термического и фактического ветра на высоте 2 м. Эти данные показывают, что в районе озера Балхаш существуют большие температурные контрасты.

Таблица 2

Направление и скорость фактического и термического ветра в различные часы наблюдений. Балхаш, 1967 г.

Ветер		9 IV			10 IV			11 IV		12 IV		17 IV	
		4,5	16,5	22,5	4,5	16,5	22,5	16,5	22,5	4,5	16,5	4,5	22,5
Термический	d	297	270	269	277	255	252	289	248	261	261	257	203
	v	17	21	20	23	10	14	6	8	15	6	12	8
Фактический	d	45	225	22	22	68	45	45	45	45	180	68	248
	v	5	3	4	8	3	8	10	8	8	5	5	3

Схема полетов в районе озера Балхаш приведена на рис. 1. Вертикальное зондирование на вертолете МИ-1 проводилось до высоты 1 км над степью и над озером, горизонтальное зондирование на высотах 20, 50, 100 и 150 м с пересечением береговой линии.

Вертолет МИ-1 был оборудован механическим метеорографом с повышенной чувствительностью приемников и электрометеорографом, который включался только во время горизонтального зондирования. Механический метеорограф регистрировал атмосферное давление, температуру и влажность воздуха. Те же элементы, но приемниками с большей чувствительностью и меньшей инерцией, регистрировались электрометеорографом. Скорость протяжки ленты прибора составляла 3 мм/сек. Описание приборов дано в работе [1]. Всего было выполнено 11 полетов, но доброкачественные записи метеорографа были получены только в 9 последних полетах.

В утренние сроки посадка вертолета и выдержка прибора проводились в районе гидрометобсерватории, днем в аэропорту Балхаш. Рассмотрим только средние величины основных метеорологических элемен-

тов, полученных по данным нескольких зондирований, и разности между ними над озером и сушей.

В утренние часы контраст температур озеро—суша не достигал больших значений и поэтому 3 подъема в сроки 9—10 час. выделены в табл. 3 в отдельную группу. Остальные подъемы разделены на две группы: при ветре с озера — холодная адвекция (2 подъема) и при ветре с суши —

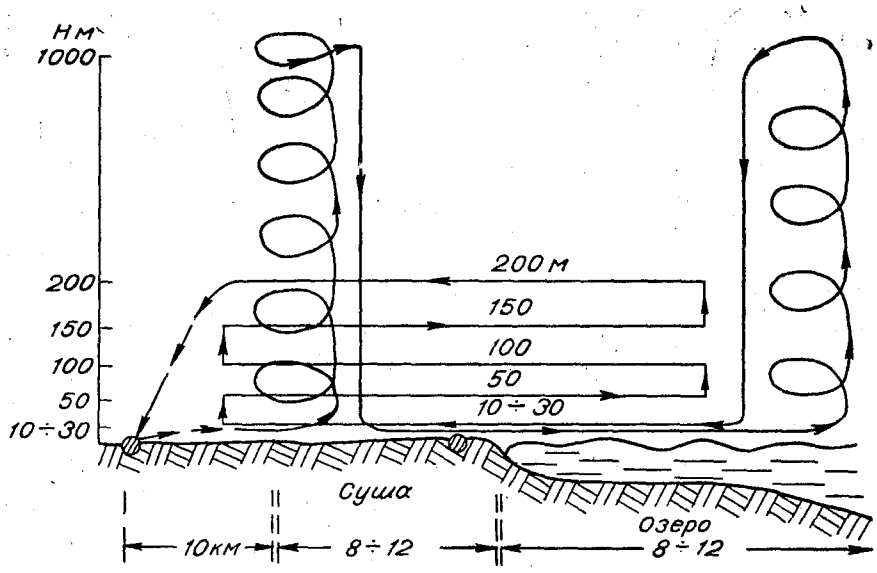


Рис. 1. Схема полетов на вертолете МИ-1 в районе озера Балхаш.

теплая адвекция (4 подъема). Температура и влажность воздуха над озером на уровне 2 м взяты по наблюдениям на «косе», вдававшейся в озеро на 5—6 км.

Кроме того, в табл. 3 приведены для каждой группы абсолютные значения разностей температуры $\Delta t°$ между озером и сушей, вертикальных температурных градиентов $\Delta\gamma°/100$ м и относительной и удельной влажности $\Delta r\%$ и Δq г/м^3. Следует отметить, что точность измерения температуры воздуха метеорографом составила $\pm 0{,}2°$, а следовательно, разность температур надежно определялась только при $\Delta t > 0{,}4°$.

Точность измерения относительной влажности при данных температурах воздуха и значениях $r\%$ составляла 4—5%, и тогда разность $\Delta r\%$ должна надежно определяться при $\Delta r > 8$—10%. Почти во всех полетах курс вертолета и направление ветра не совпадали и расхождения составляли от 20 до 60°.

Отметим некоторые особенности стратификации воздуха в рассматриваемый период. Следует отметить, что при ветре с суши температура воздуха над сушей и озером во всем слое до 1 км на 2—3° ниже, чем при ветре с озера. Вызвано, очевидно, это тем, что при ветре с суши переносится более холодный воздух с севера, в то время как при ветре с озера переносятся более прогретые массы воздуха с юга.

Во все сроки светлого времени суток над озером имеет место инверсия, развивающаяся в полуденные часы до высоты 150—200 м, с повышением температуры при ветре с озера на 3—3,5°, при ветре с суши на

Таблица 3

Распределение $t°$, $\gamma°/100$ м, r% и q г/м³ над озером Балхаш и сушей

	Элемент	Высота, км									
		0,0	00,5	0,1	0,15	0,2	0,3	0,4	0,5	0,7	1,0
При ветре с суши в полуденные часы											
Суша	t	9,5	8,2	7,8	7,4	7,0	6,0	5,0	4,1	2,4	—1,2
	γ	—	2,3	1,0	0,7	0,8	1,0	0,9	1,0	1,3	1,2
	r	30	28	28	28	28	30	31	32	34	38
	q	2,3	2,1	20	2,0	1,9	1,9	1,9	1,9	1,7	1,5
Озеро	t	4,2	4,7	5,1	5,6	5,7	5,2	4,6	4,0	2,2	—0,8
	γ	—	—0,9	—0,8	—0,9	—0,3	0,5	0,6	0,6	0,9	1,0
	r	56	46	44	40	38	38	38	38	38	39
	q	2,7	2,5	2,4	2,3	2,2	2,2	2,1	2,0	1,8	1,6
Разность	Δt	5,3	3,5	2,7	1,8	1,3	0,8	0,4	0,1	0,2	—0,4
	$\Delta\gamma$	—	3,2	1,8	1,6	1,1	0,5	0,3	0,4	0,4	0,2
	Δr	26	18	16	12	10	8	7	6	4	1
	Δq	0,4	0,4	0,4	0,3	0,3	0,3	0,2	0,1	0,1	0,1
При ветре с озера в полуденные часы											
Озеро	t	6,2	8,0	9,0	9,4	9,2	8,6	7,9	7,0	5,2	2,2
	γ	—	—3,5	—2,1	—0,7	0,4	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
	r	67	54	43	40	40	39	41	42	43	45
	q	3,1	32	33	33	3,4	3,3	3,3	3,3	2,9	2,7
Суша	t	12,2	11,0	10,2	9,8	9,4	8,7	7,9	7,0	5,6	2,7
	γ	—	2,2	1,6	0,8	1,0	0,8	0,8	0,8	0,7	1,0
	r	30	32	34	35	34	36	37	41	37	42
	q	2,9	3,0	2,9	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0	2,9	2,5
Разность	Δt	6,0	3,0	1,2	0,4	0,2	0,1	0,0	0,0	0,4	0,5
	$\Delta\gamma$	—	5,7	37	1,5	0,6	0,2	0,1	0,0	0,2	0,0
	Δr	37	22	9	5	6	3	4	1	6	3
	Δq	0,2	0,2	0,4	0,4	0,4	0,3	0,3	0,3	0,0	0,2
В утренние часы											
Озеро	t	4,6	5,2	5,8	6,8	7,3	8,0	7,7	7,2	6,2	4,2
	γ	—	—1,2	—1,2	—1,0	—0,5	—0,7	0,3	0,5	0,5	0,7
	r	74	54	48	45	43	41	42	42	44	46
	q	2,9	3,1	2,8	2,8	2,8	2,9	2,9	2,9	3,0	2,9
Суша	t	6,3	6,6	6,8	7,0	7,2	7,8	7,7	7,2	6,5	4,4
	γ	—	—0,6	—0,4	—0,4	—0,4	—0,6	—0,2	0,1	0,4	0,7
	r	51	47	44	44	44	38	38	38	41	45
	q	3,0	3,0	2,9	2,8	2,7	2,8	2,8	2,8	3,1	2,8
Разность	Δt	1,7	1,4	1,0	0,2	0,1	0,2	0,0	0,0	0,3	0,2
	$\Delta\gamma$	—	0,6	0,8	0,6	0,1	0,1	0,1	0,4	0,1	0,0
	Δr	23	7	4	1	1	1	4	4	3	1
	Δq	0,1	0,1	0,1	0,0	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1

1,5°. Более мощная инверсия в теплом воздухе при ветре с озера, очевидно, обусловлена и более продолжительным временем прохождения воздуха над холодным водоемом. Над сушей в полуденные часы $\gamma > 1°$ отмечается в слое 100—150 м, а в утренние часы имеет место даже слабая инверсия. Относительная влажность над сушей в полуденные часы во всем слое до высоты 1 км находится в пределах 30—40% и несколько возрастает с высотой.

Средние абсолютные изменения температуры воздуха на высоте 2 м на пути 20—25 км (см. рис. 1) были при ветре с суши $\Delta t = 5{,}3°$ и уровень, до которого распространялась трансформация, составлял ≈ 400 м (уровень, где $\Delta t = 0{,}4°$); при ветре с озера $\Delta t = 6{,}0°$, но слой трансформированного воздуха был всего 150 м. В тех же слоях изменялась относительная влажность r при ветре с озера и с суши. Очевидно, вызвано это тем обстоятельством, что при ветре с озера в массе движущегося воздуха имеет место глубокая инверсия с $\gamma = -2$; $-3°/100$ м, разрушение которой идет значительно медленнее. Удельная влажность воздушной массы над озером несколько выше, чем над сушей, что указывает на наличие испарения с поверхности водоема.

Анализ величин Δt и отчасти Δr по записям электрометеорографа показывает, что, как правило, эти величины пропорциональны расстоянию между пунктами, а следовательно, можно считать, что происходит непрерывное и пропорциональное пути движения воздуха изменение его термического состояния и влажности. Все это относится к тем расстояниям, на которых совершалось горизонтальное зондирование (до 25 км).

Имея фактические материалы о трансформации, можно сделать хотя бы ориентировочные обобщения применительно к береговой зоне озера Балхаш. Одним из авторов в работе [2] для характеристики условий трансформации применялась функция A

$$A_z = \frac{T_{x,z} - T_z}{T_n - T_0} = \frac{\Delta T_z}{\Delta T_0}, \qquad (1)$$

где T_z — температура воздуха на границе водоема на уровне z; $T_{x,z}$ — температура воздуха над водоемом на удалении x на уровне z; T_0 — температура воздуха у земли (на высоте 2 м над сушей); T_n — температура водной поверхности.

Физически функция A будет характеризовать изменение температуры воздуха на расстоянии x км на уровне $z_м$ при $T_n - T_0 = 1°$. Нами принято линейное изменение ΔT_z во времени и пространстве, что, конечно, можно допустить только в первом приближении и при x не менее 8—10 км в обе стороны от берега. Наибольший предел x, судя по полетам над другими водоемами в летний период, может достигать 60—80 км. Для расчетов функции A обычно используют шаг 10 км. Все расчеты A_z в слое трансформации даны в табл. 4.

Таблица 4

Средние значения A_z в береговой зоне озера Балхаш в полуденные часы

Адвекция	Высота, км							
	0,0	0,05	0,1	0,15	0,2	0,3	0,4	ΔT_0
Теплая	0,71	0,53	0,43	0,28	0,20	0,10	0,07	7,3
Холодная	0,61	0,31	0,12	0,04	0,02	0,01	0,0	9,9

Среднее расстояние полета вертолета по прямой составило 25 км и тогда на уровне z $A_{10}=A_z/2{,}5$.

Представляет интерес сопоставить значения A_{10}, полученные для береговой зоны озера Балхаш, с теми же величинами для Ладожского озера в осенний период (октябрь) [4].

На рис. 2 нанесены A_{10} при теплой и холодной адвекции для обоих водоемов. Как видно, значения A_{10} при холодной адвекции в береговой зоне как Ладожского озера, так и озера Балхаш, начиная с уровня 100 м,

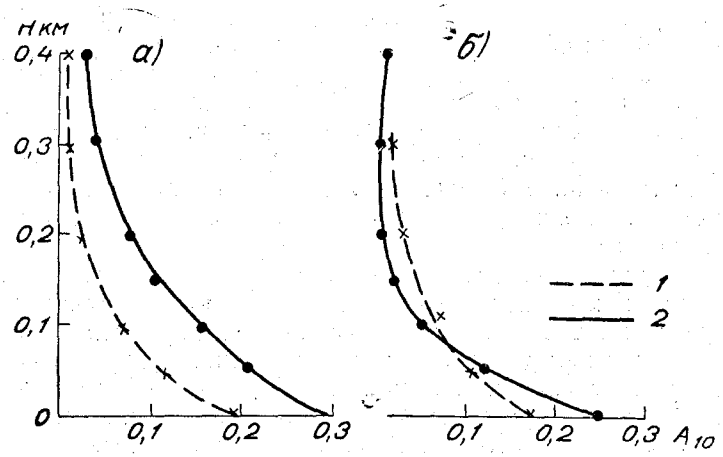


Рис. 2. Распределение A_{10}.
а) теплая адвекция, *б*) холодная адвекция; *1* — Ладожское озеро, *2* — озеро Балхаш.

практически одинаковы; при теплой же адвекции во всем слое 300 м A_{10} над озером Балхаш почти вдвое больше, чем над Ладожским озером. Объяснить это, очевидно, можно за счет различной интенсивности турбулентного обмена. Теплая адвекция над озером Балхаш сопровождается переносом воздуха с суши на водоем; в октябре над Ладожским озером теплая адвекция соответствует переносу воздуха с озера на сушу. Над степными районами озера Балхаш интенсивность турбулентного обмена больше, чем над водной поверхностью Ладожского озера.

В заключение отметим наличие значительных пульсаций температуры воздуха по записям электрометеорографа в самых нижних слоях как над водоемом, так и над степью. Характеристики условий, при которых развивались пульсации и значения пульсаций приведены в табл. 5.

В таблице σ_t — отклонение пульсационных величин температуры воздуха от ее среднего значения на данной площадке; $\sigma_{t\,макс}$ — то же для максимальных величин; τ — период пульсаций; $\lambda=\tau V$ — горизонтальная составляющая длины волны, где V — скорость вертолета; γ — вертикальный температурный градиент; n — число переменных точек на записи пульсаций температуры, на каждой площадке $n=40\div45$.

Таблица 5 составлена по данным шести полетов на 14 площадках, во время которых были зарегистрированы пульсации температуры воздуха. Прежде всего следует отметить, что пульсации температуры воздуха наблюдаются над озером при наличии инверсии температуры как при теплой, так и при холодной адвекции.

Таблица 5

Средние значения σ_t, $\sigma_{t\text{макс}}$, τ сек., λ м, $\gamma^\circ/100$ м в береговой зоне озера Балхаш

H м	Озеро						Суша					
	σ_t	$\sigma_{t\text{макс}}$	τ	λ м	γ	n	σ_t	$\sigma_{t\text{макс}}$	τ	λ	γ	n
20	0,30	0,82	0,72	18	—2,4	173	0,37	0,92	0,80	20	1,2	220
50	0,53	1,10	0,52	13	—2,2	46	0,35	1,03	0,99	25	1,1	102
100	—	—	—	—	—	—	0,50	1,30	0,97	24	1,1	34

При 2 подъемах 14 апреля в 9,5 и 14,0 час. пульсации температуры были настолько значительны, что улавливались даже механическим метеорографом, причем по электрометеорографу $\sigma_t=0{,}37°$ и $\sigma_t=0{,}30°$ соответственно, а по механическому метеорографу $\sigma_t=0{,}62°$ и $\sigma_t=0{,}92°$. По электрометеорографу периоды пульсаций были $\tau=0{,}93$ сек. и $\tau=0{,}67$ сек., а по механическому $\tau=52$ сек. и $\tau=57$ сек. Таким образом, на фоне микропульсаций с $\lambda=20\div25$ м имели место мезомасштабные пульсации с $\lambda=1{,}6\div1{,}7$ км и с величинами σ_t в 2—3 раза большими. Рассмотрим повторяемость пульсаций температуры. На уровне 20 м повторяемость $\sigma_t\leqslant0{,}5°$ составляет над озером 17%, над сушей 25%, на уровне 50 м 49% и 29% соответственно. Следует отметить, что по измерениям в районе Воейково (под Ленинградом) и в г. Советске Тульской области в слое 100—500 м повторяемость $\sigma_t=0{,}5°$ составляет всего 2%. Аналогичные измерения пульсации температуры воздуха были проведены Д. А. Коноваловым [3] при полетах над Цимлянским водохранилищем в мае 1963 г. Здесь на уровне 10 м были выявлены пульсации температуры с $\sigma_t=\pm1{,}25°$, причем выше 10 м эти пульсации отсутствовали. Такие большие пульсации температуры над озером Балхаш можно, очевидно, объяснить в первую очередь соседством отдельных участков с загрязненным битым льдом и открытой водой, что при уже значительной высоте солнца в этот период года должно создавать большие контрасты температур воздуха по горизонтали.

ЛИТЕРАТУРА

1. Воронцов П. А. Методы аэрологических исследований пограничного слоя атмосферы. Гидрометеоиздат., Л., 1961.
2. Воронцов П. А. Аэрологические исследования пограничного слоя атмосферы. Гидрометеоиздат, Л., 1960.
3. Коновалов Д. А. Некоторые особенности трансформации воздушного потока над Цимлянским водохранилищем в весенний период. Труды ГГО, вып. 167, 1965.
4. Воронцов П. А. О стратификации пограничного слоя в береговой зоне над Ладожским озером в осенний период. Труды ГГО, вып. 206, 1967.

И. Г. ГОРБУНОВА, З. М. УТИНА

ВЛИЯНИЕ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ НА НОРМЫ ОРОШЕНИЯ

В 1955 г. Д. Л. Лайхтманом была опубликована работа [1], в которой излагались основные физические предпосылки, определяющие связь норм орошения с метеорологическими факторами, и решалась задача о нахождении оптимальных оросительных норм в зависимости от метеорологических условий местности.

Авторы предлагаемой статьи в течение ряда лет занимались разработкой метода, позволяющего применить полученные расчетные формулы к практике орошаемого земледелия [3, 4, 5, 6]. В процессе исследований выявилась необходимость некоторого обобщения одного из граничных условий предложенной Д. Л. Лайхтманом системы дифференциальных уравнений, вследствие чего формула для расчета оптимальных норм орошения несколько видоизменилась. Ниже приводится объяснение причин, вызвавших перестройку формулы, ее новый вид, пределы применимости в природных условиях и оценка влияния метеорологических факторов на нормы орошения.

1. Основные положения работы Д. Л. Лайхтмана

Для успешной вегетации сельскохозяйственных культур необходимо непрерывно поддерживать влажность почвы на орошаемом участке в определенных пределах, наиболее благоприятных для корневой системы растений. Предполагается, что при выполнении этого условия среди растений благодаря их жизнедеятельности устанавливается какое-то оптимальное значение относительной влажности воздуха r, обеспечивающее наилучшие условия транспирации. Поддержание этой влажности r на оптимальном уровне связано с непрерывным переносом водяного пара от деятельного слоя в более сухие слои воздуха путем турбулентного обмена. Следовательно, при достаточном водоснабжении корнеобитаемого слоя почвы суммарное испарение с орошаемого участка является полным потоком водяного пара от деятельной поверхности, обеспечивающим оптимальные условия транспирации; его интенсивность зависит от метеорологических условий местности и размеров орошаемого участка.

Выражение для суммарного испарения и полной оросительной нормы найдены из уравнений водного баланса для неорошаемой и орошаемой

территорий (или для одной и той же территории до и после орошения) за весь период вегетации:

$$E' = X' - S' + \Delta W', \tag{1}$$

$$E = X - S + \overline{\Delta E} + \Delta W. \tag{2}$$

Здесь E — суммарное испарение, X — осадки, ΔW — изменение влагозапасов почвы, S — полный сток, $\overline{\Delta E}$ — оросительная норма (обозначения со штрихами относятся к неорошаемой территории). Из уравнений (1) и (2) получается выражение для оросительной нормы в предположении, что $X' = X$ и при правильном нормировании и хорошей технике поливов $S' = S$

$$\overline{\Delta E} = E - E' - (\Delta W - \Delta W') = \Delta E + \Delta E_W. \tag{3}$$

Уравнение (3) означает, что оросительная норма $\overline{\Delta E}$ расходуется на дополнительное испарение ΔE и на изменение влагозапасов почвы ΔE_W. Из этого же уравнения следует, что суммарное испарение

$$E = E' + \Delta E. \tag{4}$$

Известно, что суммарное испарение является главной расходной частью оросительной нормы. Из двух его составляющих в выражении (4) естественное испарение E' для орошаемых районов невелико и с оросительной нормой не связано, следовательно, основной расходной частью оросительной нормы будет вторая составляющая — дополнительное суммарное испарение ΔE.

Величина ΔE названа в работе [1] оптимальной нормой орошения и найдена из системы уравнений

$$U_{(z)} \frac{\partial \varkappa}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z}\left(k \frac{\partial \varkappa}{\partial z}\right),$$

$$U_{(z)} \frac{\partial \tau}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z}\left(k \frac{\partial \tau}{\partial z}\right), \tag{5}$$

где

$$\varkappa(x, z) = q(x, z) - q'(z),$$

$$\tau(x, z) = T(x, z) - T'(z), \tag{6}$$

при следующих граничных условиях:

$$\tau(x, z)|_{x=0,\ z>0} = 0, \qquad \tau(x, z)|_{z=\infty} = 0, \tag{7}$$

$$\varkappa(x, z)|_{x=0,\ z>0} = 0, \qquad \varkappa(x, z)|_{z=\infty} = 0, \tag{8}$$

$$\varkappa(x, z)|_{z=0,\ x>0} = r\, q_m(T)|_{z=0} - q'(0) =$$

$$= \left[r\, q_m(T') + r \frac{dq_m}{dT}\bigg|_{T=T'} \tau - q'(0)\right]_{z=0}, \tag{9}$$

$$\left[-k \rho c_p \frac{\partial \tau}{\partial z} - Lk \rho \frac{\partial \varkappa}{\partial z} + 4 \sigma T'^3 \tau\right]_{z=0} = (1 - a)R' + S'_к(A - A'). \tag{10}$$

Условные обозначения в выражениях (5)—(10) следующие: x — расстояние от наветренного края орошаемого участка, z — высота, q — удельная влажность воздуха, $k(z)$ — коэффициент турбулентной диффузии, $U_{(z)}$ — скорость ветра, $q_m(T)$ — максимальная удельная влажность, T — температура воздуха, r — оптимальная относительная влажность воздуха среди растений, R — радиационный баланс, A — альбедо, $S'_к$ — коротковолновая радиация, $a = \frac{k}{k'} = 0{,}9$ — соотношение коэффи-

циентов турбулентной диффузии над орошенной и неорошенной территорнями, полученное из опытных данных и принятое постоянным [1]. Так же и как в уравнениях (1), (2), величины со штрихами относятся к неорошаемой территории.

Полностью математическая формулировка задачи и ее решение изложены в работах [1, 2]: здесь же рассматривается только граничное условие (9), обобщение которого привело к изменению расчетной формулы для ΔE.

2. Обобщение расчетной формулы

В условие (9) входит член $q_m(T)$. Для линеаризации этого условия обычно пользуются тем, что $\tau/T \ll 1$ и функцию $q_m(T'+\tau)$ разлагают в ряд по малому параметру, ограничиваясь первыми двумя членами,

$$q_m\left[T'\left(1+\frac{\tau}{T'}\right)\right] = q_m(T') + \frac{dq_m}{dT}\bigg|_{T=T'}\tau + \frac{d^2q_m}{dT^2}\bigg|_{T=T'}\frac{\tau^2}{2} + \ldots \qquad (11)$$

Однако при высокой температуре и низкой влажности воздуха значение третьего члена разложения может составить 10—15% величины $\varkappa$ (следовательно, и от величины ΔE) и его следует учитывать. При этом граничное условие (9), связывающее изменение влажности при орошении с изменением температуры, примет следующий вид:

$$\varkappa(x, z)|_{z=0,\ x>0} = r\,q_m(T)|_{z=0} - q'(0) =$$
$$= r\,q_m(T') + r\frac{dq_m}{dT}\bigg|_{T=T'}\tau + \frac{r}{2}\frac{d^2q_m}{dT^2}\bigg|_{T=T'}\tau^2 - q'(0). \qquad (12)$$

Решение системы уравнений (5) при граничном условии (12) привело к получению следующей расчетной формулы:

$$\Delta E = \frac{a_1}{\xi^n(1-n)}\left[\varphi_0 + r\frac{dq_m}{dT'}B + \frac{r}{2}\frac{d^2q_m}{dT'^2}B^2\right] + \left[\frac{F}{\mu} - B\right]\times$$
$$\times\left[\frac{a_1(1-n)}{r_0^2}\left(r\frac{dq_m}{dT'} + r\frac{d^2q_m}{dT'^2}B\right)(A_1+\beta A_2) + \frac{\mu}{L}\beta A_3\right], \qquad (13)$$

где

$$B = \frac{1}{Lr\dfrac{d^2q_m}{dT'^2}}\left[\sqrt{\left(c_p + Lr\frac{dq_m}{dT'}\right)^2 - 2\varphi_0 L^2 r\frac{d^2q_m}{dT'^2}} - \right.$$
$$\left. - \left(c_p + Lr\frac{dq_m}{dT'}\right)\right], \qquad (14)$$

$$r_0^2 = \frac{a_1\left\{\Gamma(1-n)\left[\left(c_p + Lr\dfrac{dq_m}{dT'}\right) + Lr\dfrac{d^2q_m}{dT'^2}B\right]\right\}}{\mu}, \qquad (15)$$

$$\beta = \frac{\dfrac{1}{2}\left(\dfrac{F}{\mu} - B\right)Lr\dfrac{d^2q_m}{dT'^2}}{\sqrt{\left(c_p + Lr\dfrac{dq_m}{dT'}\right)^2 - 2\varphi_0 L^2 r\dfrac{d^2q_m}{dT'^2}}}, \qquad (16)$$

$$A_1 = 1 - \frac{y}{1+y} + 0{,}423n\frac{y}{(1+y)^2} + 0{,}233n^2\frac{y(1-y)}{(1+y)^3}, \qquad (17)$$

$$A_2=\frac{1}{(1-y^2)^3}\left\{y^2\left[3+y^2-\frac{n}{1-y^2}(2{,}538+6{,}768y^2+0{,}864y^4)+\right.\right.$$
$$\left.+\frac{n^2}{(1-y^2)^2}(7{,}386-0{,}936y^2-21{,}936y^4-2{,}9y^6)\right]-$$
$$-y\left[1+3y^2-\frac{n}{1-y^2}(0{,}423+5{,}913y^2+3{,}817y^4)+\right.$$
$$\left.\left.+\frac{n^2}{(1-y^2)^2}(1{,}412+5{,}06y^2-18{,}331y^4-5{,}98y^6)\right]\right\}, \qquad (18)$$

$$A_3=\frac{y}{(1+y)^2}\left\{1+0{,}423n\frac{y-1}{1+y}+n^2\frac{1{,}409+0{,}932y-0{,}233y^2}{(1+y)^2}\right\}, \qquad (19)$$

$$a_1=\frac{k_1}{z_1}\frac{\rho}{(1-2n)^{1-2n}\Gamma(n)}, \qquad (20)$$

$$\varphi_0=r_{\text{[illegible]}}q_m(T)-q'(z)|_{z=z_0}, \qquad (21)$$

$$y=\frac{\xi^n}{r_0^2}, \quad \xi=\frac{k_1x}{U_1z_1^2}, \quad n=\frac{\varepsilon}{1+2\varepsilon}=0{,}1, \qquad (22)$$

где ε — показатель, характеризующий температурную стратификацию атмосферы.

$$\mu=4\gamma\sigma T'^3=0{,}493\cdot10^{-11}T'^3. \qquad (23)$$

Отличие формулы (13) от расчетной формулы для ΔE, приведенной в работе [1], заключается в появлении множителя β, содержащего вторую производную максимальной удельной влажности по температуре $\frac{d^2q_m}{dT'^2}$. При $\beta=0$ формула (13) переходит в расчетную формулу Д. Л. Лайхтмана [1].

Как следует из формулы (13) и выражений (14)—(23), входными параметрами при расчете ΔE являются: температура T' и влажность e' воздуха на высоте z_0 в поступающих на орошаемый массив воздушных массах (для удобства в расчетах вместо удельной влажности q используется упругость водяного пара e мб); U_1 — скорость ветра на высоте 1 м, характеризующая скорость перемещения этих масс; оптимальная относительная влажность r воздуха среди орошаемых сельскохозяйственных культур; величина $F=(1-a)R'+S'_к\Delta A$ кал/см² сек., учитывающая разницу в турбулентном обмене и альбедо неорошенной и орошенной территорий ($\Delta A=A-A'$); длина x км орошаемого массива.

Проверка формулы (13) показала, что ею можно пользоваться почти во всем диапазоне значений этих параметров, наблюдающихся в орошаемых районах, за исключением следующих случаев:

1. Скорость ветра меньше 1 м/сек. С уменьшением скорости ветра возрастает относительная роль горизонтального турбулентного обмена, нестационарности температуры и т. д., т. е. увеличивается роль тех факторов, которые не учитывались при выводе расчетной формулы.

2. Высокие температуры воздуха в сочетании с очень низкой влажностью. В этих случаях точность разложения (10) недостаточна. Практически не рекомендуется пользоваться формулой (12) при сочетании $T'>35°$ с $e'<11$ мб, т. е. при $r'<12\%$.

Указанные ограничения не могут служить препятствием для использования формулы (13), так как все расчеты делаются по средним суточным значениям скорости ветра, температуры и влажности воздуха,

а средние суточные значения этих метеоэлементов, выходящие за указанные выше пределы, встречаются крайне редко.

Расчеты непосредственно по формуле (13) сложны и громоздки, поэтому для удобства определения ΔE были построены специальные номограммы. Величина ΔE мм/сутки снимается с номограмм по известным средним суточным значениям температуры и влажности воздуха в психрометрической будке и скорости ветра по флюгеру. Подробное описание способа построения номограмм и их использования содержится в работе (6).

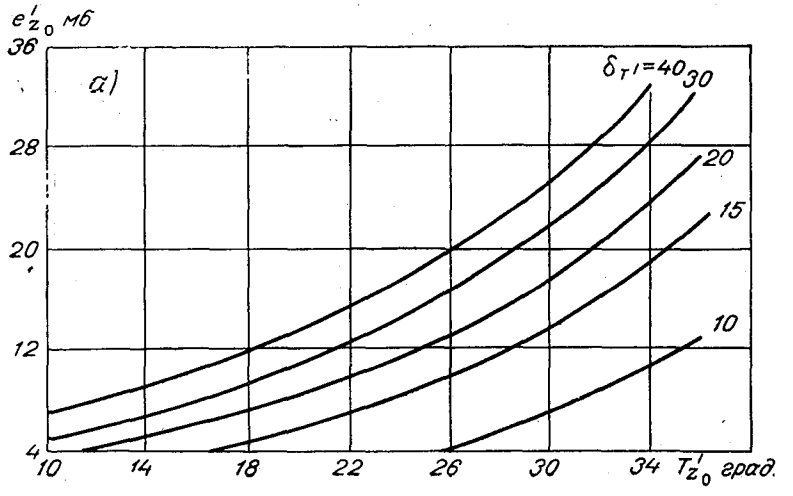
3. Оценка влияния каждого из входных параметров на величину ΔE

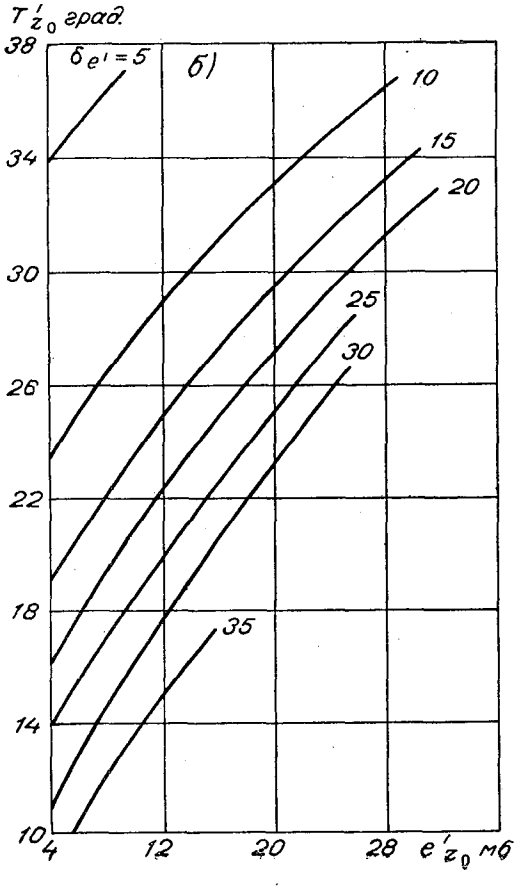
Пределы изменений ΔE мм/сутки, полученные при расчетах по номограммам, следующие: минимальное $\Delta E=0{,}6$ мм/сутки при $T'=10°$, $e'=4$ мб, $U_1'=1$ м/сек., $x=20$ км, $r=40\%$, максимальное $\Delta E=44$ мм/сутки при $T'=40°$, $e'=16$ мб, $U_1'=7$ м/сек., $x=0{,}04$ км, $r=100\%$. Определение ΔE при различных метеорологических условиях позволяет оценить их комплексное воздействие на величину суммарного испарения. Однако интересно также рассмотреть действие отдельных метеорологических факторов и оценить влияние изменений каждого из них на величину ΔE при прочих равных условиях.

На рис. 1 показана зависимость изменения величины ΔE от изменения температуры на 2° (1 *а*), влажности на 2 мб (1 *б*), скорости ветра на 1 м/сек. (1 *в*). Величина δ вычислена как относительное изменение ΔE при изменении одного из параметров; например,

$$\delta_{T'}=\frac{\Delta E_{T_2'}-\Delta E_{T_1'}}{\Delta E_{T_1'}}\,100\%\,, \tag{24}$$

где разность T_2' и T_1' составляет 2°. Все три графика построены при $r=70\%$, $F_0=1{,}0\cdot10^{-3}$ кал/см² сек. и $x=10$ км, графики рис. 1 *а* и 1 *б* — при $U_1'=2$ м/сек., график рис. 1 *в* при $e'=10$ мб. На рисунках по оси абсцисс отложены значения того параметра, по отношению к которому вычислена δ. Из рисунков следует, что с возрастанием температуры и скорости ветра и уменьшением влажности δ также уменьшается. Объясняется это тем, что при низких температурах, малой скорости ветра и высокой влажности величина изменения ΔE сравнима с его абсолютным значением в этих условиях, по мере возрастания T' и U_1' и убывания e' абсолютное увеличение ΔE происходит быстрее, чем его относительное изменение. Приведенные графики позволяют оценить δ не только при абсолютных значениях изменений параметров T', e' и U_1', но и пересчитать полученные результаты для их относительных изменений. Приведем пример. Предположим, что при первоначальных условиях $T'=25°$, $e'=10$ мб, $U_1'=2$ м/сек. Если температура увеличилась на 2°, влажность уменьшилась на 2 мб, а скорость ветра возросла до 3 м/сек., то $\delta_{T'}=17\%$, $\delta_{e'}=13\%$, $\delta_{U_1'}=40\%$, что в сумме составит 70%, т. е. ΔE увеличится на 70% своей первоначальной величины. В относительных единицах температура изменилась на 8%, влажность на 20%, а скорость ветра на 33%. Если задать относительное изменение параметров, равное, например, 20%, то получим изменение ΔE на 61%, причем T' изменится с 25 до 30° ($\delta_{T'}=40\%$), U_1' от 2 до 2,4 м/сек. ($\delta_{U_1'}=8\%$), а $\delta_{e'}$ останется прежним. Учитывая характер природных изменений всех трех метеорологических





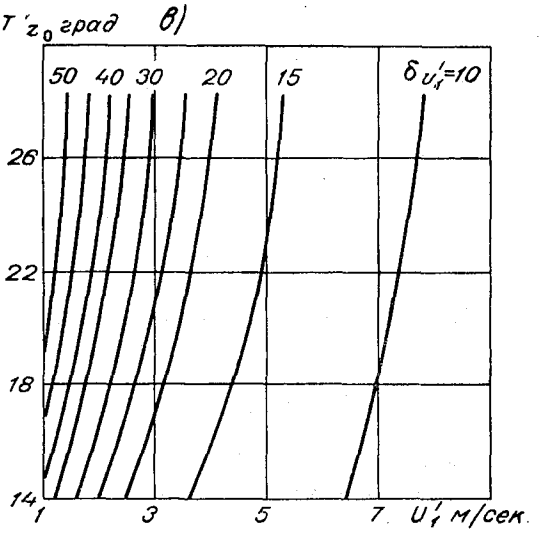


Рис. 1. Зависимость ΔE от температуры воздуха T' (*а*), влажности воздуха e' (*б*), скорости ветра U'_1 (*в*).

факторов, можно считать их равнозначными по своему влиянию на величину суммарного испарения.

Метеорологической характеристикой, зависящей в равной степени от физиологических особенностей растений и от условий внешней среды, является оптимальная относительная влажность воздуха среди растений r. Величина r и ее изменение в зависимости от фазы вегетации исследовались на опытных хлопковых участках агрометстанции Боз-Су. Результаты исследований изложены в статье [6]. Полученные опытные данные показали, что величина r на хлопковом поле меняется за период вегетации от 40 до 70%. Изменение ΔE в зависимости от r представлено на рис. 2, полученном аналогично графикам рис. 1. Значения δ_r вычислены для изменений r на 10%. Из графика следует, что влияние изменения r

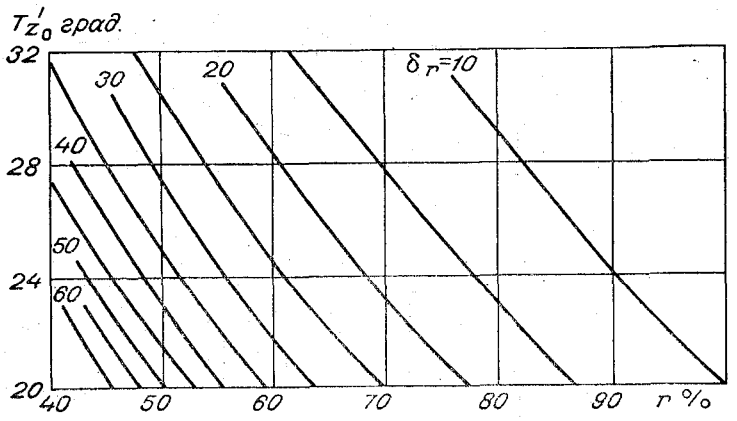


Рис. 2. Зависимость ΔE от оптимальной относительной влажности воздуха среди растений r.

на величину ΔE велико и сравнимо с влиянием температуры, влажности и скорости ветра. Если, например, при $T'=25°$ r изменится от 44 до 54%, то ΔE возрастет на 55%. С ростом температуры относительное увеличение ΔE убывает: если при $T'=29{,}5°$ r увеличится от 58 до 68%, то ΔE увеличивается на 20%. График рис. 2 показывает, что для правильного определения ΔE необходимо изучить распределение r в период вегетации для различных орошаемых сельскохозяйственных культур.

Следующим входным параметром, по которому рассчитывается суммарное испарение, является величина $F=(1-a)R'+S'_к\Delta A$. Для определения F надо иметь данные по радиационному балансу R', коротковолновой радиации $S'_к$ и значение разности между альбедо орошаемых и неорошаемых массивов ΔA. По данным В. В. Мухенберг [8], величина ΔA равна в среднем 10%, величина a, как уже говорилось выше, равна 0,9. Значения R' и $S'_к$ меняются во времени и по территории. Однако зависимость ΔE от F выражена значительно слабее, чем от предыдущих параметров, поэтому при расчетах можно пользоваться значениями F, осредненными для больших территорий за весь период вегетации. На рис. 3 представлен график, иллюстрирующий зависимость изменения ΔE от изменения F. По оси абсцисс отложены значения $\Delta F=F_0-F$, по оси ординат — значения δ_E. Величина $F_0=1{,}01\cdot10^{-3}$ кал/см^2 сек. была получена при расчетах суммарного испарения с орошаемых хлопковых полей в Средней Азии [6]. Система прямых построена для величин $r-r'$, где r' — относительная влажность поступающих на орошаемую территорию

воздушных масс. В природных условиях месячные колебания F обычно не превышают $0{,}3 \cdot 10^{-3}$ кал/см^2 сек., а $r—r'$ редко бывает меньше 25%, поэтому максимальная погрешность в ΔE, вызванная осреднением F за период вегетации и по территории не превышает 10—12%. В случае необходимости корректировки ΔE для различных значений F можно пользоваться графиком рис. 3.

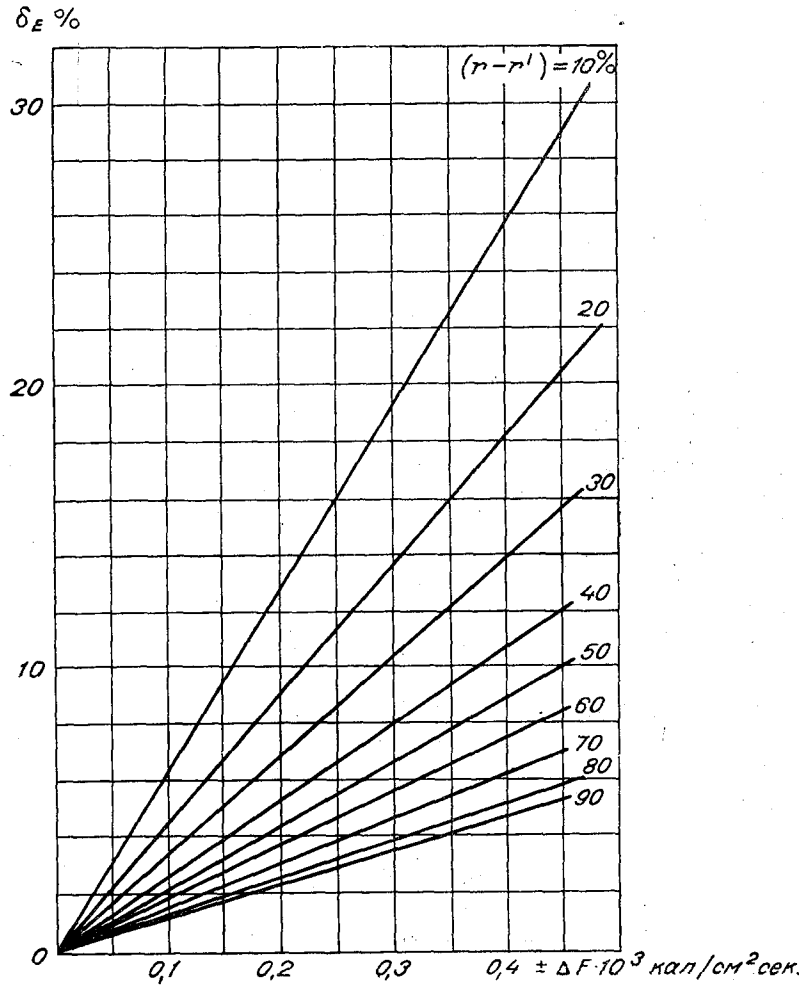


Рис. 3. Зависимость ΔE от F.

Характер зависимости ΔE от длины орошаемого участка сохранился таким же, каким он был при первоначальном варианте расчетной формулы. График этой зависимости опубликован в работе [3].

В качестве примера расчета по формуле (13) на рис. 4 представлена карта суммарного испарения с орошаемых хлопковых полей для западной, равнинной части Средней Азии. Суммарное испарение рассчитано для всего периода вегетации хлопчатника — с июня по сентябрь. В качестве исходных метеорологических данных для расчета использованы наблюдения метеостанций пустынь, так как их показания полностью свободны от искажающего влияния адвекции влажного воздуха из оро-

шаемых районов [5]. Расчеты сделаны по средним за 10 лет (1952—1961 гг.) материалам 19 станций пустынь Западного Узбекистана и Туркмении. Точками отмечены орошенные и пригодные для орошения районы, снятые с карты, помещенной в Справочнике по хлопководству [9]. Представленная карта аналогична опубликованной в работе [6], но несколько уточнена за счет оценки репрезентативности использованных для расчета метеостанций.

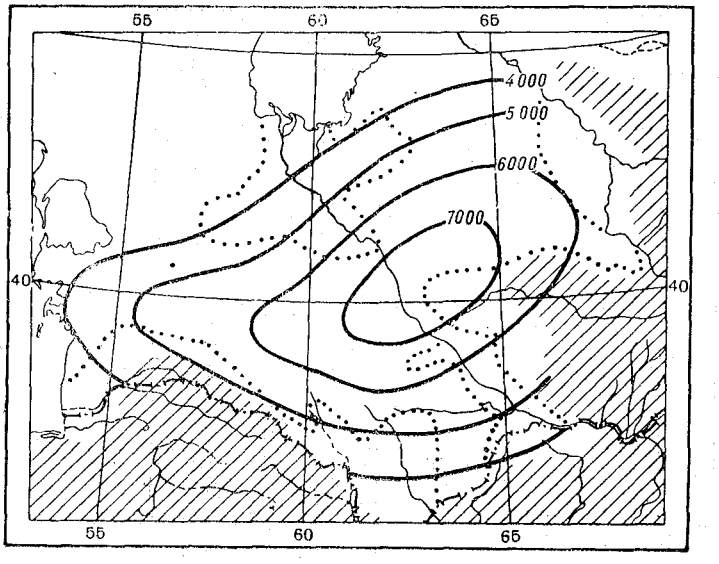


Рис. 4. Карта суммарного испарения ΔE м³/га за период вегетации хлопчатника (июнь — сентябрь).

Предложенный в настоящей статье и в работах [1, 6] метод может быть использован для анализа влияния метеорологических условий, расчета суммарного испарения и составления схемы поливного режима для любой орошаемой территории [4, 7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Лайхтман Д. Л. О физических принципах нормирования орошения. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 1955.
2. Лайхтман Д. Л. Трансформация воздушной массы под влиянием подстилающей поверхности. Метеорология и гидрология, № 1, 1947.
3. Грачева В. П., Утина З. М., Хинейко Н. П. Нормы орошения для различных климатических условий. Труды ГГО, вып. 69, 1957.
4. Горбунова И. Г. Некоторые предварительные результаты расчета поливного режима по метеорологическим данным. Труды ГГО, вып. 144(40), 1963.
5. Горбунова И. Г. Различия в температуре и влажности воздуха между оазисом и пустыней. Труды ГГО, вып. 194, 1966.
6. Горбунова И. Г. Методика расчета суммарного испарения на орошаемых полях. Труды ГГО, вып. 214, 1967.
7. Горбунова И. Г. Способ расчета схемы поливного режима орошаемых земель по метеорологическим данным. См. настоящий сборник.
8. Мухенберг В. В. Альбедо подстилающей поверхности территории Советского Союза. Труды ГГО, вып. 139, 1963.
9. Справочник по хлопководству. Изд-во «Узбекистан», Ташкент, 1965.

И. Г. ГОРБУНОВА

СПОСОБ РАСЧЕТА СХЕМЫ ПОЛИВНОГО РЕЖИМА ОРОШАЕМЫХ ЗЕМЕЛЬ ПО МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИМ ДАННЫМ

Поливной режим — важнейшая характеристика системы орошения данной территории, так как он определяет сроки и нормы поливов, т. е. распределение оросительной нормы в течение периода вегетации.

Метод определения суммарного испарения, изложенный в работах [1, 2], позволяет при известных почвенных характеристиках рассчитать величину оросительной нормы, схему поливного режима и изменение запасов влаги в почве в конце периода вегетации. В работах [1, 2] приведено следующее выражение для оросительной нормы:

$$\overline{\Delta E} = \Delta E + \Delta E_W, \tag{1}$$

где $\overline{\Delta E}$ — оросительная норма, ΔE — суммарное испарение, ΔE_W — количество воды, расходуемое на поддержание влажности почвы в оптимальных для корневой системы растений пределах. Ниже излагаются основные положения, на основании которых были разработаны способы расчета $\overline{\Delta E}$, ΔE_W и поливного режима, и приводятся результаты расчетов. В качестве примера орошаемой сельскохозяйственной культуры, так же как и в предыдущих работах, взят хлопчатник.

1. Средние почвенные условия, выбранные для расчета поливного режима, и средний срок начала поливов

Основным источником сведений, нужных для расчетов, послужили Справочники по хлопководству [5, 6], так как в них содержатся наиболее полные общие сведения, распространяющиеся на большую территорию. На основании материалов, помещенных в этих Справочниках, для расчетов были приняты следующие условия.

Начало вегетационных поливов. Поливы делятся на предпосевные, подпитывающие (которые даются при появлении всходов) и вегетационные, которые начинаются с момента появления на хлопке первых настоящих листочков. Все расчеты, помещенные в этой и предыдущих работах [1, 2, 3, 4], относятся только к периоду вегетации. В Справочнике [6] указано, что первый вегетационный полив дается в среднем между 25 мая и 5 июня. На этом основании за начало вегетационных поливов было принято 1 июня и все дальнейшие расчеты велись от этой даты.

Влажность почвы перед первым вегетационным поливом и поливные нормы. Для появления нормальных дружных всходов хлопчатника и его дальнейшей хорошей вегетации необходимо, чтобы в период сева и далее до конца вегетации влажность почвы поддерживалась в определенных пределах: от 70 до 100% наименьшей полевой влагоемкости (НВ) [5, 6]. До начала вегетационных поливов эта влажность поддерживается благодаря запасным, предпосевным и подпитывающим поливам.

В расчетах принято условие, что к началу вегетационных поливов (1 июня) влажность корнеобитаемого слоя почвы составляет 70% НВ.

Поливная норма рассчитывалась так, чтобы при достижении почвой влажности, равной 70% НВ, пополнить запасы влаги до 100% НВ, т. е. поливная норма всегда принималась равной количеству воды, соответствующему 30% НВ для данного типа почв и глубины увлажняемого слоя.

Типы почв. Сведения о влагоемкости почв хлопковых районов Средней Азии взяты из Справочника [6]. Из шести перечисленных в нем типов почв выбраны три, наиболее часто встречающиеся в исследованиях по влагоемкости почв: легкосуглинистые, среднесуглинистые и тяжелосуглинистые. На основании этих данных составлена табл. 1, используемая в дальнейших расчетах.

Таблица 1

Запасы воды в почве (м³/га) для различных глубин в процентах от наименьшей полевой влагоемкости (% НВ) (с точностью до 50 м³/га)

% НВ	Глубина, см									
	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
Легкосуглинистые почвы										
30	—	—	—	—	350	400	500	550	600	700
70	—	—	—	—	800	1000	1150	1300	1450	1600
100	250	450	700	950	1150	1400	1650	1850	2050	2300
Средиесуглинистые почвы										
30	—	—	—	—	400	500	600	650	750	850
70	—	—	—	—	1000	1150	1350	1550	1750	1950
100	300	550	850	1100	1400	1650	1950	2200	2500	2800
Тяжелосуглинистые почвы										
30	—	—	—	—	500	550	650	750	850	950
70	—	—	—	—	1100	1350	1600	1800	2000	2250
100	300	650	950	1300	1600	1900	2250	2550	2850	3200

Изменение глубины увлажняемого слоя почвы. По мере роста и развития растений их корневая система проникает во все более глубокие слои почвы. Глубина корнеобитаемого слоя хлопчатника меняется в среднем от 50 см в начальные фазы развития до 100 см в конце цветения и начале созревания. На основании данных уже упомянутых Справочников [5, 6] был составлен график изменения глубины увлажняемого слоя почвы в течение вегетации хлопчатника (рис. 1). На верхней горизонтальной прямой этого графика отложены месяцы с июня по сен-

тябрь, на нижней — показаны примерные сроки начала и конца различных фаз вегетации. На оси ординат сверху вниз нанесены глубины увлажняемого слоя от 50 до 100 см. Зная дату полива, можно, пользуясь графиком рис. 1, определить нужную к этому времени глубину увлажнения почвы. В расчетах снятая с графика глубина слоя округлялась до десятков сантиметров.

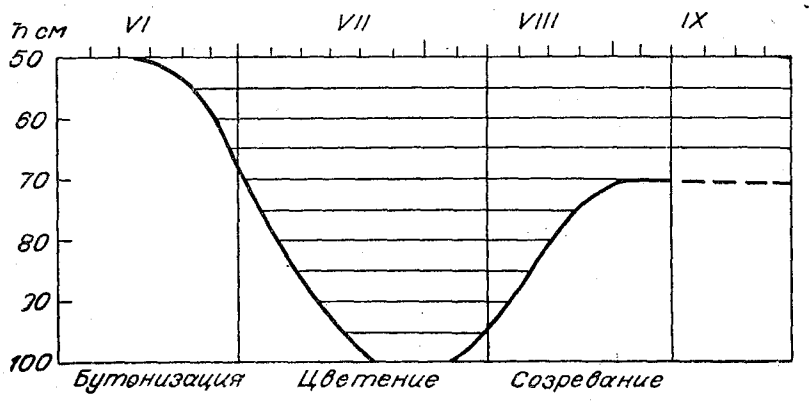


Рис. 1. Изменение глубины увлажняемого слоя почвы в течение вегетации хлопчатника.

2. Способ расчета $\overline{\Delta E}$, ΔE_W и поливного режима

Предлагаемая схема расчета позволяет получить для выбранного пункта значения $\overline{\Delta E}$ и ΔE_W и схему поливного режима, если известны месячные суммы ΔE. Способы определения суммарного испарения и построения графиков нарастающих сумм ΔE, которыми удобно пользоваться в расчетах, подробно изложены в работах [2, 4].

Пример расчета для пункта Екидже всех перечисленных выше характеристик для трех типов почв приведен в табл. 2.

Глубина увлажняемого слоя почвы определялась по графику рис. 1, поливная норма по табл. 1, а величина суммарного испарения по графику нарастающих сумм ΔE, который здесь не приводится.

При вычислении поливной нормы было принято предположение о том, что к началу вегетационных поливов почва на глубине более 50 см сухая. Поэтому при увеличении глубины увлажняемого слоя поливная норма определялась как сумма количеств воды, равных 30% НВ увлажненного ранее и 100% НВ вновь увлажняемого слоев. При уменьшении глубины промачивания поливная норма принималась равной 30% НВ для того слоя, который должен быть увлажнен в соответствии с графиком рис. 1 (независимо от глубины слоя, увлажненного при предыдущем поливе).

Имея таблицы с такими расчетами, можно, просуммировав все поливные нормы для каждого типа почвы, получить соответственные оросительные нормы $\overline{\Delta E}$ м³/га; просуммировав все межполивные значения ΔE, можно получить величину суммарного испарения с 1 июня до окончания поливов. По разности величин $\overline{\Delta E}$ и ΔE определяется количество воды, затраченной на изменение запасов влаги в почве ΔE_W м³/га. Так как начальный запас влаги в почве перед первым поливом W_1 был

Таблица 2

Схема поливного режима по материалам наблюдений метеостанции Екидже

Дата полива	Запас воды в почве перед поливом, равный 70% НВ		Поливная норма			Запас воды в почве после полива, равный 100% НВ		Суммарное испарение между поливами		
	для слоя глубиной	м³/га	глубина увлажняемого слоя	% НВ	м³/га	для слоя глубиной	м³/га	Глубина испаряющего слоя	м³/га	дата
			Легкосуглинистые почвы							
1 VI	50	800	50	30	350	50	1150			
18 VI	50	800	50	30	350	50	1150	50	350	17 VI
2 VII	50	800	50	30	350			50	350	1 VII
			+ 20	100	450					
			70		800	70	1600			
								70	500	15 VII
16 VII	70	1100	70	30	500					
			+ 30	100	700					
			100		1200	100	2300			
								100	700	31 VII
1 VIII	100	1600	100	30	700	100	2300			
								100	700	15 VII
16 VIII	(100)	(1600)								
	90	1450	90	30	600	90	2050			
								90	600	29 VIII
30 VIII	(90)	(1450)								
	70	1150	70	30	500	70	1650			
								70	500	13 IX
14 IX	70	1150	70	30	500	70	1650			
								70	500	После 1 X

Число поливов —8 $\overline{\Delta E}$=500 м³/га ΔE=4200 м³/га
Схема 2—4—2 ΔE_W=800 м³/га W_2=1600 м³/га

$$\frac{\Delta E}{\overline{\Delta E}}=84\%$$

			Среднесуглинистые почвы							
1 VI	50	1000	50	30	400	50	1400			
								50	400	19 VI
20 VI	50	1000	50	30	400	50	1400			
								50	400	4 VII
5 VII	50	1000	50	30	400					
			+ 30	100	850					
			80		1250	80	2250			
								80	650	21 VII
22 VII	80	1600	80	30	650					
			+ 20	100	550					
			100		1200	100	2800			

Дата полива	Запас воды в почве перед поливом равен 70% НВ		Поливная норма			Запас воды в почве после полива равен 100% НВ		Суммарное испарение между поливами		
	для слоя глубиной	м³/га	глубина увлажняемого слоя	% НВ	м³/га	для слоя глубиной	м³/га	глубина испаряющего слоя	м³/га	дата
								100	850	9 VIII
10 VIII	(100)	(1950)								
	90	1750	90	30	750	90	2500			
								90	750	26 VIII
27 VIII	(90)	(1750)								
	70	1350	70	30	600	70	1950			
								70	600	12 IX
13 IX	70	1350	70	30	600	70	1950			
								70	600	После 1 X

Число поливов —7 $\overline{\Delta E}$=5200 м³/га ΔE=4250 м³/га
Схема 2—3—2 ΔE_W=950 м³/га W_2=1950 м³/га
$\frac{\Delta E}{\overline{\Delta E}}$=82%

Тяжелосуглинистые почвы

1 VI	50	1100	50	30	500	50	1600			
								50	500	24 VI
25 VI	50	1100	50	30	500					
			+ 10	100	300					
			60		800	60	1900			
								60	550	11 VII
12 VII	60	1350	60	30	550					
			+ 30	100	950					
			90		1500	90	2850			
								90	850	31 VII
1 VIII	90	2000	90	30	850					
			+ 10	100	300					
			100		1150	100	3150			
								100	950	21 VIII
22 VIII	(100)	(2200)								
	80	1800	80	30	750	80	2550			
								80	750	10 IX
1 IX	(80)	(1800)								
	70	1600	70	30	650	70	2250			
								70	750	После 1 X

Число поливов —6 $\overline{\Delta E}$=5350 м³/га ΔE=4350 м³/га
Схема 2—2—2 ΔE_W=1000 м³/га W_2=2100 м³/га
$\frac{\Delta E}{\overline{\Delta E}}$=82%

задан, то можно рассчитать количество воды W_2, оставшееся в почве после израсходования влаги последнего полива

$$W_2 = W_1 + \Delta E_W. \quad (2)$$

Отношение $\frac{\Delta E}{\overline{\Delta E}}$ % показывает долю затрат оросительной воды на суммарное испарение. Далее подсчитывается количество поливов и их распределение по фазам вегетации, т. е. схема поливов.

В представленных расчетах не учитывались два важных обстоятельства, необходимых для их применения в конкретных условиях:

а) обязательные потери воды на просачивание вглубь почвы при ее насыщении до 100% НВ;

б) продолжительность поливов, которые начинаются заблаговременно и длятся несколько дней, так как оросительной воде нужно время, чтобы пройти путь от источника до орошаемого поля и насытить почву до нужной влажности.

Учет этих обстоятельств при составлении принципиальной схемы не является обязательным, так как они зависят от местных почвенных условий и техники поливов. Введение их в расчет не представляет трудностей.

Предложенный способ расчета может быть использован только в случаях достаточно низкого уровня грунтовых вод, при котором эти воды недоступны для корневой системы растений. Применительно к хлопчатнику уровень грунтовых вод должен быть не выше 3 м [5, 6].

3. Карты оросительных норм $\overline{\Delta E}$ и средний поливной режим

По результатам наблюдений девятнадцати метеорологических станций в пустынях Узбекистана и Туркмении за 10 лет [2, 3] были рассчитаны поливные схемы для каждой станции. Полученные данные позволили построить карты (рис. 2) средних многолетних оросительных норм для трех типов почвы и карту распределения поливных режимов (рис. 3). На

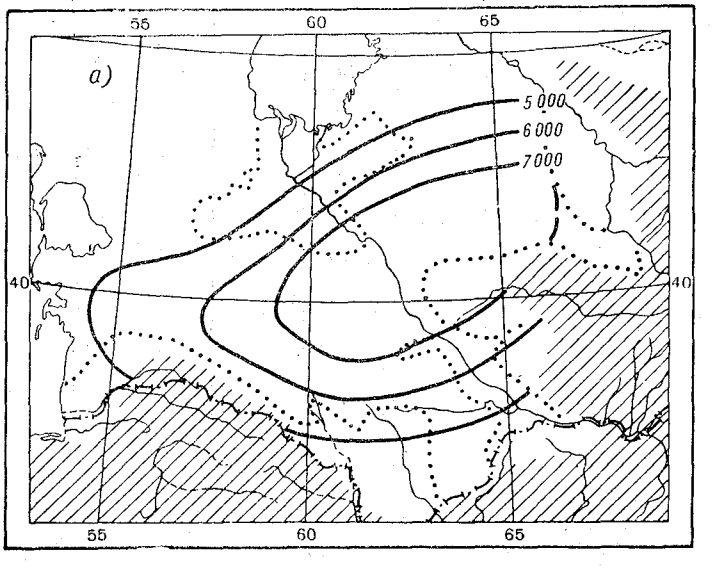
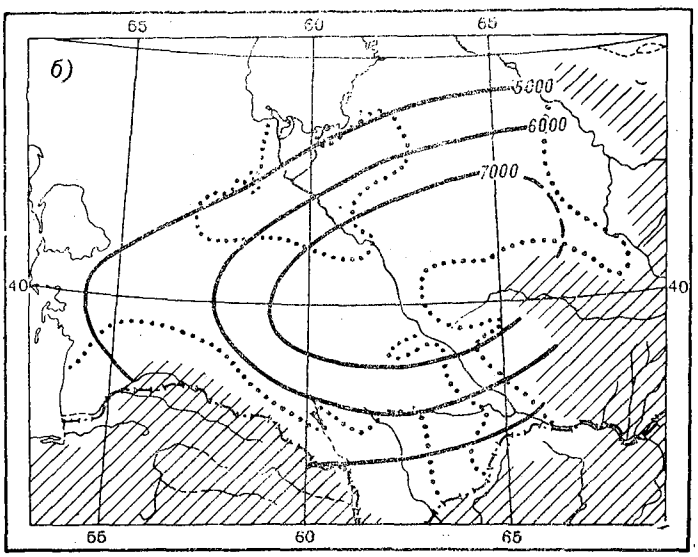
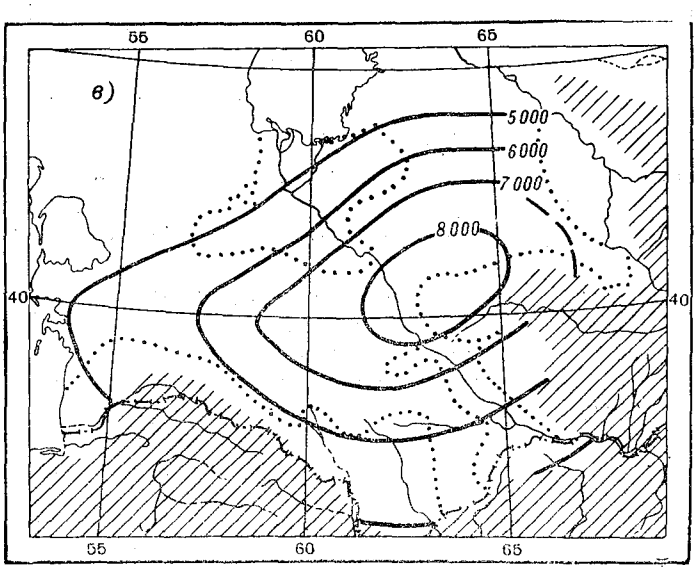


Рис. 2. Карты норм орошения
а — легкосуглинистые почвы, *б* — среднесуглинистые

этих картах величина $\overline{\Delta E}$ для легких и средних почв меняется от 5000 до 7000 м³/га, для тяжелых почв — от 5000 до 8000 м³/га. Сравнение этих величин с нормами, помещенными в Справочниках по хлопководству [5, 6], оказалось вполне удовлетворительным: для почв с глубоким залеганием грунтовых вод рекомендуются нормы от 5000 до 8000 м³/га.

Так как влагоемкость тяжелых почв больше, чем легких, то при одинаковых месячных величинах суммарного испарения оросительные нормы для них больше за счет бо́льших значений ΔE_W, а поливы на них реже. Поэтому для разных почв даты поливов и окончательного расходования воды последнего полива не совпадают. За счет этого обстоятельства на





для хлопчатника.

почвы, в — тяжелосуглинистые почвы.

представленных картах различия в оросительных нормах для разных почв проявились недостаточно четко. Но все-таки хорошо видно, что изолиния $\overline{\Delta E}=5000$ м³/га на карте для тяжелых почв проходит севернее, чем та же изолиния на карте для легких почв. Максимальная оросительная норма в центральной части рассматриваемого района для легких почв получилась равной 7750 м³/га, для тяжелых — 8350 м³/га, а минимальная — соответственно 4400 и 5250 м³/га. Общее распределение $\overline{\Delta E}$ аналогично распределению суммарного испарения на карте, помещенной в работах [2, 3], и соответствует распределению температуры и влажности воздуха и скорости ветра по данной территории. Так же как и схемы поливного режима, эти карты легко поддаются корректировке при более детальном учете почвенных условий и могут быть построены для любой местности.

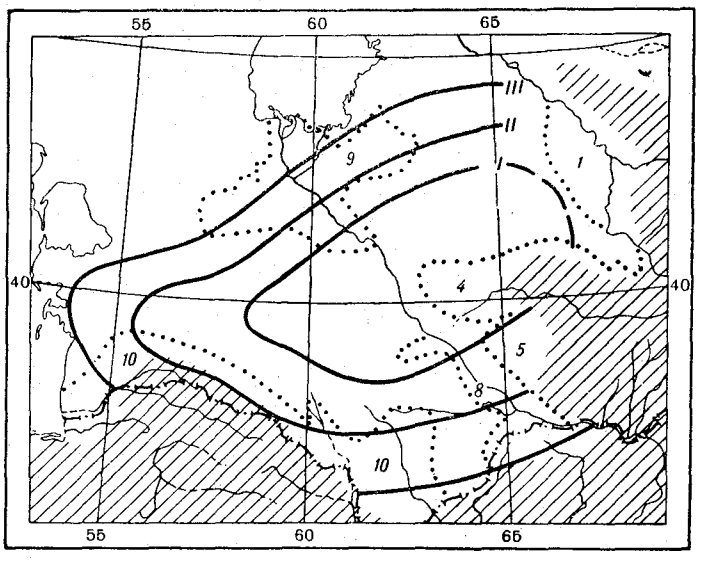


Рис. 3. Карта распределения поливных режимов хлопчатника.

Кроме карт оросительных норм, была построена карта среднего поливного режима для рассматриваемой территории (рис. 3). Для этого использовалась карта суммарного испарения, опубликованная в работах [2, 3].

Внутри районов, очерченных на карте ΔE за период вегетации [2, 3] изолиниями 4000, 5000 и 6000 м³/га, были осреднены месячные значения ΔE. Затем по каждому району рассчитывалась схема поливного режима для трех типов почв так же, как это было сделано для отдельных пунктов.

На рис. 3 полученные схемы поливного режима обозначены цифрами *I, II, III;* пунктиром выделены орошаемые и пригодные к орошению земли, номера *1, 4, 5, 8, 9, 10* те же, что и в работе [6].

В табл. 3 выписаны характеристики этих схем. Для сравнения приводится табл. 4, представляющая собой выписки из табл. 108, помещенной в [6]. Сравнивая обе таблицы, можно прийти к следующим выводам: рассчитанные и рекомендуемые для практики поливные схемы близки друг к другу, и между ними нет явных противоречий. Имеющиеся различия сводятся к следующему.

Таблица 3

Сводная таблица характеристик схем поливного режима *I*, *II* и *III* (начало поливов — 1 июня)

Почвы	Количество поливов: до цветения	Количество поливов: в период цветение — плодообразование	Количество поливов: в фазу созревания	Дата последнего полива	Число поливов	Средний промежуток между поливами, дни	ΔE м³/га	ΔE_W м³/га	$\overline{\Delta E}$ м³/га	Остаток воды в почве после окончания поливов: м³/га	Остаток воды в почве после окончания поливов: % НВ для слоя 100 см	$\frac{\Delta E}{\overline{\Delta E}}$
Схема *I*												
Легкосуглинистые	3	6	3	7 IX	12	8	6250	850	7100	1650	70	88
Среднесуглинистые	3	5	2	5 IX	10	10	6300	900	7200	1900	70	88
Тяжелосуглинистые	2	4	2	6 IX	9	11	6350	1150	7500	2250	70	85
Схема *II*												
Легкосуглинистые	3	5	2	5 IX	10	10	5200	800	6000	1600	70	87
Среднесуглинистые	2	5	2	12 IX	9	12	5550	950	6500	1950	70	86
Тяжелосуглинистые	2	4	2	12 IX	8	14	5600	1150	6750	2250	70	83
Схема *III*												
Легкосуглинистые	2	3	3	13 IX	8	14	4150	800	4950	1600	70	84
Среднесуглинистые	2	3	2	13 IX	7	16	4200	950	5150	1950	70	82
Тяжелосуглинистые	2	2	2	13 IX	6	20	4250	1100	5350	2200	70	80

1. В практике общепринятым является увеличение оросительных норм и частоты поливов с севера на юг. По приведенным расчетам этой закономерности не получилось. Метеорологические факторы учитываются в предложенной методике [1, 2, 3] более полно и строго, чем это делается при практическом почвенно-климатическом районировании. А так как основной статьей расхода норм орошения является суммарное испарение, которое определяется главным образом метеорологическими условиями, то можно принять, что распределение, полученное в расчетах, является правильным. Известную роль в этом расхождении могла также сыграть различная длительность периода вегетации в северных и южных районах. Уточнение полученных результатов возможно при расчетах для конкретных, небольших районов при более детальных сведениях о длительности периода вегетации хлопка и средних датах наступления различных фаз вегетации.

Таблица 4

Примерное распределение вегетационных поливов по фазам развития хлопчатника в зоне пустыни (выписки сделаны только для случая глубокого залегания грунтовых вод)

Почвы	Глубина грунтовых вод	Количество поливов			Оросительная норма, м³/га
		до цветения	в цветение	в созревание	
Южная подзона					
Орошаемые типичные и светлые сероземы, легкосуглинистые и супесчаные	Глубоко	2—3	5—6	1—2	7400—8000
Орошаемые такырные, глинистые, суглинистые	„	2—3	4—5	1—2	7400—8000
Северная подзона					
Орошаемые типичные сероземы, легкосуглинистые и супесчаные	Глубоко	2—3	4—5	1—2	5300—5900
Орошаемые типичные сероземы, легкосуглинистые супесчаные	„	1—2	3—4	1	5300—5900
Центральная подзона					
Орошаемые типичные и светлые сероземы, легкосуглинистые и супесчаные	Глубоко	2—3	4—5	1—2	6300—7000
Орошаемые типичные и светлые сероземы средне- и тяжелосуглинистые	„	1—2	4—5	1	6300—7000

2. В практике рекомендуется такое распределение поливов, при котором до цветения поливы даются редко, с межполивным промежутком 20—25 дней; в фазу цветения они учащаются и даются через 10—14 дней; в фазу созревания поливы опять даются реже.

Поливные нормы являются наименьшими до цветения, наибольшими в фазу цветения. В рассчитанных схемах длительность межполивных промежутков одинакова для каждой схемы и каждого типа почв. Меньше всего (8 дней) она в схеме *I* для легких почв, охватывающей район с максимальным суммарным испарением, и больше всего (20 дней) в схеме *III* для тяжелых почв, где ΔE минимально. Сами поливные нормы в расчетах меняются от полива к поливу больше, чем это обычно рекомендуется. Так, в фазу бутонизации рассчитанные нормы меньше рекомендуемых, а в фазу цветения несколько больше. Интересно отметить, что наибольшее совпадение рассчитанных и рекомендуемых поливных режимов имеет место именно в фазу цветения, т. е. в наиболее ответственный для урожая период. Некоторое сглаживание перечисленных различий может быть достигнуто в результате уточнения глубин промачивания почвы и средних дат наступления различных фаз вегетации. Однако даже при этих условиях в рассчитанных схемах сохранится, очевидно, тенденция к общему увеличению числа поливов и уменьшению поливных норм в фазу бутонизации. Для окончательного решения этого вопроса требуются, по-видимому, экспериментальные исследования.

Предложенный способ расчета дает возможность корректировать применяемые схемы поливных режимов в зависимости от метеорологических условий орошаемой территории.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лайхтман Д. Л. О физических принципах нормирования орошения. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 1955.
2. Горбунова И. Г. Методика расчета суммарного испарения на орошаемых полях. Труды ГГО, вып. 214, 1967.
3. Горбунова И. Г., Утина З. М. Влияние метеорологических факторов на нормы орошения. См. настоящий сборник.
4. Горбунова И. Г. Некоторые предварительные результаты расчета поливного режима по метеорологическим данным. Труды ГГО, вып. 144(40), 1963.
5. Справочник по хлопководству. Госиздат УзССР, Ташкент, 1949.
6. Справочник по хлопководству. Изд-во «Узбекистан», Ташкент, 1965.

Л. В. НЕСИНА

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ СОСТАВЛЯЮЩИХ ТЕПЛОВОГО БАЛАНСА ОРОШАЕМОГО ПОЛЯ РИСА

Проблема расчета норм орошения неразрывно связана с задачей надежного определения суммарного испарения (транспирации и испарения с почвы) с деятельной поверхности сельскохозяйственных полей [1, 2]. Для определения испарения с различных поверхностей в настоящее время широко применяется метод теплового баланса. При определении испарения методом теплового баланса большой комплекс гидрометеорологических элементов, обусловливающий величину испарения, учитывается наиболее полно и правильно, так как в основе этого метода лежит закон сохранения и превращения тепловой энергии [3]. В этом преимущество метода теплового баланса перед другими. Однако применение этого метода для определения испарения с сельскохозяйственных полей осложняется трудностью теплобалансовых наблюдений в данных условиях.

При определении испарения с различных поверхностей методом теплового баланса обычно используется методика, разработанная для станций теплового баланса [4]. Особенности различных поверхностей отражаются в специфике определения отдельных составляющих или в выборе исходных данных для расчета.

В настоящей статье рассматриваются некоторые особенности определения составляющих теплового баланса орошаемого поля риса на основании анализа результатов теплобалансовых наблюдений, проведенных в совхозе Цимлянском Ростовской области в период с 20 апреля по 6 июля 1965 г. во время комплексной экспедиции ГГО и ГГИ. Подробное описание установок и методики наблюдений содержится в работе [5]. Поэтому здесь укажем лишь состав наблюдений. Измерялись следующие метеоэлементы:

1) радиационный баланс и его составляющие (высота приборов 1,5 м над деятельной поверхностью);

2) градиенты температуры и влажности в слое 0,5—2 м над деятельной поверхностью;

3) распределение температуры воды в слое воды над корнеобитаемым слоем почвы (горизонты измерения температуры: 0, 5, 10, 15 и 20 см при толщине слоя воды 20 см);

4) распределение температуры в почве до глубины затухания суточных колебаний температуры (горизонты измерения температуры: 0, 5, 10, 15, 20, 40, 60 и 120 см);

5) температура деятельной поверхности;

6) теплофизические характеристики почвы под водой на глубинах 5 и 20 см.

В течение периода наблюдений было проведено шесть полуторасуточных серий наблюдений. Наблюдения производились через каждые 1,5 часа днем и 3 часа ночью. По полученным материалам были рассчитаны величины испарения E, турбулентного теплообмена P и изменения теплосодержания слоев воды B' и почвы B'' за каждый срок наблюдений.

Для определения расхода тепла на нагревание слоя воды над корнеобитаемым слоем почвы B' по измеренным профилям температуры воды рассчитывалось изменение теплосодержания воды за периоды между сроками наблюдений. Значения B' в определенный срок снимались с графика суточного хода полученных величин изменения теплосодержания. Поскольку влажность почвы, находящейся под слоем воды, существенным образом изменяется с глубиной, для определения изменения теплосодержания почвы B'' проводились специальные измерения теплофизических характеристик почвы. Значения температуропроводности K, теплопроводности λ и объемной теплоемкости $c\rho$ измерялись специальным прибором [6] на глубинах 5 и 20 см от поверхности почвы.

Приведем осредненные за период наблюдений величины теплофизических характеристик почвы, полученные Н. В. Серовой, которые использовались при определении B''.

H см	5	20
K см²/сек.	0,0026	0,0045
λ кал/см сек. град.	0,0025	0,0031
$c\rho$ кал/см³ град.	0,93	0,70

Средняя для слоя 0—20 см величина $c\rho$, полученная по данным влажности и плотности почвы за вегетационный период 1964 г., составляла 0,80 кал/см³ град. Соответствующая величина $c\rho$, полученная нами, равна 0,86 кал/см³ град. (теплоемкость на границе раздела вода — почва принята равной теплоемкости воды). Таким образом, средние для слоя 0—20 см величины $c\rho$, полученные двумя методами, отличаются мало. Однако наши измерения показали, что $c\rho$ в указанном слое существенным образом зависит от глубины. Поэтому изменение теплосодержания почвы рассчитывалось для слоев 0—5, 5—20 см и 20 см — уровень затухания суточных колебаний температуры почвы. Для слоев 0—5 и 5—20 см приняты средние в этих слоях значения теплоемкости почвы, для нижнего слоя — значение $c\rho$ на уровне 20 см. Далее величины изменения теплосодержания почвы по слоям были просуммированы и нанесены на график суточного хода. Величины B'' за сроки наблюдений снимались с графика суточного хода.

На рис. 1 приводятся значения B'', рассчитанные при постоянном и переменном значениях $c\rho$ по глубине за период 29—30 июня. Из рисунка видно, что в некоторых случаях различия заметны. Подробные измерения температуры почвы показывают, что в половине случаев наблюдений над температурой почвы отмечаются суточные колебания температуры на глубинах более 20 см (всего проведено 148 наблюдений). При этом величина потока тепла в слое 20 см — уровень затухания суточных колебаний температуры составляет в среднем 50% всего потока тепла в почве. Поэтому определение потока тепла в почве для рисового поля по данным измерений температуры в слое 0—20 см, как это делается для неорошаемых почв [3], может привести к заметным погрешностям. Вели-

чины испарения (кал/см² сутки) и турбулентного теплообмена (кал/см² сутки) определялись по формулам:

$$LE = 1{,}55\,\frac{(R-B)\,\Delta e}{1{,}55\,\Delta e + \Delta t}, \qquad (1)$$

$$P = \frac{(R-B)\,\Delta t}{1{,}55\,\Delta e + \Delta t}, \qquad (2)$$

где R кал/см² сутки — радиационный баланс деятельной поверхности; B кал/см² сутки — сумма потоков тепла в слоях воды и почвы, $B = B' + B''$ (в данном случае величины потоков тепла через поверхности слоев воды

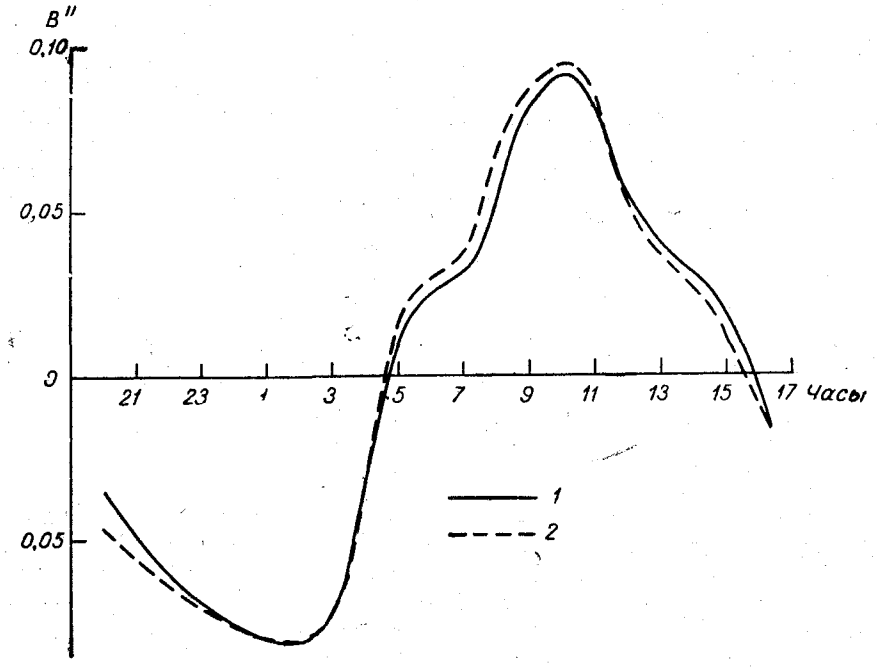


Рис. 1. Величины изменения теплосодержания почвы, полученные при постоянных и переменных по глубине значениях *ср* за период 29—30 июня.
1 — при постоянном *ср*, *2* — при переменном *ср*.

и почвы эквивалентны величинам изменения теплосодержания в слоях, так как горизонтальный перенос тепла мал по сравнению с потоком тепла через поверхность, а поток тепла через нижнюю границу слоя почвы равен нулю); $\Delta t°$ и Δe (мб) — разности температуры и влажности воздуха в слое между двумя уровнями над деятельной поверхностью, о которых подробнее будет сказано несколько ниже.

При расчете LE и P по формулам (1) и (2) использовались измеренные значения R. Анализ материалов градиентных наблюдений показал, что слой воды над корнеобитаемым слоем почвы рисового поля приводит к формированию над полем риса метеорологического режима, характерного для водоемов с малыми глубинами. Отличительной особенностью последних являются меньшие по сравнению с сушей суточные амплитуды температуры деятельной поверхности и малые градиенты температуры воздуха над ними. Значения Δt в слое воздуха 0,5—2 м над рисом в течение периода наблюдений часто равнялись 0,1—0,2°, т. е. находились

в пределах точности измерения Δt. Поэтому при расчете E и P по Δt и Δe в указанном слое могут возникать значительные погрешности. По аналогии с определением E и P для водной поверхности испарение и турбулентный теплообмен могут быть определены на основании градиентов температуры Δt_1 и влажности Δe_1 в слое между деятельной поверхностью и уровнем 2 м над ней.

Значения Δt_1 и Δe_1 значительно больше, чем соответствующие величины в слое 0,5—2 м, что существенным образом повышает надежность определения LE и P. Результаты расчета испарения двумя упомянутыми выше способами помещены в табл. 1. Температура деятельной поверхности измерялась радиационным термометром [7]. В измерениях температуры поверхности радиометром в течение периода наблюдений имелись пропуски. Поэтому, к сожалению, вторым способом не удалось рассчитать величины испарения за весь период наблюдений. Здесь следует заметить, что измерения температуры деятельной поверхности полей сельскохозяйственных культур радиационным методом еще недостаточно распространены. Это является одной из причин того, что в последнее время уделяется большое внимание упрощенным теплобалансовым методам оценки суммарного испарения с полей сельскохозяйственных культур. Так, например, в работе [8] по наблюдениям над суммарным испарением с орошаемых полей и солнечной радиацией найдена зависимость суммарного испарения от солнечной радиации для различных культур в течение вегетационного периода. Эта зависимость использована далее для вычисления приближенных величин суммарного испарения с орошаемых полей. Полученные нами результаты расчета составляющих

Таблица 1

Дата	E_1	E_2	E_3	Дата	E_1	E_2	E_3
ночь (19—7 час.)				день (7—19 час.)			
21—22 VI	0,7	1,3	1,6	21 VI	2,9	3,0	2,9
22—23 VI	1,9		2,6	22 VI	3,9	4,0	4,2
23—24 VI	2,6	1,6	1,7	23 VI	5,6	6,2	6,2
24—25 VI	1,7		1,8	24 VI	5,2	5,1	5,5
25—26 VI	1,6		1,5	25 VI	2,1		2,4
27—28 VI	1,0		1,2	27 VI	1,7		2,6
28—29 VI	0,5		0,4	28 VI	3,5		3,7
29—30 VI	1,6		0,9	29 VI	3,8		3,9
30 VI—1 VII	4,1		1,4	30 VI	4,0		3,7
1—2 VII	2,2		2,1	1 VII	6,3		5,4
2—3 VII	0,9	0,8	0,8	2 VII	2,5	3,4	3,1
3—4 VII	—		—	3 VII	7,2	6,2	5,6
4—5 VII	2,4		1,9	4 VII	2,9		2,8
5—6 VII	1,6	1,4	1,6	5 VII	5,3	4,8	5,0
				6 VII	5,1	5,5	5,4

Примечание. В таблице E_1 и E_2 — величины испарения в миллиметрах, рассчитанные по формуле (1), причем при расчете E_1 использованы значения Δt и Δe в слое 0,5—2 м над деятельной поверхностью, а при расчете E_2 — значения Δt и Δe в слое между деятельной поверхностью и уровнем 2 м над ней; E_3 — величины испарения в миллиметрах, полученные по уравнению (3).

теплового баланса были также проанализированы с целью выяснения возможности применения упрощенного способа определения испарения с орошаемого поля риса. Сопоставление величин составляющих теплового баланса за период наблюдений показало, что величина турбулентного обмена с воздухом составляла 5—10% радиационного баланса. Поэтому, по-видимому, расход тепла на испарение приближенно можно определить по уравнению

$$LE = R - B. \qquad (3)$$

Погрешность в определении LE по уравнению (3) в данном случае невелика, а задача значительно упрощается, так как не надо производить наблюдения над градиентами температуры и влажности.

Значения испарения в миллиметрах, полученные по уравнению (3), помещены также в табл. 1, в которой представлены полусуточные значения испарения.

На основании рассмотренных выше особенностей определения испарения с орошаемых полей риса методом теплового баланса в рассматриваемый период можно сказать следующее.

1. Поскольку градиенты температуры в слое 0,5—2 м над деятельной поверхностью очень малы, расчет испарения и турбулентного теплообмена по градиентам температуры в указанном слое часто приводит к значительным ошибкам. Более надежными результаты расчета испарения и турбулентного теплообмена с воздухом получаются при использовании градиентов температуры и влажности в слое между деятельной поверхностью и уровнем 2 м над ней. Наиболее рациональным способом измерения температуры деятельной поверхности в данных условиях является радиационный метод.

2. Величины испарения с орошаемых полей риса приближенно можно рассчитать по выражению

$$LE = R - B.$$

3. Величина B в формулах (1) и (2) представляет собой сумму потоков тепла в слоях воды и почвы. При определении величины потока тепла в слое почвы под водой необходимо учитывать изменения температуры почвы до уровня затухания суточных колебаний температуры и изменение с глубиной теплофизических характеристик почвы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Будыко М. И., Юдин М. И., Яковлева Н. И. Испарение с орошаемых участков и испаряемость. Метеорология и гидрология, № 1, 1954.
2. Лайхтман Д. Л. О физических принципах нормирования орошения. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 1955.
3. Тимофеев М. П. О метеорологическом эффекте орошения. Метеорология и гидрология, № 11, 1952.
4. Руководство по градиентным наблюдениям и определению составляющих теплового баланса. Гидрометеоиздат, Л., 1964.
5. Харченко С. И., Азарий М. С. Методика расчета суммарного водопотребления и оросительных норм риса по уравнениям водного и теплового балансов. Труды ГГИ, вып. 135, 1966.
6. Лайхтман Д. Л., Серова Н. В., Сметанникова А. В. Методика определения и некоторые данные о теплопроводности и температуропроводности льда и снега. Труды ААНИИ и ГГО, т. 226, 1959.
7. Малевский-Малевич С. П. Методика радиационных измерений температуры водной поверхности. Труды ГГО, вып. 206, 1967.
8. Jensen Marvin E., Haise Howard R. Estimating Evapotranspiration from Solar Radiation. Journal of the Irrigation and Drainage Division. Proc. Am. Soc. Civil Engineers, v. 89, No. IR3, parts I, II, Sept. 1963.

Б. М. ИЛЬИН

ОБ ОДНОЙ СХЕМЕ ПРОГНОЗА ПОЛЯ ДАВЛЕНИЯ У ЗЕМЛИ

1. Широкое развитие численных схем прогноза поля геопотенциала на высотах позволило в настоящее время перейти к их использованию в оперативной работе. Однако успешность гидродинамических методов прогноза давления у земли все еще ниже успешности прогнозов, составляемых синоптическими методами.

Проведенное в [1] исследование оправдываемости прогнозов, составленных по различным численным схемам и синоптическим методом, показало, что из всех схем прогноза приземного давления только оправдываемость схемы, предложенной в [2], близка к оправдываемости синоптических прогнозов.

По-видимому, одной из основных причин успешности синоптического метода является использование «истории» развития процессов в атмосфере. В численных моделях прогноза в качестве начальных данных используются только исходные поля метеорологических элементов. Использование в [2] поля приземных изаллобар, отражающих тенденцию развития процессов в течение последних трех часов, по всей вероятности, позволило приблизиться к успешности синоптических прогнозов.

В данной работе рассматривается схема прогноза давления у земли, объединяющая в себе элементы как численных методов прогноза, так и синоптических методов. В качестве исходных данных наряду с данными о поле геопотенциала используется поле приземных тенденций.

2. В синоптической метеорологии для прогноза давления у земли широко использовался метод изаллобар [3]. Согласно этому методу, экстраполируется перемещение изаллобарических очагов по ведущему потоку, в качестве которого обычно выбирается геострофический ветер на уровне 700 или 500 мб. Прогностическое поле получается путем сложения исходного поля давления с проэкстраполированным полем изаллобар, умноженным на время экстраполяции. Если обозначить изменение давления в каком-либо пункте в момент времени t через $\frac{\partial p}{\partial t}$, то по методу изаллобар имеем

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{0,\,t}, \tag{1}$$

где индекс 0, t означает проэкстраполированное исходное поле изаллобар на момент времени t. Как показывает опыт [3], изаллобарические очаги перемещаются по более правильным траекториям и с более постоянной скоростью, чем центры циклонов и антициклонов, которым эти

очаги соответствуют. Использование в этом случае ведущего потока приводит к удовлетворительным результатам. В оперативной работе экстраполяция перемещения поля изаллобар обычно производится для шага, равного 12 час., что связано с необходимостью уменьшения времени, затрачиваемого на составление прогноза. Поскольку метод изаллобар относится к методам формальной экстраполяции, то можно ожидать, что уменьшение шага по времени улучшит результаты прогноза. При перемещении изаллобарических очагов по ведущему потоку предполагается, что их интенсивность сохраняется, но это, по-видимому, имеет место лишь в первые моменты вследствие известной инерции метеорологических процессов. При удалении от исходного срока интенсивность изаллобарических очагов изменяется, что в конечном итоге может привести к значительным ошибкам прогноза. Поэтому сравнительно хорошие результаты при использовании метода изаллобар можно ожидать при прогнозе на небольшие сроки.

3. Формулу для локальных изменений давления можно по[illegible] если проинтегрировать уравнение статики в изобарической систе[illegible] ординат по давлению от p до p_1 и затем продифференцировать по[illegible] ное соотношение по времени. Тогда после несложных преобразо[illegible] получим

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{g p_0}{R T_0}\left(\frac{\partial H_{p_1}}{\partial t} - \frac{R}{g}\ln\frac{p_0}{p_1}\frac{\partial T_m}{\partial t}\right),$$

где T_m — средняя температура слоя между выбранными изобарическ[illegible] поверхностями, H_{p_1} — абсолютный геопотенциал изобарической пов[illegible] ности p_1; остальные обозначения общепринятые

Согласно формуле (2), для вычисления изменений приземного д[illegible] ления достаточно иметь изменения по времени высоты какой-либо одн[illegible] изобарической поверхности и средней температуры слоя. В качестве т[illegible] кой поверхности целесообразно выбрать уровень 500 мб [4], так ка[illegible] в этом случае можно использовать баротропную схему прогноза. Есл[illegible] подставить в (2) $p_0 = 1000$ мб, $p_1 = 500$ мб, $T_0 = 288°$, $R = 287$ м²/сек². град[illegible] $g = 9{,}8$ м/сек²., H выразить в гп. дкм, а T_m — через относительный геопо[illegible] тенциал, то получим

$$\frac{\partial p}{\partial t} = 1{,}25\left(\frac{\partial H_{500}}{\partial t} - \frac{\partial H_{1000}^{500}}{\partial t}\right). \qquad (3)$$

Поскольку в настоящее время достигнута высокая оправдываемость прогнозов поля геопотенциала на высотах (в частности, H_{500}), то при успешном прогнозе изменений относительной топографии H_{1000}^{500} можно получить удовлетворительный прогноз поля приземного давления с помощью формулы (3).

4. Для прогноза приземного давления нами были объединены формулы (1) и (3). Локальные изменения давления у земли представим в следующем виде:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = K\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{0,\,t} + (1-K)\left[1{,}25\left(\frac{\partial H_{500}}{\partial t} - \frac{\partial H_{1000}^{500}}{\partial t}\right)\right]. \qquad (4)$$

Здесь K — некоторая функция, которая определяет вклад каждого слагаемого в правой части формулы (4) в изменение приземного давления. При выборе функции K мы руководствовались следующими соображениями. В первые моменты прогноза с бо́льшим весом должен входить первый член правой части (4), поскольку он содержит барическую тенденцию за исходный срок. Иными словами, на первых шагах

прогноз дается по методу изаллобар. В последующие моменты времени под влиянием перестройки термобарического поля влияние начального поля тенденций на изменение давления уменьшается и с бо́льшим весом должен входить второй член. На последующих шагах прогноз практически осуществляется по формуле (3). Таким образом, $K=1$ при $t=0$ и $K=0$ в конце срока прогноза. Мы определили таким образом асимптотические значения функции K. Для определения значений K в промежуточные интервалы времени естественно было бы привлечь информацию о лагранжевой корреляционной функции величины $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_0$. Получение такой информации связано со значительными трудностями, поэтому вместо лагранжевой корреляционной функции мы использовали эйлерову. Различие между этими функциями, вообще говоря, зависит от

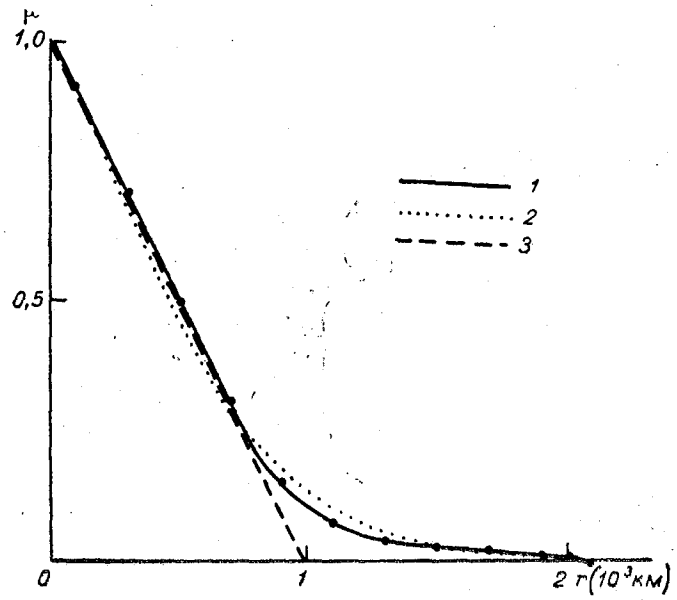


Рис. 1. Нормированная автокорреляционная функция приземных тенденций.

1 — по результатам вычислений, *2* — по формуле (5), *3* — по формуле (14).

масштаба явления. Так, согласно работе [11], отношение лагранжевого и эйлерового масштабов корреляции для коротковолновых возмущений составляет около 4. С увеличением масштаба возмущений это различие уменьшается и применительно к синоптическим процессам это отношение можно приблизительно принять равным единице [12]. Искомую корреляционную функцию было удобно строить в зависимости от расстояния (при условии изотропности и однородности). Вычисления производились по методике, подробно изложенной в [5]. Значения приземных тенденций снимались с синоптических карт для 50 станций «двухсвязной» области, расположенной на территории Европы. Расчеты были проведены для трех сезонов года: зимы, осени и лета. Каждый сезон включал в себя данные за 60 сроков наблюдений, отстоящих друг от друга на 72 часа. Полученная по результатам вычислений нормированная автокорреляционная функция приземных тенденций приведена на рис. 1.

Зависимость рассчитанных функций от сезонов не была обнаружена, и поэтому на рисунке приводится единая для перечисленных сезонов

нормированная автокорреляционная функция. Некоторое различие наблюдалось лишь для дисперсий, которые составляли 2,4; 1,2; 0,7 (мб/3 часа)^2 для зимы, осени и лета соответственно. Рассчитанную корреляционную функцию можно апроксимировать следующей формулой:

$$\mu_{\Delta p} = e^{-1,63r^{1,24}} J_0(1,16r), \tag{5}$$

где J_0 — бесселева функция, r — радиус-вектор (в 10^3 км).

При расчетах поля давления по формуле (4) вместо представления K в виде лагранжевой корреляционной функции мы будем использовать полученную пространственную корреляционную функцию $K=\mu$. В качестве аргумента этой функции принималась длина пути, проходимого частицей от начального момента времени до n-го шага. Приближенно эта длина пути может быть вычислена по формуле

$$r = 10^{-3}\,\delta t \sum_{t=1}^{n} V_{gt}, \tag{6}$$

где V_{gt} — модуль скорости геострофического ветра на поверхности 500 мб, δt — шаг по времени.

Чем больше длина траектории, проходимой частицей (т. е. чем больше r), тем меньше коэффициент корреляции между приземными тенденциями давления и, соответственно, тем с меньшим весом в изменение давления в данный момент входит начальная величина барической тенденции.

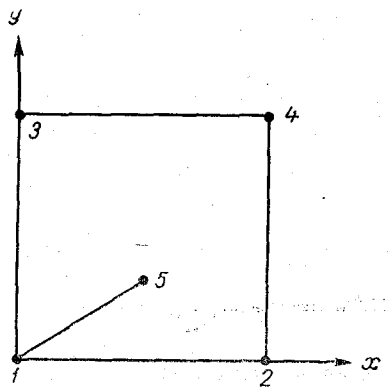


Рис. 2. К схеме билинейной интерполяции.

В качестве ведущего потока использовался геострофический ветер на поверхности 500 мб. Скорость переноса при этом принималась равной 0,7 скорости геострофического ветра.

Для получения величины $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{0,\,t+\delta t}$ в каком-либо узле сетки точек (например, узел *1* на рис. 2) определялись координаты точки, из которой придет частица в данный узел за интервал времени δt. По значениям барической тенденции в четырех узлах, окружающих данную точку, по формуле билинейной интерполяции определялось значение тенденции в этой точке

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)^5_{0,\,t} = (1-x)(1-y)\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)^1_{0,\,t} + x(1-y)\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)^2_{0,\,t} + xy\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)^4_{0,\,t} + (1-x)y\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)^3_{0,\,t}. \tag{7}$$

Здесь x и y — безразмерные координаты точки, из которой приходит частица в данный узел, определяемые по формулам:

$$x = \frac{0,7|u_g|\,\delta t}{\delta S}, \quad y = \frac{0,7\,|v_g|\,\delta t}{\delta S}, \tag{8}$$

где δS — шаг сетки.

В формуле (7) верхние индексы означают номер узла или точки (см. рис. 2).

Составляющие скорости геострофического ветра u_g и v_g определяются для узла, в котором рассчитывается значение $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{0,\, t+\delta t}$ (в нашем примере узел *1*).

Далее принималось, что

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)^{1}_{0,\, t+\delta t} = \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)^{5}_{0,\, t}. \tag{9}$$

Подобные расчеты проводились для всех внутренних узлов сетки точек на каждом временном шаге.

Для прогноза геопотенциала изобарической поверхности 500 мб была использована схема прогноза на среднем уровне, разработанная И. Г. Ситниковым [6, 7].

Из анализа функций влияния, приводимых в работе [8], можно сделать вывод о том, что изменение по времени относительного геопотенциала H^{500}_{1000} обусловлено в основном геострофической термической адвекцией. На этом основании принимаем приближенно, что

$$\frac{\partial H^{500}_{1000}}{\partial t} = -\left(u_g \frac{\partial H^{500}_{1000}}{\partial x} + v_g \frac{\partial H^{500}_{1000}}{\partial y}\right) = -\frac{g}{l}\{H_{500},\ H^{500}_{1000}\}, \tag{10}$$

где символ $\{a,\ b\}$ означает

$$\{a,\ b\} = \frac{\partial a}{\partial x}\frac{\partial b}{\partial y} - \frac{\partial a}{\partial y}\frac{\partial b}{\partial x}. \tag{11}$$

Одним из процессов, играющих существенную роль в изменении давления у земли, является трение о подстилающую поверхность. Для учета приземного трения был использован метод, предложенный в работе [9]. Изменения давления, согласно этому методу, представляются в следующем виде:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)^{a} + \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)^{mp}. \tag{12}$$

Первый член правой части (12) обусловлен общей перестройкой термобарического поля, связанной главным образом с адвективными факторами. Второй член представляет поправку на приземное трение. Предлагается следующая схема решения. На каждом шаге по времени сначала находится изменение давления $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)^{a}$ по формуле (4). Далее рассчитывается поправка на трение по соотношению

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)^{mp} = a\left[\Delta p(0) + \Delta\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)^{a}_{\delta t}\right], \tag{13}$$

где Δ — оператор Лапласа на плоскости, $p(0)$ — давление на предыдущем шаге.

Коэффициент a определяется величиной коэффициента турбулентности и параметра Кориолиса. Известно, что турбулентность в атмосфере определяется в основном распределением ветра, вертикальной температурной стратификацией, характером рельефа подстилающей поверхности. Учесть эти факторы в рамках рассматриваемой модели довольно трудно, поэтому в наших расчетах коэффициент турбулентности был принят постоянным и равным 10 м²/сек.

5. Рассмотренная схема была реализована на электронной вычислительной машине БЭСМ-3М. В качестве исходных использовались результаты объективного анализа полей геопотенциала изобарических поверхностей 1000 и 500 мб и поля приземных тенденций для сетки точек,

содержащей 26×22 узлов, с шагом 300 км. Схема объективного анализа разработана И. А. Четвериковым [10]. Результаты объективного анализа были любезно предоставлены нам отделом численных прогнозов погоды Северо-Западного УГМС.

Шаг по времени был выбран равным одному часу. Прогноз давался сроком на одни сутки.

Для экономии времени счета при вычислении функции K вместо формулы (5) мы использовали апроксимацию корреляционной функции в виде

$$\mu_{\Delta p} = \begin{cases} 1 - r & \text{при } r \leqslant 1 \\ 0 & \text{при } r > 1. \end{cases} \tag{14}$$

Было рассчитано 10 случаев прогнозов. Оценка результатов производилась для внутреннего прямоугольника, состоящего из 10×9 узлов. Расчеты проводились для двух вариантов. В варианте 1 прогноз осуществлялся по полной схеме, т. е. с учетом всех членов в формуле (4). В варианте 2 при прогнозе исключался член, содержащий $\frac{\partial H_{500}}{\partial t}$.

Результаты расчетов для отдельных случаев и средние величины приводятся в табл. 1.

Таблица 1

Дата	δp	Вариант 1		Вариант 2	
		R	ε	R	ε
23 V 1966 г.	4,1	0,72	0,97	0,66	0,83
24 V	4,0	0,84	0,75	0,82	0,58
31 I 1967 г.	6,6	0,83	0,53	0,85	0,57
1 II	6,4	0,92	0,65	0,85	0,52
21 II	5,8	0,69	1,01	0,64	0,75
22 II	7,4	0,87	0,87	0,87	0,70
28 III	3,8	0,76	0,92	0,64	0,81
29 III	3,4	0,76	0,70	0,79	0,63
11 IV	5,3	0,79	0,67	0,69	0,82
12 IV	4,8	0,93	0,46	0,90	0,53
Среднее	5,2	0,81	0,75	0,77	0,67

В таблице приняты следующие обозначения: δp — изменчивость давления за сутки, R — коэффициент корреляции между фактическими и прогностическими изменениями давления, ε — относительная ошибка прогноза.

Как видно из табл. 1, средние коэффициент корреляции и относительная ошибка составляют около 0,8 и 0,7 соответственно.

В отделе численных прогнозов погоды Северо-Западного УГМС была произведена оценка оправдываемости прогнозов, рассчитанных по варианту 2, по 50 пунктам, расположенным в основном в Европе. Для сравнения оценивались также результаты прогнозов для тех же случаев по схеме И. З. Лутфулина [2]. В табл. 2 приведены относительные ошибки прогнозов по указанным схемам.

Как видно из табл. 2, средние относительные ошибки прогнозов по варианту 2 и схеме И. З. Лутфулина близки между собой. В качестве

Таблица 2

	1966 г.		1967 г.								Среднее
	3 V	24 V	31 I	1 II	21 II	22 II	28 III	29 III	11 IV	12 IV	
	4,1	4,7	8,2	8,5	6,5	7,2	4,0	3,1	5,2	5,2	5,7
Вариант 2	0,70	0,72	0,72	0,63	0,60	0,83	0,70	0,76	0,75	0,43	0,68
Схема Лутфулина	0,82	0,64	0,57	0,64	0,83	0,90	0,97	0,72	0,69	0,35	0,71

примера на рис. 3—5 приводится прогноз приземного давления 1 февраля 1967 г. Характерной особенностью этого случая является успешный прогноз образования вторичного циклона на юге Скандинавского полуострова. Также уловлены все основные черты процесса. Подробный анализ ошибок не проводился. Можно отметить лишь некоторое увеличение ошибок прогноза приземного давления для областей особых точек поля геопотенциала на поверхности 500 мб, что связано с наличием близких к нулю скоростей геострофического ветра для этих точек. Поскольку в наших расчетах геострофический ветер принимается за скорость веду-

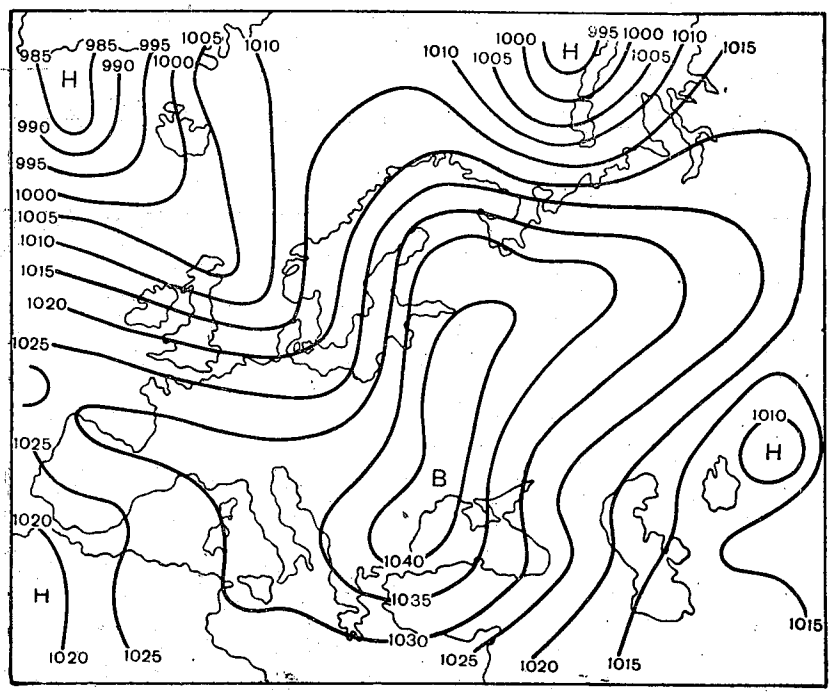


Рис. 3. Исходное поле давления у земли. 03 часа 1 февраля 1967 г.

щего потока, то в этом случае отсутствует перенос поля тенденций и исходная тенденция в данной точке сохраняется практически в течение всего прогноза. Кроме того, при скоростях геострофического ветра, близких к нулю, согласно формуле (6), величина r также близка к нулю и параметр K остается все время близким к единице. Оба эти обстоятельства могут привести к увеличению ошибок прогноза. Окончательные

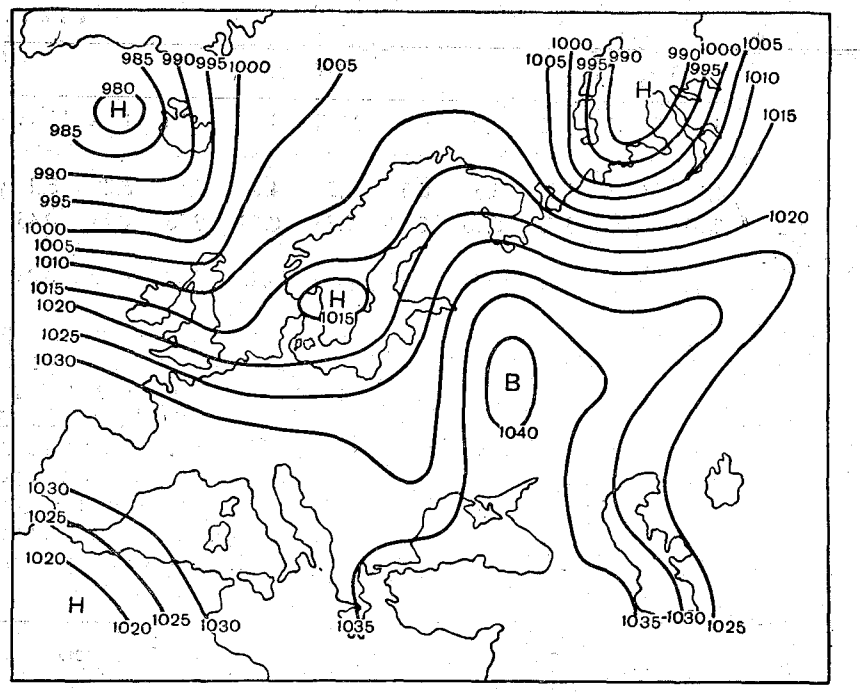


Рис. 4. Прогностическое поле давления на 24 часа с 1 на 2 февраля 1967 г.

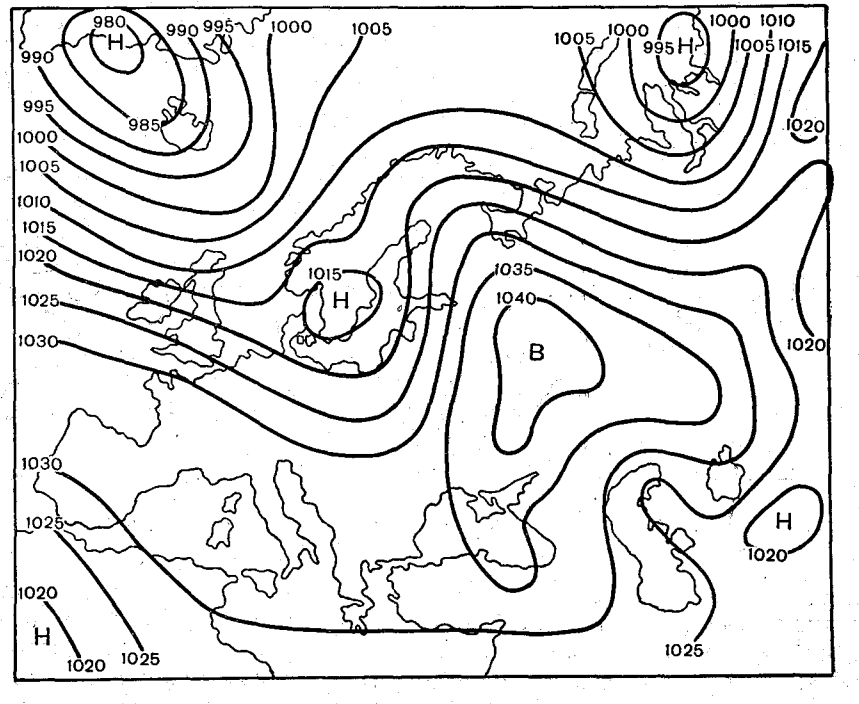


Рис. 5. Фактическое поле давления у земли. 03 часа 2 февраля 1967 г.

выводы о влиянии члена $\frac{\partial H_{500}}{\partial t}$ на успешность прогноза делать, по-видимому, пока преждевременно ввиду недостаточного числа случаев. Сравнение расчетов по вариантам 1 и 2 показывает, что при исключении $\frac{\partial H_{500}}{\partial t}$ несколько уменьшается относительная ошибка прогноза, но при этом уменьшается и коэффициент корреляции. Увеличение относительной ошибки прогнозов при учете члена $\frac{\partial H_{500}}{\partial t}$ частично можно объяснить ошибками прогноза поля геопотенциала поверхности 500 мб с помощью баротропной модели. Подключение изложенной выше схемы прогноза приземного давления к бароклинной схеме прогноза поля геопотенциала на высотах может существенно изменить приведенную оправдываемость. Тем не менее с нашей точки зрения полученные результаты указывают на возможность использования рассмотренной схемы для прогноза поля давления у земли.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бельская Н. Н. Оправдываемость численных прогнозов барического поля у поверхности земли. Труды ЦИП, вып. 158, 1966.
2. Лутфулин И. З. Оперативная схема прогноза барического поля на 24 и 48 час. с использованием исходных данных геопотенциала и приземных изаллобар. Труды симпозиума по численным методам прогноза погоды. Гидрометеоиздат, Л., 1964.
3. Зверев А. С. Синоптическая метеорология. Гидрометеоиздат, Л., 1957.
4. Успенский Б. Д. Теория локальных изменений приземного давления. Метеорология и гидрология, № 1, 1955.
5. Гандин Л. С. Объективный анализ метеорологических полей. Гидрометеоиздат, Л., 1963.
6. Ситников И. Г. Опыт приложения конечно-разностной схемы численного прогноза геопотенциала на среднем уровне. Труды ЦИП, вып. 102, 1962.
7. Ситников И. Г. К вопросу о численном прогнозе геопотенциала на среднем уровне. Труды ЦИП, вып. 126, 1963.
8. Юдин М. И. О прогнозе поля давления численными методами. Труды ГГО, вып. 71, 1957.
9. Дубов А. С. Об учете приземного трения при прогнозе поля давления у земли. Труды ГГО, вып. 71, 1957.
10. Четвериков И. А. Схема объективного анализа карт барической топографии методом оптимальной интерполяции. Труды ЦИП, вып. 102, 1962.
11. Hay I. S., Pasquill F. Diffusion from a Continuous Source in Relation to the Spectrum and Scale of Turbulence. Adv. in Geophysics, v. 6, 1959.
12. Corrsin S. Estimates of the Relations Between Eulerian and Lagrangian Scales in Large Reynolds Number Turbulence. J. Atm. Sci., v. 20, 1963.

Л. А. КЛЮЧНИКОВА, И. И. ЧЕСТНАЯ

РАСЧЕТ ПРОФИЛЯ БОЛЬШИХ СКОРОСТЕЙ ВЕТРА В НИЖНЕМ 100-МЕТРОВОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ ПО НАЗЕМНЫМ ДАННЫМ

Быстрое развитие высотного строительства, авиации, энергетики требует знания точного распределения ветра в нижнем 100-метровом слое атмосферы. Непосредственные измерения скорости ветра на высоте более 10 м очень трудоемки и поэтому носят эпизодический характер. Систематические измерения скорости ветра на метеорологической сети проводятся на высоте около 10 м.

В связи с этим актуальной задачей является разработка методики расчета скорости ветра во всем 100-метровом слое по измеренной скорости на высоте 10 м.

Для строительного проектирования и расчетов ветровых нагрузок на сооружения особенно важно уметь определять скорость сильных ветров. Поэтому на первом этапе настоящей работы исследовался вопрос о расчете профиля ветра при больших скоростях.

В основу предлагаемой методики расчета профиля ветра положена теоретическая модель строения пограничного слоя атмосферы, разработанная в ГГО в отделе физики пограничного слоя под руководством Д. Л. Лайхтмана [1, 2, 4].

Выражение для расчета скорости ветра получается в результате решения системы уравнений: уравнения движения, баланса энергии турбулентности, переноса тепла и влаги в воздухе и почве. Коэффициент турбулентности задается известной функцией высоты

$$k(z) = \begin{cases} k_h \left(\frac{z}{h}\right)^n & \text{для } z_0 < z < h; \quad (1) \\ k_h e^{-a\left(\frac{z}{h}-1\right)} & \text{для } z > h, \quad (2) \end{cases}$$

где z_0 — параметр шероховатости; n — некоторый параметр, зависящий от стратификации; h — высота, на которой коэффициент турбулентности достигает максимальной величины k_h, а выше убывает; a — постоянная, характеризующая быстроту убывания k выше уровня h.

$$k_h = k_1 \left(\frac{h}{z_1}\right)^n.$$

Для определения h используется известное соотношение $k_1 = f(z_0, z_1, \varepsilon, C_1)$, где k_1 и C_1 — коэффициент турбулентности и скорость ветра на некоторой малой высоте z_1; ε — параметр стратификации.

Система уравнений решается для стационарного, однородного по горизонтали и безадвективного воздушного потока. Эта стилизация задачи не вызывает больших ограничений в применимости полученного решения. По оценкам Цейтина Г. Х. [3], влияние нестационарности процессов на скорость ветра мало в приземном слое. Влияние адвекции также не может быть существенным в тонком 100-метровом слое.

Формула для расчета скорости ветра v_z имеет вид

$$v_z = v_{10} \frac{z^{1-n} - z_0^{1-n}}{10^{1-n} - z_0^{1-n}} (1 - \Delta), \qquad (3)$$

v_{10} — известная скорость ветра на высоте 10 м.

Выражение (3) представляет собой обобщенный степенной закон изменения скорости ветра с высотой с поправкой Δ на влияние силы Кориолиса.

Величина Δ является сложной функцией от вышеуказанных параметров, скорости геострофического ветра и стратификации, определяемой распределением температуры в пограничном слое.

Для больших скоростей ветра расчеты Δ упрощаются, так как влияние стратификации на профиль ветра в этом случае пренебрежимо мало (уравнение переноса тепла и влаги в воздухе и почве не используется).

Успешность применения данного метода в значительной степени определяется правильностью выбора расчетных параметров схемы a и n.

Для оценки величины n при равновесных условиях привлекались экспериментальные данные по ветру в слое 200 м, полученные по наблюдениям на телевизионной мачте в Новосибирске. Среднечасовая скорость ветра измерялась анемометрами на высотах 8, 24, 40, 90, 180 м.

За период январь — июнь 1966 г. были отобраны профили ветра со скоростью ветра больше 14 м/сек. на высоте 180 м. Их оказалось 73, и все они приходятся на холодные месяцы (январь, февраль, март). Профили были сгруппированы и осреднены по скорости ветра на высоте 180 м в следующих градациях: 14,1—15, 15,1—16, 16,1—17 и 17,1—22 м/сек.

В табл. 1 приведены средние профили ветра для каждой градации скорости, средний профиль ветра для всех скоростей и число случаев осреднения N.

Таблица 1

Градации скорости (м/сек.) на $z=180$ м	z м								
	8	24	40	65	90	100	140	180	N
14,1—15	4,8	7,1	8,4	10,0	11,0	11,3	12,8	14,4	23
15,1—16	5,3	7,7	9,3	10,8	12,0	12,4	13,9	15,5	18
16,1—17	5,6	8,5	10,2	11,7	12,9	13,3	14,8	16,5	19
17,1—22	6,5	9,8	11,6	13,3	14,5	15,0	17,0	19,1	13
14,1—22	5,5	8,1	9,6	11,2	12,3	12,8	14,2	15,8	73

Оценки параметра n были сделаны по аналогии с определением параметра стратификации ε в приземном слое [5]. При построении зависимости скорости ветра от высоты, точки в координатах $\frac{v_z}{1-\Delta}$ и $\frac{z^{1-n}-1}{1-n}$ ложатся на прямую линию только при одном значении n, соответствующем данному профилю ветра.

Для расчета $\frac{v_z}{1-\Delta}$ необходимо знать шероховатость z_0, так как Δ зависит от шероховатости.

Для определения z_0 была построена экспериментальная зависимость $v_z = f(\lg z)$. Поскольку логарифмический закон изменения скорости ветра с высотой оправдывается только в нижнем слое, верхние точки про-

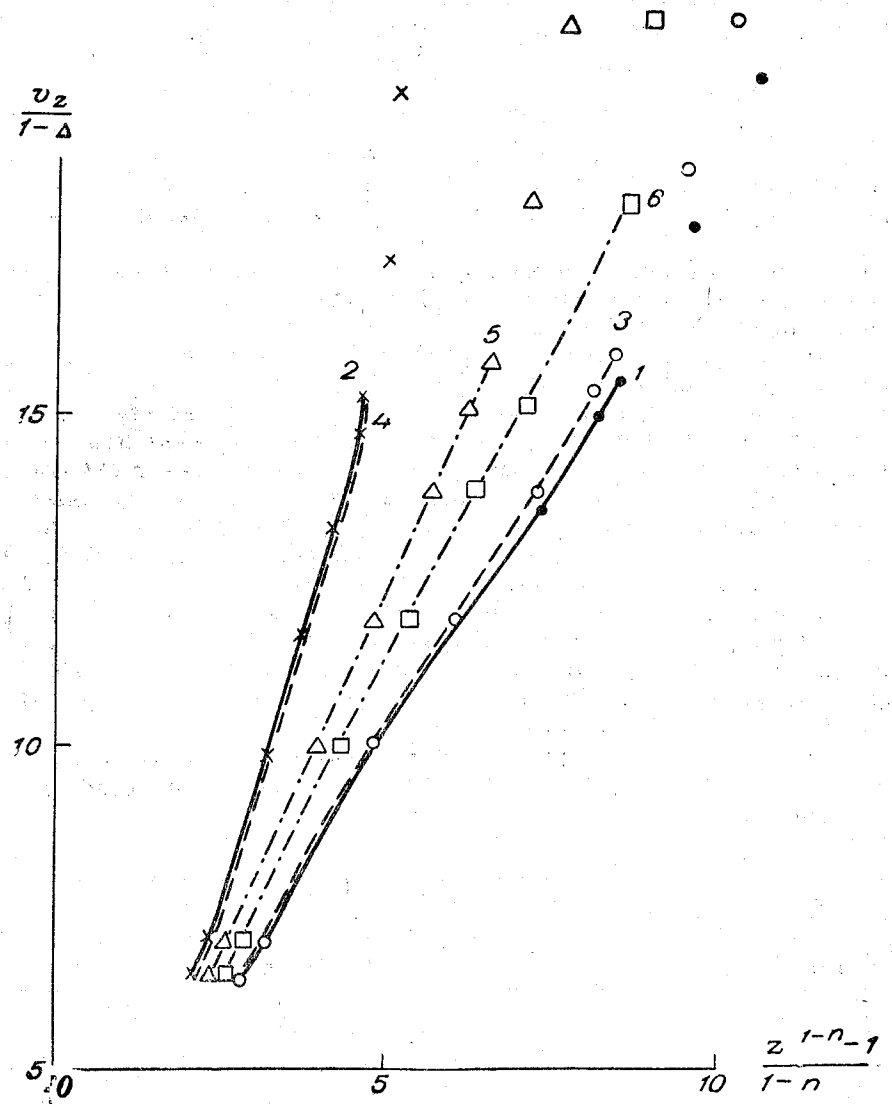


Рис. 1. Пример подбора величины параметра n.

1) $z_0 = 3{,}0$ м, $n = 0{,}99$, 2) $z_0 = 3{,}0$ м, $n = 0{,}75$, 3) $z_0 = 0{,}2$ м, $n = 0{,}99$, 4) $z_0 = 0{,}2$ м, $n = 0{,}75$, 5) $z_0 = 1{,}0$ м, $n = 0{,}80$, 6) $z_0 = 1{,}0$ м, $n = 0{,}85$.

филя не ложатся на прямую линию. Прямые, проведенные по нижним точкам (до 65 м), дают шероховатость $z_0 \approx 1{,}0$ м. Такая величина шероховатости объясняется тем, что телевизионная мачта в Новосибирске расположена в городе и окружена застройками в один-два этажа.

На рис. 1 дан пример подбора параметра n. При шероховатости, равной 3 м (кривые *1, 2*) и 20 см (кривые *3, 4*), и значениях $n = 0{,}99$ и $n = 0{,}75$, точки не ложатся на прямую (кривизна разного знака).

При шероховатости 1 м и $n=0{,}80$ кривизна еще заметна. При $n=0{,}85$ точки наилучшим образом ложатся на прямую линию. Полученное значение $n=0{,}85$ согласуется с ранее сделанными теоретическими оценками n для равновесных условий [2, 4].

Для оценки величины a были рассчитаны профили скорости ветра при нескольких значениях a. Выяснилось, что величина параметра a заметно влияет на профиль скорости ветра выше уровня h. В нижнем 100-метровом слое это влияние пренебрежимо мало. В настоящих расчетах a принималось равным нулю.

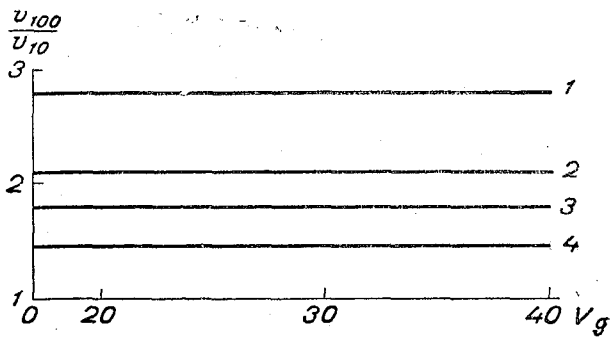


Рис. 2. Теоретическая зависимость $\frac{v_{100}}{v_{10}}$ от геострофического ветра для разных z_0.

1) $z_0=2$ м, 2) $z_0=0{,}5$ м, 3) $z_0=0{,}15$ м, 4) $z_0=0{,}1\cdot10^{-3}$ м.

По формуле (3) были произведены расчеты профиля скорости ветра в 100-метровом слое для различных значений шероховатости подстилающей поверхности, широты места, скорости ветра на верхней границе пограничного слоя. Величина Δ рассчитывалась по формулам, приведенным в [2].

Анализ полученных результатов показал, что по отношению к некоторым вышеуказанным характеристикам скорость ветра в 100-метровом слое чувствительна, в то время как отношение скоростей $\frac{v_z}{v_{10}}$ оказалось довольно консервативным.

На рис. 2 и 3 показана теоретическая зависимость величины $\frac{v_z}{v_{10}}$ от скорости геострофического ветра V_g при V_g более 20 м/сек. и от широты места (φ). Из рисунков видно, что в 100-метровом слое этими зависимостями можно пренебречь. Физически это можно объяснить тем, что влияние V_g и φ на скорость ветра почти одинаково во всем слое 10—100 м.

На рис. 4 приведена зависимость величины $\frac{v_z}{v_{10}}$ от величины скорости ветра на высоте 180 м, полученная по наблюдениям в Новосибирске.

Экспериментальные данные хорошо подтверждают полученную теоретически консервативность величины $\frac{v_z}{v_{10}}$ по отношению к скорости ветра при больших скоростях.

Окончательные результаты расчетов представлены в виде отношения $\frac{v_z}{v_{10}}$, и число параметров, от которых оно зависит, сведено к двум: z и z_0 (табл. 2).

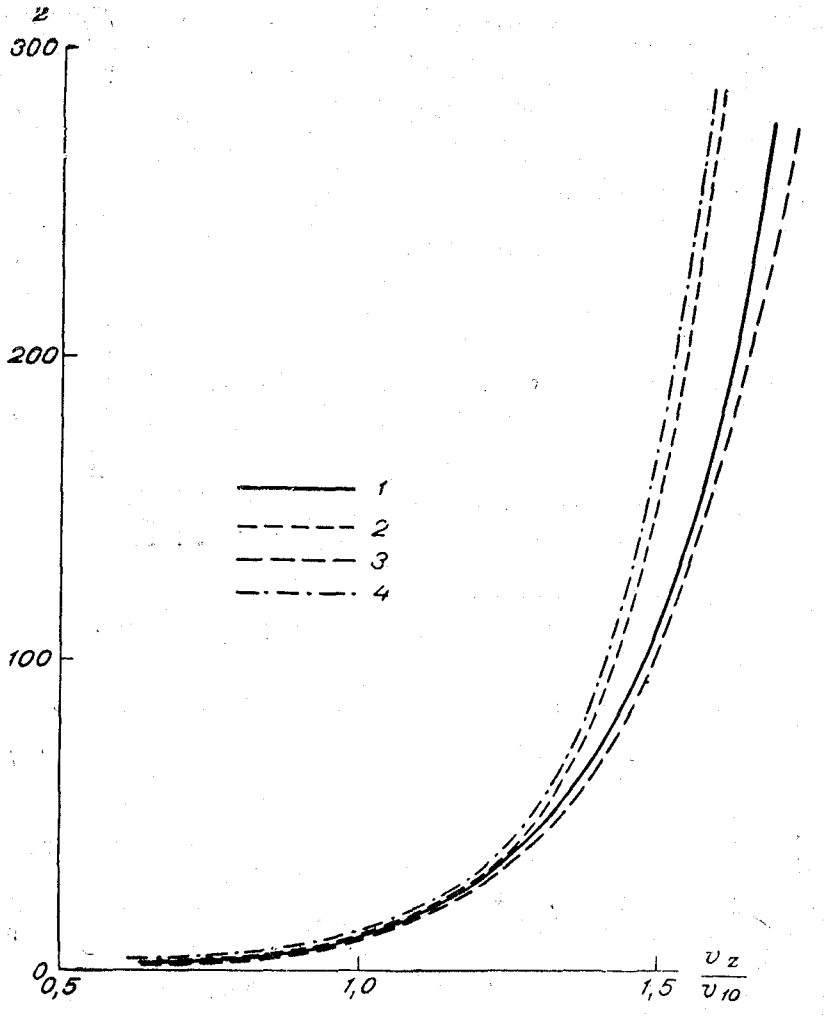


Рис. 3. Теоретическая зависимость $\frac{v_z}{v_{10}}$ от широты.

1) $V_g = 15$ м/сек., $\varphi = 30°$, *2)* $V_g = 15$ м/сек., $\varphi = 60°$, *3)* $V_g = 40$ м/сек., $\varphi = 30°$, *4)* $V_g = 40$ м/сек., $\varphi = 60°$.

В табл. 3 приводятся значения $\frac{v_z}{v_{10}}$ для разных высот, снятые со среднего экспериментального профиля ветра для Новосибирска, и теоретические значения $\frac{v_z}{v_{10}}$, взятые из табл. 2 для $z_0 = 1$ м.

Расхождение теоретических и экспериментальных значений $\frac{v_z}{v_{10}}$ на всех высотах не превышает 6—7%.

Отдельные случаи сильного ветра при условии однородности и безадвективности потока были отобраны из материалов наблюдений на мачтах в Обнинске и Минске. Величина шероховатости по этим отдельным профилям получилась для Обнинска приблизительно 10—15 см, для Минска примерно 2,5 м.

В табл. 4 приведены значения величины $\frac{v_z}{v_{10}}$ для Обнинска и Минска и теоретические ее значения из табл. 2 для соответствующих значений

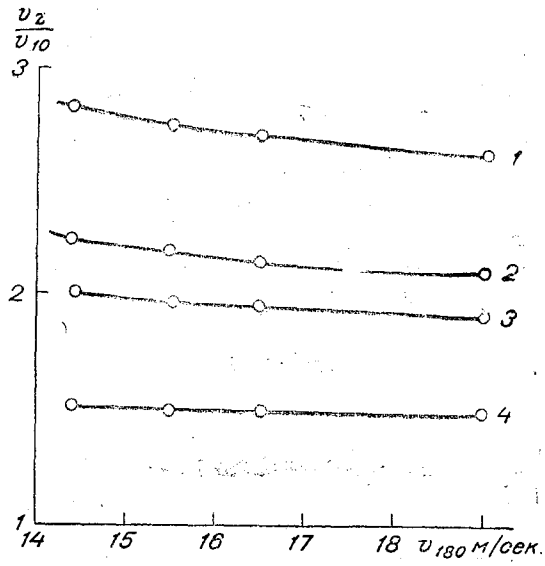


Рис. 4. Экспериментальная зависимость отношения $\frac{v_z}{v_{10}}$ от скорости ветра на высоте 180 м.

1) $\frac{v_{180}}{v_{10}}$, 2) $\frac{v_{100}}{v_{10}}$, 3) $\frac{v_{70}}{v_{10}}$, 4) $\frac{v_{30}}{v_{10}}$.

z_0. Теоретические величины $\frac{v_z}{v_{10}}$ для шероховатости 2,5 м получены в результате линейной экстраполяции значений $\frac{v_z}{v_{10}}$ в табл. 2 до их значений при шероховатости 2,5 м.

При сравнении теоретических и экспериментальных значений $\frac{v_z}{v_{10}}$ оказалось, что они удовлетворительно согласуются для разных значений z_0. Это позволяет использовать табл. 2 для расчета скорости ветра в 100-метровом слое в различных условиях растительного покрова на равнинной местности.

Таблица 2

Значения $\frac{v_z}{v_{10}}$

z м	z_0 см									
	0,01	0,5	2,0	4,0	7,0	15,0	50,0	100,0	150,0	200,0
10	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
20	1,12	1,15	1,17	1,18	1,19	1,20	1,25	1,33	1,41	1,50
30	1,20	1,26	1,31	1,33	1,36	1,39	1,48	1,59	1,70	1,82
40	1,25	1,33	1,40	1,43	1,46	1,50	1,60	1,76	1,92	2,08
50	1,31	1,37	1,46	1,49	1,53	1,57	1,70	1,88	2,07	2,25
60	1,35	1,44	1,52	1,56	1,60	1,65	1,78	1,98	2,18	2,38
70	1,38	1,48	1,56	1,61	1,65	1,70	1,85	2,07	2,28	2,50
80	1,41	1,51	1,60	1,65	1,69	1,74	1,90	2,14	2,38	2,61
90	1,43	1,54	1,63	1,68	1,73	1,78	1,95	2,21	2,46	2,72
100	1,45	1,56	1,66	1,71	1,76	1,82	2,0	2,27	2,54	2,82

Таблица 3

Значения $\frac{v_z}{v_{10}}$

	z м								
	20	30	40	50	60	70	80	90	100
Экспериментальные данные, Новосибирск . . .	1,24	1,50	1,68	1,80	1,88	1,97	2,05	2,12	2,18
Теоретические данные . .	1,33	1,59	1,76	1,88	1,98	2,07	2,14	2,21	2,27

Таблица 4

Значения $\frac{v_z}{v_{10}}$

	z м									Число случаев
	20	30	40	50	60	70	80	90	100	
Обнинск										
Экспериментальные данные . .	1,18	1,34	1,42	1,48	1,52	1,57	1,62	1,65	1,70	1
Теоретические данные	1,20	1,39	1,50	1,57	1,65	1,70	1,74	1,78	1,82	
Минск										
Экспериментальные данные . .	1,50	1,80	2,10	2,30	2,50	2,65	2,80	2,92	3,10	4
Теоретические данные	1,60	1,94	2,24	2,45	2,68	2,73	2,86	2,98	3,10	

Полученная таблица коэффициентов $\frac{v_z}{v_{10}}$ не может быть использована для расчета профиля скорости ветра в случаях, когда ветер на высоте 10 м меньше 7 м/сек., а также в случаях сильных ветров, обусловленных местной циркуляцией (борой и феновыми ветрами).

Итак, исходными данными для расчета профиля скорости ветра являются v_{10} и z_0.

Для характеристики ветра на высоте 10 м следует использовать данные наблюдений по анемометрам с 10-минутным осреднением. С меньшей точностью расчета могут быть использованы данные наблюдений по флюгеру Вильда, так как скорость ветра в этом случае осредняется по промежутку времени не больше 2 мин.

При осреднении скорости ветра по малому промежутку времени фиксируется не средняя скорость потока, обусловленная взаимодействием силы барического градиента, силы Кориолиса и сил трения [формула (3)], а отдельные порывы, мощность которых определяется масштабом вихрей и траекторией их движения. Закон изменения порывистости с высотой отличен от закона изменений средней скорости, поэтому при экстраполяции скорости ветра, измеренной по флюгеру, от высоты 10 м в верхние слои по формуле (3) могут быть погрешности.

Особенно значительные ошибки могут быть в случае очень сильных ветров (более 20 м/сек. на высоте 10 м), когда наблюдается усиленная порывистость ветра. По сравнению с данными по анеморумбометру ско-

рость ветра по флюгеру в этих случаях может быть завышена на 6—8 м/сек. [6, 7, 8]. Поэтому при использовании данных флюгера для расчетов скорости ветра в 100-метровом слое необходимо осреднять показания флюгера за достаточно большой интервал времени. Чем больше порывистость ветра, тем больше должен быть период осреднения.

Поскольку величина скорости ветра на высоте 10 м в значительной мере определяется степенью открытости места, то при подборе материала для расчета ветра в 100-метровом слое необходимо использовать данные станций с учетом их местоположения: при расчете профиля ветра для открытого места используются данные станций, расположенных на открытом месте, для защищенных мест этого же района следует использовать данные станций, расположенных в подобных условиях.

Шероховатость подстилающей поверхности z_0 определяется по табл. 5.

Для промежуточных значений z и z_0 значения $\frac{v_z}{v_{10}}$ определяются путем линейной интерполяции между соседними значениями $\frac{v_z}{v_{10}}$. Для более точных расчетов по данным табл. 2 строятся графики $\frac{v_z}{v_{10}} = f(z)$ и $\frac{v_z}{v_{10}} = f_1(z_0)$ и значения $\frac{v_z}{v_{10}}$ снимаются с этих графиков.

Таблица 5

Характер подстилающей поверхности в радиусе 1,0—5,0 км от места измерения ветра	z_0 см
Снег (ровная поверхность)	0,05
Снежная поверхность с естественным редким кустарником высотой 2 м	0,5
Оголенная плотная почва	1,0
Скошенная трава, полупустыня, сухая степь	2,0
Высокая трава, 60—70 см	
$v_{10} = 7$—12 м/сек.	7,0
$v_{10} > 12$ м/сек.	4,0
Редкий кустарник высотой 2 м; Пустыня с песчаными барханами	15,0
Лес, перемежающийся оврагами	50,0
Город	
низкая застройка	100,0
высокая застройка	300,0

Для уточнения рекомендуемой методики расчета профиля скорости ветра по наземным данным необходимы надежные экспериментальные материалы по распределению ветра над поверхностями с различной шероховатостью. Дальнейшие исследования должны проводиться как в направлении выяснения механизма возникновения шквальных ветров у земли, так и в направлении определения точности измерения скорости ветра по флюгеру в этих условиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Гидрометеоиздат, Л., 1961.
2. Ключникова Л. А., Лайхтман Д. Л., Цейтин Г. Х. К вопросу о расчете вертикального профиля ветра в пограничном слое атмосферы. Труды ГГО, вып. 167, 1965.

3 Цейтин Г. Х. О теоретическом профиле скорости ветра при нестационарных условиях. Труды ГГО, вып. 187, 1966.
4. Бортковский Р. С., Орленко Л. Р., Цейтин Г. Х. К расчету ветра и касательного напряжения над водной поверхностью. Труды ГГО, вып. 187, 1966.
5. Лайхтман Д. Л., Чудновский А. Ф. Физика приземного слоя атмосферы. Гостехиздат, 1949.
6. Меликишвилли О. Е. Об измерении скорости ветра. Сб. работ Тбилисской ГМО, вып. 3, 1966.
7. Подрезов О. А. О порывистости ветра в горных районах. Труды КазНИГМИ, вып. 25, 1966.
8. Смирнов С. А. Некоторые результаты сравнительных наблюдений по анеморумбометру М-63 и флюгеру. Труды ГГО, вып. 214, 1967.

З. М. УТИНА

ОПЫТ РАСЧЕТА СОСТАВЛЯЮЩИХ БАЛАНСА ЭНЕРГИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Изучение баланса энергии турбулентности представляет в настоящее время большой интерес. Объясняется это прежде всего тем, что, во-первых, уравнение баланса энергии турбулентности достаточно широко применяется в теоретических работах, посвященных пограничному и приземному слоям. Кроме того, при экспериментальном изучении турбулентности применение этого уравнения дает возможность контролировать правильность получаемых величин. Между тем, экспериментальных данных о соотношении составляющих этого уравнения чрезвычайно мало [1, 2].

В цимлянской экспедиции в июле 1965 г. проводился комплекс исследований пограничного слоя, позволивший рассчитать отдельные составляющие баланса энергии турбулентности. Расчет проводился для высот 1 и 4 м.

Как известно, уравнение баланса энергии турбулентности для горизонтально-однородного слоя записывается в виде

$$\frac{db^2}{dt} = V_*^2 \frac{du}{dz} + \frac{g\,q}{T\rho\,c_p} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b^2}{\partial z},$$

где V_* — динамическая скорость, u — скорость ветра, q — турбулентный поток тепла, b^2 — кинетическая энергия турбулентности,

$$b^2 = \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}}{2},$$

ε — диссипация энергии турбулентности в тепло, k — коэффициент турбулентности. Остальные обозначения общеприняты.

Пульсационные данные, необходимые для расчета составляющих баланса энергии турбулентности, были получены сотрудниками ИФА С. Л. Зубковским и Б. М. Копровым и использовались в данной работе с их любезного согласия. Методика пульсационных измерений и расчета V_*^2, q, ε по пульсационным данным описана в [3].

Расчет компонент баланса энергии турбулентности проводился следующим образом.

Для расчета первого члена использовались данные V_*^2, полученные по записи пульсаций ветра, измеренных акустическими анемометрами ($V_*^2 = \overline{u'w'}$), и данные о градиенте скорости ветра, полученные из градиентных наблюдений. Для контроля данные V_*^2 сопоставлялись с ве-

личинами $V_*^2 = \frac{\tau}{\rho}$, где τ — касательное напряжение при $z=0$, непосредственно измеренное по прибору Н. В. Кучерова [4]. Кроме того, V_*^2 рассчитывалось по данным градиентных измерений ветра [5]. Для расчетов использовались случаи, когда согласование величин, полученных по прибору Н. В. Кучерова и рассчитанных по градиентным данным, было хорошим и когда касательное напряжение плавно менялось по высоте.

Градиент скорости ветра $\frac{du}{dz} = \frac{\Delta u}{\Delta \ln z} \frac{1}{z}$ вычислялся по данным градиентных измерений ветра в слое 0,25—16 м. Величина $\frac{\Delta u}{\Delta \ln z}$ снималась с графика скорости ветра, построенного в полулогарифмическом масштабе.

Расчет $\frac{q}{\rho c_p}$ проводился по данным пульсационных наблюдений $\frac{q}{\rho c_p} = \overline{T' w'}$ для тех случаев, когда эти данные хорошо согласовывались с данными турбулентного потока тепла, рассчитанными по градиентным измерениям ветра и температуры [5, 6]. Дополнительным контролем правильности определения турбулентного потока тепла служило замыкание теплового баланса

$$q = R - LE - B,$$

где R — радиационный баланс, измеренный балансомером Янишевского [6], E — испарение, рассчитанное по данным градиентных измерений ветра и влажности [6], B — поток тепла в почву, рассчитанный по данным о профиле температуры в почве и теплофизическим характеристикам.

Следующий член уравнения баланса энергии турбулентности — диссипация ε — определялся по измерениям спектральных плотностей пульсаций компонент ветра на частоте 3,6 периода в секунду. Расчет ε проводился в предположении справедливости закона 5/3 Колмогорова — Обухова [3].

Расчет $\frac{db^2}{dt}$ проводился методом конечных разностей по данным о пульсациях компонент ветра (u', v', w') в предыдущий и последующий сроки наблюдений.

$$\frac{db^2}{dt} = \frac{\Delta b^2}{\Delta t}.$$

Значения $\frac{db^2}{dt}$ на уровнях 1 и 4 м оказались на несколько порядков меньше, чем величина остальных членов. Также очень небольшим оказалось значение диффузионного члена в уравнении баланса энергии турбулентности $\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b^2}{\partial z}$; расчет этого члена проводился при самом простом предположении, что b^2 линейно меняется с высотой и $\frac{\partial b^2}{\partial z} = \frac{\Delta b^2}{\Delta z}$,

$$\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b^2}{\partial z} = \frac{k \frac{\partial b}{\partial z}\Big|_{z_1} - k \frac{\partial b}{\partial z}\Big|_{z_2}}{z_2 - z_1} = \frac{\Delta b^2}{(\Delta z)^2} (k_2 - k_1).$$

Значения k_1 и k_2 рассчитывались, по данным о касательном напряжении и о градиенте скорости ветра на уровнях z_1 и z_2, $K = \frac{V_*^2}{\frac{du}{dz}}$.

Таблица 1

Составляющие баланса энергии турбулентности на уровне 1 и 4 м (см²/сек.³)

Число	Часы, мин.	$V_* \frac{du}{dz}$	$\frac{g}{T}\frac{q}{c_p\rho}$	ε	$\frac{\Delta b}{\Delta t}$	%
			$z = 1$ м			
13	14 15	501	69,7	437		76
	17 55	276	15,1	184		63
20	10 35	768	32,5	430	1,0	54
	11 35	381	45,3	277	8,4	65
	12 35	625	31,4	371	9,4	56
	13 35	483	34,9	281	3,2	54
	17 35	1143	2,3	725	3,2	62
22	11 15	163	39,5	253	—2,0	125
	13 15	815	41,9	452		53
	18 55	217	0	141		65
23	7 35	37	6,1	51	7,6	118
	9 35	163	58,1	207	7,7	94
	12 55	304	31,6	487	—9,2	145
	13 55	339	42,9	543	—2,1	142
	15 25	441	30,4	323		69
28	11 35	776	18,2	842		106
	12 55	666	4,2	967		144
	19 15	1072	—2,8	583		55
			$z = 4$ м			
13	12 55	373	119	673		137
	13 35	274	67,7	189		55
16	8 55	149	45,3	95		49
20	11 05	63,4	63,9	89	—1,8	70
	12 05	77,0	20,9	40	7,9	41
	13 05	130,5	51,1	130	—8,5	72
	13 55	70,8	25,8	82		85
	18 05	156,8	0,6	285		133
22	12 35	94	44,5	80	12,3	58
	13 45	178	73,1	129		51
23	8 35	5,4	30,7	28	6,2	78
	13 25	41,9	57,3	105	—5,2	106
	14 25	83,1	53,3	119	10,1	87
	15 55	42,0	35,2	46		60
28	10 55	123	37,2	161		100
	17 35	383	4,0	586		151
	18 05	466	3,6	764		163
	18 45	403	—1,3	641		160

Проведенные таким образом расчеты показывают, что этот член[1] составляет несколько единиц см²/сек³. Следовательно, несмотря на грубость такой оценки, можно сделать вывод, что диффузия на уровнях 1 и 4 м не играет заметной роли в балансе энергии турбулентности.

Результаты вычислений составляющих баланса энергии турбулентности на уровнях 1 и 4 м приведены в табл. 1. В последней графе таблицы дано соотношение (в процентах) расходной и приходной частей баланса.

Как показывает таблица, расхождение расходной и приходной частей баланса энергии турбулентности составляет менее 50%. Основную роль в балансе на высотах 1 и 4 м при конвективных условиях играют трансформация энергии среднего движения в энергию турбулентности и диссипация энергии турбулентности в тепло. Поступление энергии турбулентности за счет эффекта плавучести имеет меньшее значение при $z=1$ м и соизмеримо с трансформационным членом при $z=4$ м. Нестационарность и диффузия энергии турбулентности на этих высотах несущественны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ламли Д. Л., Пановский Г. А. Структура атмосферной турбулентности. Изд-во «Мир», 1966.
2. Зубковский С. Л. Турбулентный перенос в нижнем слое атмосферы над сушей и морем. Тезисы доклада на симпозиуме по проблемам турбулентных течений, включая геофизические приложения. Изд-во «Наукова думка», Киев, 1967.
3. Большеверов В. М. [и др.]. Приборы для измерений пульсаций температуры и скорости ветра и для статистического анализа результатов измерений. Труды ИФА, № 4, 1962.
4. Кучеров Н. В. Результаты измерения касательного напряжения ветра. Труды ГГО, вып. 167, 1965.
5. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Гидрометеоиздат, Л., 1955.
6. Огнева Т. А. Некоторые особенности теплового баланса деятельной поверхности. Гидрометеоиздат, Л., 1949.

[1] Значения остальных составляющих баланса энергии турбулентности приводятся в табл. 1.

Н. З. АРИЕЛЬ

ОЦЕНКА ИСКАЖЕНИЙ И ПОГРЕШНОСТЕЙ РАСЧЕТА СПЕКТРОВ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ

1. В настоящее время в метеорологии при изучении турбулентности довольно широко используют статистические характеристики метеоэлементов и, в частности, спектры.

Расчет спектров по записям случайной величины $f(t)$ чаще всего производится обращением Фурье корреляционной функции. Однако наличие ограниченной по времени записи $f(t)$ дает возможность надежно получить корреляционную функцию $R_T{}^0(\tau)$ только до аргумента $\tau = T_m$, не превышающего $0{,}1T$ (T — длина записи $f(t)$) [1]. Поскольку обращение Фурье должно производиться в пределах от нуля до бесконечности, это приводит к необходимости применения аналитических фильтров. В работе Блекмана и Тьюки [2] приводятся некоторые виды таких фильтров.

Одним из методов получения спектра является обращение Фурье произведения $R_T(\tau)\ \frac{\sin \pi\tau/T_m}{\pi\tau/T_m}$. Здесь $R_T(\tau)$ — корреляционная функция, полученная по сдвоенному ряду экспериментальных данных, а $\frac{\sin\pi\tau/T_m}{\pi\tau/T_m}$ является фильтром. Подробно эта методика изложена в работе [3]. Интересно было оценить искажения и погрешности спектров, получаемых по данной методике. Такая оценка была проделана, и результаты приводятся в настоящей статье.

2. Для оценки погрешности из-за ограниченности записи $f(t)$ были использованы общие формулы для дисперсии спектров при обращении Фурье корреляционной функции, умноженной на фильтр $F_i\ (\tau_1)$, приведенные в [2]. Эти формулы получены в предположении о том, что четвертые моменты связаны со вторыми так, как это имеет место в гауссовом распределении. В случае непрерывной записи $f(t)$ дисперсия спектра имеет следующий вид (см. [2]):

$$\operatorname{var}\{P_i(f_1)\} = \frac{1}{4}\int_{-\infty}^{\infty} [H_i(f_i, f_1)]^2\, \Gamma(f)\, df, \tag{1}$$

где var $\{P_i(f_1)\}$ — дисперсия спектра $P_i(f_1)$; $H_i(f_i, f_1)$ — спектр фильтра $F_i\ (\tau_1)$;

$$\Gamma(f) = 4\int_{-\infty}^{\infty} P(f+f')\, P(f-f') \left(\frac{\sin \omega' T}{\omega' T}\right)^2 df', \tag{2}$$

T — длина записи $f(t)$; $\omega' = 2\pi f'$.

Если для простоты принять $P(f)=A$ (белый шум), то получатся следующие выражения для относительной погрешности спектра $B(f)$:

а) фильтр F_0 — прямоугольник в пространстве времени

$$B_1(f_1)=\sqrt{\frac{T_m}{T}+\frac{1}{4\pi T f_1}\sin 4\pi T_m f_1}; \tag{3}$$

б) фильтр $F_2=\begin{cases}\frac{1}{2}\left(1+\cos\frac{\pi\tau}{T_m}\right) & \text{при } |\tau|<T_m\\ 0 & \text{при } |\tau|>T_m\end{cases}$

где T_m — максимальный аргумент, до которого можно считать $R_T(\tau)$ с погрешностью до 30%,

$$B_2(f_1)=\sqrt{\frac{3}{8}\frac{T_m}{T}\left\{1+\frac{2}{3}\frac{\sin 4\pi T_m f_1}{4\pi T_m f_1}\left[\frac{3}{2}-\frac{2}{1-\frac{\pi^2}{16\pi^2 T_m^2 f_1^2}}+\frac{1}{2\left(1-\frac{4\pi^2}{16\pi^2 T_m^2 f_1^2}\right)}\right]\right\}}; \tag{4}$$

в) фильтр $F_3=\frac{\sin \pi\tau/T_m}{\pi\tau/T_m}$ — прямоугольник в пространстве частот

$$B_3(\omega_1)=\begin{cases}\sqrt{\frac{T_m}{T}\left(2-\frac{T_m\omega_1}{\pi}\right)} & \text{при } \omega_1\leqslant\frac{\pi}{T_m} \quad (5а)\\ \sqrt{\frac{T_m}{T}} & \text{при } \omega_1\geqslant\frac{\pi}{T_m} \quad (5б)\end{cases}$$

При использовании фильтров рабочий диапазон частот фактически всегда ограничен со стороны низких частот значением $\frac{\pi}{T_m}$. Из формул (3) — (5) видно, что на высоких частотах, т. е. в рабочем диапазоне частот, зависимость погрешности от частоты практически исчезает и $B_1=\sqrt{T_m/T}$, $B_2=\sqrt{\frac{3}{8}T_m/T}$ и $B_3=\sqrt{T_m/T}$, т. е. B_1 и B_3 одинаковы, а B_2 несколько меньше. В большинстве случаев при расчетах используется $T_m/T=0{,}1$. Тогда погрешности расчета спектров из-за ограниченности записи будут равны $B_1=B_3=0{,}3$, а $B_2=0{,}2$.

Обычно для расчета спектров используется дискретный ряд значений $f(t)$. Поэтому интересно было оценить погрешности спектра для этого случая. Для дискретного ряда значений корреляционная функция получается тоже в виде дискретного ряда значений через интервал Δt. Это значит, что для получения спектра производится обращение Фурье произведения $R_T(\tau)$ на некоторую функцию $Z(t,\Delta t)=\Delta t\sum\limits_{q=-\infty}^{\infty}\delta(t-q\Delta t)$ (δ — дельта-функция Дирака) для бесконечного ряда значений, либо на

$$Z_m(t,\Delta t)=\Delta t\sum_{q=-(m-1)}^{m-1}\delta(t-q\Delta t)+\frac{\Delta t}{2}\left\{\delta(t-m\Delta t)+\delta(t+m\Delta t)\right\}$$

(здесь $m=T_m/\Delta t$, T_m — интервал, в котором известны значения $R_T(\tau)$) для конечного ряда $f(t)$. Подробно это изложено в работах [2, 4]. Из ра-

боты [2] следует, что выражение для дисперсии спектра, рассчитанного по дискретному и ограниченному ряду данных, имеет следующий вид:

$$\operatorname{var}\{U_r\} = \frac{1}{4}\int_{-\infty}^{\infty}\left[H_{iA}\left(f;\ \frac{r}{2m\Delta t}\right)\right]^2 \Gamma_{\Delta t}(f)\,df, \tag{6}$$

где

$$\Gamma_{\Delta t}(f) = 4\int_{-\infty}^{\infty} P(f+f')\,P(f-f')\left(\frac{\sin\omega' n\Delta t}{n\sin\omega'\Delta t}\right)^2 df'; \tag{7}$$

var $\{U_r\}$ — дисперсия спектра U_r, рассчитанного по дискретному ряду значений $f(t)$ для частоты $f=\frac{r}{2m\Delta t}$; n — число значений $f(t)$; Δt — интервал между этими значениями; $H_{iA}\left(f;\ \frac{r}{2m\Delta t}\right)$ — спектр произведения фильтра и функции $Z_m(t;\ \Delta t)$.

Вместо H_{iA} можно оценить $Q(f;\ \Delta t)$, которое связано с H_{iA} следующим соотношением:

$$H_i(f;\ f_1) = Q_i(f+f_1) + Q_i(f-f_1), \tag{8}$$

где $Q_i(f;\ f_1)$ — есть спектр фильтра. Тогда

$$Q(f;\ \Delta t) = \int_{-\infty}^{\infty} Q_i(f-f_1)\sum_{q=-\infty}^{\infty}\delta\left(f-\frac{q}{\Delta t}\right)df = \sum_{q=-\infty}^{\infty} Q_i\left(f-\frac{q}{\Delta t}\right). \tag{8a}$$

Спектр фильтра F_3 есть прямоугольник на участке частот $\omega_1-\frac{\pi}{T_m}<\omega<\omega_1+\frac{\pi}{T_m}\left(\text{где } \omega_1 \geqslant \frac{\pi}{T_m}\right)$, поэтому все частоты, находящиеся вне этого прямоугольника никакого вклада в Q не дают и нет так называемого перекрывания (см. [2]). А так как всегда $\frac{2\pi|q|}{\Delta t} > \frac{\pi}{T_m}$ (так как $T_m \gg \Delta t$), то спектр фильтра для дискретного ряда равен спектру фильтра для непрерывного ряда.

Тогда для $P(f)=A$ в рабочем диапазоне частот $\left(\text{т. е. при } \omega_1 \geqslant \frac{\pi}{T_m}\right)$ относительная погрешность спектра может быть определена из следующего выражения:

$$B(\omega_1) = \sqrt{\frac{T_m}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\left(\frac{\sin\omega' n\Delta t}{n\sin\omega'\Delta t}\right)^2 d\omega'}. \tag{9}$$

Здесь $\int_{-\infty}^{\infty}\left(\frac{\sin\omega' n\Delta t}{n\sin\omega'\Delta t}\right)^2 d\omega'$ можно представить следующим образом:

$$2S = \int_{-\infty}^{\infty}\left(\frac{\sin\omega' n\Delta t}{n\sin\omega'\Delta t}\right)^2 d\omega' = \frac{2}{n^2}\int_{0}^{\infty}\frac{\sin^2\omega' n\Delta t}{\sin^2\omega'\Delta t}\,d\omega'$$

(n — всегда целое число).

В нашем случае ω' изменяется в определенных пределах, а именно от π/T_m до $\pi/\Delta t$. Тогда приведенный выше интеграл может быть записан в виде

$$\frac{2}{n^2}\int_{\pi/T_m}^{\pi/\Delta t}\frac{\sin^2\omega' n\Delta t}{\sin^2\omega'\Delta t}\,d\omega',$$

Ниже приводятся результаты численного интегрирования:

n	50	100	200	400
$2S$	$19{,}06\cdot10^{-3}$	$9{,}51\cdot10^{-3}$	$4{,}7\cdot10^{-3}$	$2{,}38\cdot10^{-3}$
$B(\omega_1)$	0,309	0,309	0,309	0,309

Так как ранее было показано, что погрешность только за счет ограниченности записи составляет примерно 0,3, то из приведенных результатов следует, что роль дискретности данных в формировании погрешности (при достаточно большом n) пренебрежимо мала и уменьшение числа точек до 50 погрешности практически не изменяет. Основная погрешность при расчете спектров обусловлена, таким образом, ограниченностью записи $f(t)$. Уменьшение числа точек при заданной длине записи означает увеличение интервала Δt между точками, что просто приведет к сокращению полного интервала частот, для которого можно считать спектр, так как из-за дискретности ряда $f(t)$ рабочий диапазон ограничен со стороны высоких частот частотой $\pi/\Delta t$. По-видимому, характер изменения погрешности с частотой практически не изменится при другом виде спектра $P(f)$.

3. Иногда для расчета спектра используется корреляционная функция $R_T(\tau)$, рассчитанная по нормированной структурной функции $D(\tau)$. При наличии крупномасштабных изменений за время записи T дисперсия σ^2 будет меняться и $D(\tau)$ не будет достигать величины $2\sigma^2$, т. е. $R_T(\tau)$ — нормированная корреляционная функция не будет доходить до нуля. Так как корреляционная функция определяется из соотношения $R(\tau)=1-\frac{D(\tau)}{2\sigma^2}$, то влияние этого эффекта скажется через нормировку. Истинная дисперсия σ_0^2 будет больше дисперсии σ_1^2 (после исключения крупномасштабных изменений), полученной по интервалу T. Если имеется ряд записей одинаковой длины при близких внешних условиях, то средняя из структурных функций, полученных по этим записям, стремится к истинному значению структурной функции (см. [1]). Используя это обстоятельство, можно получить связь нормированной корреляционной функции $R_1(\tau)$ с истинной корреляционной функцией $R_0(\tau)$

$$R_1(\tau)=1-\frac{\sigma_0^2}{\sigma_1^2}+\frac{\sigma_0^2}{\sigma_1^2}R_0(\tau)\,. \tag{10}$$

Можно показать, что обращение Фурье такой корреляционной функции по изложенному методу будет отличаться от истинного нормированного спектра только постоянным смещением на всех частотах, равным $\left(1-\frac{\sigma_0^2}{\sigma_1^2}\right)\frac{T_m}{2}$; кроме того, каждая ордината еще умножается на отношение σ_0^2/σ_1^2.

Действительно, обращение Фурье от (10) с фильтром F_3 имеет следующий вид:

$$P(\omega_i)=\frac{\sigma_0^2}{\sigma_i^2}\int\limits_{\omega_i-\frac{\pi}{T_m}}^{\omega_i+\frac{\pi}{T_m}}\frac{T_m}{2}\,\frac{T}{2\pi}\,\frac{a^2(\omega)+b^2(\omega)}{2}\,d\omega+\left(1-\frac{\sigma_0^2}{\sigma_i^2}\right)\frac{T_m}{2}$$

$$\text{для } |\omega_i-\omega|<\frac{\pi}{T_m}. \tag{11}$$

Если считать обращение Фурье от корреляционной функции, умноженной на фильтр F_0 (прямоугольник в пространстве времени), то влия-

ние этого эффекта будет разным на разных частотах. Это видно из следующей формулы:

$$P_a(\omega) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\omega} \sin \omega T_m \left[\frac{\sigma_0^2}{\sigma_i^2} \int_0^{T_m} R_0(\tau) \cos \omega \tau \, d\tau + \right.$$

$$\left. + \left(1 - \frac{\sigma_0^2}{\sigma_i^2}\right) \frac{\sin \omega T_m}{\omega} \right] d\omega. \qquad (12)$$

4. В большинстве метеорологических процессов имеет место изменение средней величины приблизительно по синусоидальному закону. Эффект такого изменения среднего легко учесть, если считать, что дисперсия процесса остается постоянной. Это справедливо, например, для случая морского волнения, когда на ветровое волнение накладывается зыбь, и в первом приближении годится для пульсаций температуры при наличии суточного или годового хода.

Если амплитуда изменения среднего есть A, а частота α, то корреляционную функцию процесса можно записать в следующем виде:

$$R_T(\tau) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} [f(t) - A \sin \alpha t] [f(t+\tau) - A \sin \alpha (t+\tau)] \, dt =$$

$$= R_T^0(\tau) + \frac{A^2}{2} \cos \alpha \tau - \frac{A^2}{2 \alpha T} \sin \alpha T \cos \alpha \tau, \qquad (13)$$

где $R_T^0(\tau)$ — обычная корреляционная функция стационарного процесса.

Третье слагаемое в правой части выражения (13) равно нулю, так как для того, чтобы $\bar{f}=0$, T должно быть кратным целому периоду, тогда $\sin \alpha T = 0$. Значит к обычной корреляционной функции (стационарного процесса) добавляется слагаемое $\frac{A^2}{2} \cos \alpha\tau$.

Если теперь использовать преобразование Фурье такой корреляционной функции $R_T(\tau)$, умноженной на фильтр F_3, то на спектр стационарного процесса как бы наложится спектр в виде прямоугольника. При $\alpha \leqslant \pi/T_m$ высота этого прямоугольника $A^2/2$ на частотах до $(\pi/T_m) - \alpha$ и $A^2/4$ на частотах от $(\pi/T_m) - \alpha$ до $(\pi/T_m) + \alpha$; при $\alpha > \pi/T_m$ высота прямоугольника $A^2/4$ на частотах от $\alpha - (\pi/T_m)$ до $\alpha + (\pi/T_m)$. Ширина этого прямоугольника определяется величиной T_m. При $T_m \to \infty$ прямоугольник превращается в δ-функцию, при очень малых T_m прямоугольник получается очень широкий. Так как влияние синусоидальной средней сказывается на основном спектре (спектре случайного процесса) в виде наложения некоторого прямоугольника, то можно предположить, что при $\sigma^2 \gg A^2/2$ это влияние будет малозаметным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ариель Н. З., Бютнер Э. К. Искажения и погрешности, возникающие при расчетах статистических характеристик по экспериментальным данным. Часть I. Структурные и корреляционные функции. Труды ГГО, вып. 187, 1966.
2. Blackman R. B. and Tukey J. W. The Measurement of Power Spectra from the Point of View of Communications Engineering. The Bell System Technical Journal devoted to the Scientific and Engineering of Electrical Communication, v. XXXVII, 1958.
3. Ариель Н. З. О расчете энергетических спектров по экспериментальным данным. Метеорология и гидрология, № 10, 1967.
4. Бютнер Э. К., Ариель Н. З. О вычислении спектральных плотностей по метеорологическим данным. Взаимодействие атмосферы и океана. Экспресс-информация № 2, Изд-во «Наукова Думка», Киев, 1966.

Е. Т. РЫБАКОВ, М. С. АХМЕТОВ

ТОЧНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕТРА В АТМОСФЕРЕ МЕТОДОМ РАДИОЛОКАЦИИ

В настоящее время широкое распространение получили радиолокационные методы определения скорости и направления ветра в атмосфере. Естественно, что с развитием радиолокационной техники применялись различные радиолокаторы, а также изменялись и развивались методы определения скорости и направления ветра.

Наиболее широко в системе Гидрометеорологической службы применялся радиолокатор СОН-2 и «Нептун», а в последнее время радиотеодолит «Малахит» (с дальномерной приставкой и без нее) и радиолокатор «Метеор».

За период с 1943 г. по настоящее время по ветровым наблюдениям накопился большой фактический материал в виде специальных таблиц, пользующийся большим спросом в практической и научной работе. Большим недостатком этого материала является отсутствие систематических данных о точности определения скорости и направления ветра различными способами.

В настоящей статье мы поставили задачу дать расчетным путем оценку точности определения скорости и направления ветра разными радиолокаторами и методами, применявшимися в системе Гидрометслужбы за прошедший период, и сравнить результаты с данными, полученными в разное время другими методами различными авторами.

Постановка такой задачи была вызвана тем, что имеющиеся в литературе данные о точности определения скорости и направления ветра не являются достаточными для ряда конкретных случаев определения скорости и направления ветра. Известно, например, что точность определения скорости и направления ветра сильно зависит от угла места, под которым ведутся наблюдения, а также от дальности радиозонда или радиопилота, по которому ведутся наблюдения. Причем в зависимости только от угла места или только от дальности величины ошибок могут изменяться в десять раз и более. В то же время в выполненных работах, как правило, учитывается зависимость только от дальности (или от высоты) и почти не учитывается зависимость от угла места. Это, например, относится к работам [1, 2, 3]. Следовательно, в этих работах дается осредненная ошибка по всем углам места, при которых велись наблюдения, и действительные ошибки могут отличаться от этих средних.

В работах [1] и [2] рассматриваются также ошибки скорости и направления ветра в зависимости от скорости ветра.

Из формулы для ошибок скорости и направления ветра (12) и (13) видно, что ошибка направления зависит от скорости ветра, а ошибка скорости ветра не зависит от скорости ветра. В действительности эта зависимость наблюдается и для скорости ветра потому, что, как правило, большие скорости ветра соответствуют наблюдениям при малых углах места, а уменьшение углов места ведет к росту ошибок скорости ветра. Но и в этом случае ошибки скорости ветра будут осреднены по всем наблюдавшимся углам места, так как не всегда большие скорости ветра соответствуют малым углам места, особенно на больших высотах.

В работе [4] подробно рассматривается вопрос зависимости ошибок скорости и направления ветра от ошибок измерения координат в различных системах измерений, но и в этой работе нет достаточного количества конкретных расчетов ошибок.

1. Формулы для расчета ошибок скорости и направления ветра в зависимости от ошибок измерения координат

Расчет основывается на следующих предположениях.

1. Ошибки в определении скорости и направления ветра зависят только от ошибок измерения координат, входящих в уравнения, связывающие скорости и направления ветра с измеряемыми координатами.
2. Ошибки измерения координат не зависят друг от друга.
3. Ошибки значительно меньше измеряемых величин.

При выполнении этих условий вполне допустимо определять ошибки путем дифференцирования уравнений, переходя в дальнейшем к конечным приращениям.

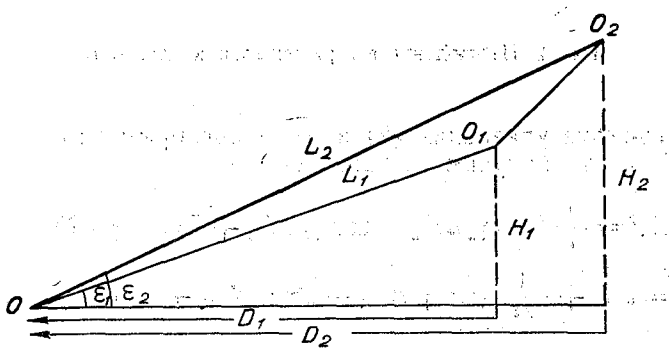


Рис. 1. Наблюдение в вертикальной плоскости.

Необходимые уравнения легко определяются по рис. 1 и 2, характеризующим движение радиопилота в пространстве. На рисунках ε_1 и ε_2 — углы места по радиопилоту, L_1, L_2 — наклонные дальности, H_1, H_2 — высоты, D_1, D_2 — горизонтальные дальности, α_1, α_2 — азимуты на радиопилоты, d — направление ветра, $\delta = \alpha_2 - \alpha_1$, γ_1, γ_2 — курсовые углы, V — скорость, t — интервал времени, за который определяется скорость и направление ветра.

Из рис. 2 видно, что

$$(Vt)^2 = D_1^2 + D_2^2 - 2D_1D_2\cos\delta, \tag{1}$$

откуда получаем уравнение для скорости ветра

$$V = \frac{1}{t}\sqrt{D_1^2 + D_2^2 - 2D_1D_2\cos\delta}. \tag{2}$$

Из рис. 2 также видно, что

$$d = \alpha_1 + \gamma_1, \tag{3}$$

$$Vt = \frac{D_2 \sin \delta}{\sin \gamma_1}, \tag{4}$$

или

$$\sin \gamma_1 = \frac{D_2 \sin \delta}{Vt}, \tag{5}$$

откуда получаем для направления ветра

$$d = \alpha_1 + \arcsin \frac{D_2 \sin \delta}{Vt}. \tag{6}$$

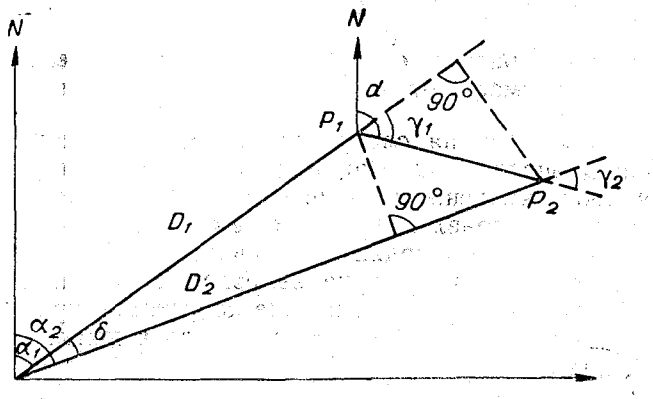


Рис. 2. Наблюдение в горизонтальной плоскости.

Дифференцируя уравнения (2) и (6) и преобразуя их, как это делалось в работе [6], получим выражения

$$dV = \frac{1}{t}(\cos \gamma_2 dD_2 - \cos \gamma_1 dD_1 + D_1 \sin \gamma_1 d\delta), \tag{7}$$

$$dd = d\alpha_1 + \frac{1}{Vt}(\sin \gamma_1 dD_1 - \sin \gamma_2 dD_2 + D_1 \cos \gamma_1 d\delta), \tag{8}$$

аналогичные выражениям в работе [6].

Из рис. 1 видно, что

$$D = L \cos \varepsilon \quad \text{и} \quad D = H \operatorname{ctg} \varepsilon. \tag{9}$$

Дифференцируя их, получим

$$dD = \cos \varepsilon dL - L \sin \varepsilon d\varepsilon, \tag{10}$$

$$dD = \operatorname{ctg} \varepsilon dH - \frac{H d\varepsilon}{\sin^2 \varepsilon}. \tag{11}$$

Переходя от дифференциалов к ошибкам, получим расчетные формулы:

$$\sigma_V = \frac{1}{t}\sqrt{(\sigma_{D_2} \cos \gamma_2)^2 + (\sigma_{D_1} \cos \gamma_1)^2 + (\sigma_\delta D_1 \sin \gamma_1)^2}, \tag{12}$$

$$\sigma_d = \sqrt{\sigma_\alpha^2 + \frac{1}{(Vt)^2}\left[(\sigma_{D_2} \sin \gamma_2)^2 + (\sigma_{D_1} \sin \gamma_1)^2 + (\sigma_\delta D_1 \cos \gamma_1)^2\right]}, \tag{13}$$

$$\sigma_D = \sqrt{(\sigma_L \cos\varepsilon)^2 + (\sigma_\varepsilon L \sin\varepsilon)^2}, \tag{14}$$

$$\sigma_D = \sqrt{(\sigma_H \operatorname{ctg}\varepsilon)^2 + \left(\frac{\sigma_\varepsilon H}{\sin^2\varepsilon}\right)^2}. \tag{15}$$

Нами взято два варианта формул для ошибок горизонтальной дальности, потому что в качестве третьей координаты для определения положения радиопилота в пространстве иногда применялась наклонная дальность, иногда высота.

Для удобства расчетов несколько преобразуем расчетные формулы, используя следующие равенства:

1) $H = L\sin\varepsilon$, $D = H\operatorname{ctg}\varepsilon$;

2) $\delta = \alpha_2 - \alpha_1$, следовательно $\sigma_\delta = \sqrt{\sigma^2_{\alpha_2} + \sigma^2_{\alpha_1}}$; но так как $\sigma_{\alpha_2} = \sigma_{\alpha_1}$, то $\sigma_\delta = \sigma_\alpha \sqrt{2}$;

3) $\sigma_{L_2} = \sigma_{L_1} = \sigma_L$ и $\sigma_{\varepsilon_2} = \sigma_{\varepsilon_1} = \sigma_\varepsilon$,

$$\sigma_V = \frac{1}{t}\sqrt{(\sigma_{D_2}\cos\gamma_2)^2 + (\sigma_{D_1}\cos\gamma_1)^2 + \left(\frac{\sigma_\alpha\sqrt{2}}{\rho} H_1 \operatorname{ctg}\varepsilon_1 \sin\gamma_1\right)^2}, \tag{16}$$

$$\sigma_d = \rho\sqrt{\left(\frac{\sigma_\alpha}{\rho}\right)^2 + \frac{1}{(Vt)^2}\left[(\sigma_{D_2}\sin\gamma_2)^2 + (\sigma_{D_1}\sin\gamma_1)^2 + \left(\frac{\sigma_\alpha\sqrt{2}}{\rho} H_1 \operatorname{ctg}\varepsilon_1 \cos\gamma_1\right)^2\right]}, \tag{17}$$

$$\sigma_D = \sqrt{(\sigma_L \cos\varepsilon)^2 + \left(\frac{\sigma_\varepsilon H}{\rho}\right)^2}, \tag{18}$$

$$\sigma_D = \sqrt{(\sigma_H \operatorname{ctg}\varepsilon)^2 + \left(\frac{\sigma_\varepsilon H}{\rho \sin^2\varepsilon}\right)^2}, \tag{19}$$

где σ_α в градусах, $\rho = 57{,}3°$.

Формулы (16) и (17) значительно упрощаются, если:

а) принять, что $\sigma_{D_1} = \sigma_{D_2}$, что можно допустить, так как координаты радиопилота за интервал времени t меняются относительно мало (за исключением первых 2—3 мин.), а случайные ошибки измерения координат в начале и конце интервала одинаковы;

б) пренебречь членом $(\sigma_\alpha/\rho)^2$ в формуле (17) из-за его относительной малости;

в) вести расчет ошибок скорости и направления ветра для значений $\gamma_1 = \gamma_2 = 0°$ (радиопилот удаляется от станции по прямой линии) и для $\gamma_1 = \gamma_2 = 90°$ (радиопилот движется под углом 90° относительно станции). Для всех других значений γ, как показал расчет, ошибки скорости и направления ветра находятся между этими значениями.

Теперь расчетные формулы будут иметь вид:

при $\gamma_1 = \gamma_2 = 0°$

$$\sigma_V = \frac{1{,}414}{t}\sigma_D, \tag{20}$$

$$\sigma_d = \frac{1{,}414\sigma_\alpha H \operatorname{ctg}\varepsilon}{Vt}; \tag{21}$$

при $\gamma_1 = \gamma_2 = 90°$

$$\sigma_V = \frac{0{,}025\sigma_\alpha H \operatorname{ctg}\varepsilon}{t}, \tag{22}$$

$$\sigma_d = \frac{81{,}03}{Vt}\sigma_D. \tag{23}$$

Имея данные об ошибках измерения координат, можно, пользуясь формулами (18) и (19), определить ошибки горизонтальной дальности, а затем, пользуясь формулами (17) и (16) или упрощенными формулами (20)—(23), определить ошибки скорости и направление ветра.

2. Ошибки измерения координат

Паспортные данные по точности измерения координат различными радиолокаторами, применявшимися в системе Гидрометслужбы, приводятся в табл. 1.

Таблица 1

Точность измерения координат различными радиолокаторами

Тип прибора	Координаты	Условия измерений	Вероятная ошибка r	Средняя квадратическая ошибка σ
СОН-2	L	2—14 км	±50	74 м
	L	14—30 км	±250 м	370 м
	α	12—48°	±0,6°	0,9°
	α	48—66°	±1,2°	1,8°
	ε	15—54°	±0,6°	0,9°
	ε	54—66°	±1,8°	2,7°
Нептун	L	2—30 км	±50 м	74 м
	α	15—45 град.	±0,5°	0,74°
	α	45—70 град.	±(1,0°)	(1,5°)
	ε	15—70°	±0,4°	0,6°
Малахит	L	1—100 км	±50 м	74 м
	L	100—200 км	±75 м	111 м
	α	16—75°	±0,3°	0,44°
	ε	16—75°	±0,3°	0,44°
Метеор	L	1—150 км	±40 м	60 м
	α	при всех углах	±0,12°	0,18°
	ε	при всех углах	±0,12°	0,18°

Примечание. Для радиолокатора „Нептун" в диапазоне углов места 45—70° величина ошибки по азимуту в описании станции не дана; известно лишь, что она больше 0,5°, поэтому эта величина взята приблизительно равной 1°, а в табл. 1 она заключена в скобки.

Для уточнения величин ошибок в измерениях координат радиолокатором СОН-2 в ГГО и радиолокатором «Нептун» в ЦАО в 1950—1954 гг. было проведено большое количество сравнительных наблюдений с оптическим теодолитом. В результате этих наблюдений были получены величины ошибок, хорошо совпадающие с паспортными данными. Так, например, для СОН-2 вероятная ошибка в определении (измерении) угла места при работе с пассивной мишенью получилось равной 0,52° (из 1288 случаев), а при работе с активной мишенью 0,64° (из 650 случаев). Аналогичные наблюдения проводились и с радиотеодолитом «Малахит».

Хорошие совпадения величин ошибок в измерениях координат, получаемых из наблюдений, с паспортными данными подтверждают возможность использования паспортных данных для расчетов ошибок скорости и направления ветра.

При работе радиолокаторов радиотеодолитным способом в качестве третьей координаты используется высота H, определяемая по данным давления и температуры, передаваемым радиозондом. Поэтому для расчетов ошибок скорости и направления ветра необходимо также найти ошибки в определении высоты.

Определение ошибок высоты производилось по формуле, приведенной в работе [9],

$$\sigma_H = \sqrt{(h\,\sigma_p)^2 + \left(\frac{H\sigma_t}{273}\right)^2}, \qquad (24)$$

где σ_H — средняя квадратическая ошибка в определении высоты; H — высота, на которой вычисляется ошибка; h — средняя барическая ступень на высоте; σ_p — средняя квадратическая ошибка в определении давления; σ_t — средняя квадратическая ошибка в определении температуры.

Для определения средней барической ступени h использовалась модель атмосферы ARDC-1959, помещенная в «Справочнике по геофизике» [10].

Значения σ_p и σ_t для радиозондов РЗ-049 и РЗ-043 взяты из работы [9] и частично откорректированы согласно данным работы [7].

Значения σ_p и σ_t для радиозонда А-22 взяты из работы [8].

Результаты определения σ_H по формуле (24) и все величины, по которым производились вычисления, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Средние квадратические ошибки в определении давления, температуры и высоты и средняя барическая ступень

H км	h м	РЗ-043 и РЗ-049			А-22		
		σ_p мб	σ_t°	σ_H м	σ_p мб	σ_t°	σ_H м
0,5	8,5	—	—	—	3,2	0,6	27,2
1	9	4,5	0,5	40	3,2	0,6	28,9
2	10	4,8	0,5	48	3,4	0,6	34,5
3	11	5,1	0,5	56	3,7	0,6	41,1
4	12,5	5,4	0,5	67	4,0	0,7	51
5	14	5,6	0,6	79	4,0	0,7	57
6	15,5	5,8	0,6	91	3,9	0,8	63
7	17	5,9	0,6	101	3,7	0,8	67
8	19	6,0	0,6	115	3,7	0,8	74
9	21	6,1	0,9	131	3,6	0,8	80
10	24	6,2	1,0	153	3,6	0,8	91
12	33	6,2	1,0	210	3,7	0,8	127
14	46	5,8	1,0	272	3,8	0,9	180
16	62	5,0	1,0	315	3,5	1,0	225
18	84	4,4	1,0	376	3,1	1,0	268
20	117	4,0	1,0	474	3,1	1,0	370

3. Расчет ошибок скорости и направления ветра

Для расчета использовались данные, помещенные в табл. 1 и 2. Вначале по формулам (18) и (19) были рассчитаны ошибки горизонтальной дальности, а затем по формулам (20) — (23) были рассчитаны ошибки скорости и направления ветра. Результаты расчетов представлены в приложениях 1—7.

Остановимся на некоторых особенностях расчетов и составления таблиц.

1. В таблицах показана зависимость ошибок скорости и направления ветра от высоты H, угла места ε и курсового угла γ. Причем, как уже отмечалось в параграфе 1, расчет проводился для крайних значений γ, а именно для $\gamma_1=\gamma_2=0°$ и $\gamma_1=\gamma_2=90°$, так как ошибки для всех других возможных значений γ лежат между этими крайними значениями.

2. В знаменатель формул для ошибок направления ветра входит скорость ветра. Все таблицы для ошибок направления ветра построены для скорости ветра 10 м/сек. Следовательно, при скорости ветра 5 м/сек. ошибки направления будут вдвое больше табличных, а при скорости ветра 20 м/сек.— вдвое меньше. Аналогично можно найти ошибки направления и для других скоростей ветра.

3. Во все формулы для расчета ошибок скорости и направления ветра входит интервал времени t, за который производится определение направления и скорости ветра. Причем известно, что до 3 мин. наблюдений $t=30$ сек.; от 3 до 10 мин. $t=60$ сек.; от 10 до 40 мин. $t=120$ сек. и более 40 мин. $t=240$ сек. Переходя для удобства построения таблиц от минут к высотам, при вертикальной скорости радиозонда 6 м/сек., получим, что: до 1080 м $t=30$ сек.; до 3600 м $t=60$ сек.; до 14 400 м $t=120$ сек. и выше $t=240$ сек. Аналогично найдем интервалы обработки для вертикальной скорости 5 м/сек.

Учитывая средние вертикальные скорости подъема радиозондов, условно примем, что в период работы радиолокаторов СОН-2 и «Нептун» (примерно с 1943 по 1955 г.) вертикальные скорости были равны 6 м/сек., а в период работы радиотеодолита «Малахит» и радиолокатора «Метеор» вертикальные скорости стали 5 м/сек., что связано с увеличением веса радиозонда, размера оболочек, введением обработки оболочек керосином, при относительно небольшом увеличении свободной подъемной силы оболочек, наполненных водородом.

Скачкообразное изменение интервала обработки t приводит к скачкам ошибок скорости и направления ветра, что отражено в таблицах по графам при переходе от одного интервала обработки к другому.

Для радиолокаторов СОН-2 и «Нептун» эти скачки имеют место при переходе от высоты 3,5 на 4 км и от 14 на 16 км, а для радиотеодолита «Малахит» и радиолокатора «Метеор» — при переходе от 3 на 3,5 км и от 12 на 14 км.

В некоторых таблицах наблюдаются добавочные скачки по горизонтали и вертикали, вызванные скачками ошибок координат (см. табл. 1).

4. При работе радиолокаторов радиотеодолитным способом в формулы для расчета ошибок горизонтальной дальности вместо ошибок наклонной дальности σ_L входит ошибка высоты σ_H, которая берется из табл. 2. Причем для радиолокаторов СОН-2 и «Нептун» ошибка высоты σ_H бралась из графы, относящейся к радиозондам РЗ-043 и РЗ-049, так как эти радиолокаторы работали только с этими радиозондами; для радиотеодолита «Малахит» ошибка высоты σ_H бралась из графы для радиозонда А-22, так как «Малахит» в основном работал с радиозондом А-22.

4. Анализ результатов расчета

Расчетный метод, использованный нами, имеет недостатки и преимущества. Главный недостаток, как отмечалось в работе [1], заключается в том, что величины ошибок, полученные расчетным путем, учитывают только ошибки в измерении координат и не учитывают целый ряд других ошибок (например, ошибки обработки, износ аппарата, состояние атмосферы и подстилающей поверхности и др.) и поэтому, как правило, будут несколько занижены по отношению к действительным ошибкам. Основное преимущество этого метода заключается в том, что он дает возможность получить представление о возможных ошибках скорости и направления ветра на всех высотах, при всех углах места, при всех курсовых углах ветра, что не всегда возможно получить из наблюдений, особенно за прошедшие годы.

Рассматривая результаты расчета ошибок в таблицах (см. прил. 1—7) можно сделать следующие выводы.

1. Ошибки скорости и направления ветра для всех рассмотренных приборов и методов очень сильно зависят от угла места. С уменьшением угла места ошибки растут. Величины ошибок только за счет изменения угла места могут изменяться в 10 раз и более. Это говорит о том, что для ряда конкретных задач нельзя рассматривать ошибки скорости и направления ветра, не учитывая при каких углах места проходило наблюдение. В частности, это важно при изучении больших скоростей ветра, так как они наблюдаются при очень малых углах места, где возможны максимальные ошибки.

2. Данные об ошибках скорости и направления ветра, полученные без учета углов места, будут осреднены по многим углам места и в ряде конкретных случаев будут значительно отличаться от действительных ошибок. Например, для радиотеодолита «Малахит» на высоте 12 км при угле места 16° нами получена ошибка $\sigma_V = 15$ м/сек. (см. прил. 5), в то же время в работе [1] для радиотеодолита «Малахит» для той же высоты для максимальных скоростей ветра (41—60 м/сек.) получена ошибка $\sigma_V = 4{,}5$ м/сек.

3. Ошибки скорости и направления ветра зависят от высоты или дальности (в зависимости от способа наблюдений). С ростом высоты ошибки растут.

Из всех приложений хорошо видно, что ошибки скорости и направления ветра равномерно растут с высотой до 3—3,5 км, затем скачком уменьшаются и вновь растут до высоты 12—14 км, где вновь уменьшаются и вновь растут с ростом высоты. Объясняется это тем, что на участках скачков увеличивается интервал обработки t, входящий в знаменатель всех расчетных формул. Можно предположить, что этим и объясняется некоторое уменьшение ошибок в таблицах и на графиках работы [1] на высотах 6—8 км, если автор пользовался готовыми значениями скорости и направления ветра из известных таблиц и книг, тем более что уменьшение ошибок с высотой не подтверждается работой [5], где этот фактор был учтен.

4. Ошибки скорости и направления ветра резко возрастают при переходе от радиолокационного метода наблюдений к радиотеодолитному, особенно при малых углах места, что хорошо видно из сравнения данных приложения 1. Ниже для удобства сравнения ошибок при определении скорости и направления ветра разными способами приводится сводная табл. 3.

В последней графе табл. 3 помещены примерные годы распространения того или иного способа работы для того, чтобы при пользовании

Таблица 3

Ошибки измерения скорости σ_V и направления σ_d ветра различными методами

Метод	Угол места ε										Примерные годы работы
	5	15—16	30	60	85	5	15—16	30	60	85	
	σ_V м/сек.					σ_d°					
					H=1000 м						
СОН-2, р/л	—	3,4	3,1	2,8	—	—	20	18	16		1943—1959
СОН-2, р/т	—	13,0	4,5	3,1	—	—	74	25	18		1950—1958
Нептун, р/л	—	3,4	3,1	1,8	—	—	20	18	10		1949
Нептун, р/т	—	10,2	3,7	1,3	—	—	58	21	7		1953—1959
Малахит, р/т	—	3,4	1,3	0,4	0,4	—	19	7	3	2	1958—1964
Малахит, р/л	—	1,6	1,5	0,9	0,4	—	9	9	6	2	с 1964
Метеор, р/л	1,3	1,3	1,2	0,7	0,2	8	8	8	4	1	с 1960
					H=3000 м						
СОН-2, р/л	—	4,2	1,9	3,4	—	—	23	11	19	—	
СОН-2, р/т	—	17,1	4,9	4,5	—	—	98	28	25	—	
Нептун, р/л	—	3,4	1,8	1,2	—	—	20	10	6	—	
Нептун, р/т	—	11,4	3,9	1,3	—	—	65	21	7	—	
Малахит, р/т	—	8,0	2,8	0,9	1,2	—	46	16	6	6	
Малахит, р/л	—	1,9	1,6	1,0	1,2	—	10	9	6	6	
Метеор, р/л	2,5	1,3	1,2	0,7	0,15	15,0	8	8	4	1	
					H=8000 м						
СОН-2, р/л	—	5,5	4,0	4,5	—	—	30	23	25	—	
СОН-2, р/т	—	22,4	6,4	5,9	—	—	128	36	34	—	
Нептун, р/л	—	4,6	2,1	1,5	—	—	26	12	8	—	
Нептун, р/т	—	15,7	4,7	1,6	—	—	87	26	9	—	
Малахит, р/т	—	9,9	3,3	1,0	1,5	—	58	19	6	9	
Малахит, р/л	—	2,5	1,3	0,9	1,5	—	15	8	4	10	
Метеор, р/л	3,4	1,2	0,7	0,4	0,3	20,5	7	4	3	1	

таблицами с данными о ветре и отсутствии данных о способе работы за прежние годы можно было примерно оценить возможные ошибки в определении скорости и направления ветра. Причем нужно отметить, что для некоторых станций СССР эти годы могут отличаться на несколько лет.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гарифуллин К. К. Изменчивость ветра в свободной атмосфере. Гидрометеоиздат, Л., 1967.
2. Дербенев Б. С., Истомин Б. П. Точность определения ветра радиометеорологической ст. «Метеор». Метеорология и гидрология, № 6, 1964.
3. Ефимов П. Л. Точность определения направления и скорости ветра на высотах р/т «Малахит». Труды ЦАО, вып. 31, 1959.
4. Кречмер М. В. Ошибки определения скорости и направления ветра из-за неточного измерения координат. Труды ЦАО, вып. 74, М., 1966.

5. Коваленко В. В., Зеленой И. К. Изменчивость ветра и температуры в атмосфере со временем и расстоянием. Сб. работ ЛГМО, вып. 1, Изд. СЗ УГМС, Л., 1962.
6. Михель В. М. Об ошибках базисных шаропилотных наблюдений. Труды НИУ ГУГМС, сер. 1, вып. 19, 1946.
7. Марфенко О. В. Случайные ошибки радиозонда РЗ-049. Труды ЦАО, вып. 22, Л., 1957.
8. Марфенко О. В. Случайные ошибки измерений метеоэлементов в свободной атмосфере радиозондами А-22-III и РКЗ-IА. Труды ЦАО, вып. 43, 1962.
9. Шметер С. М. Случайные ошибки измерения температуры и давления воздуха в свободный атмосфере с помощью гребенчатых радиозондов. Труды ЦАО, вып. 13, 1954.
10. Справочник по геофизике. Пер. с англ. Изд-во «Наука», М., 1965.
11. Бударина С. А. О точности радиоветровых наблюдений на станциях УзССР. Труды САНИГМИ, вып. 15(30), 1963.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Средние квадратические ошибки σ_V в определении скорости ветра станцией СОН-2

H м	ε=15°		ε=30°		ε=50°		ε=66°	
	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°
				Радиолокатор				
200	3,4	0,6	3,0	0,3	2,2	0,3	1,5	0,2
500	3,4	1,3	3,1	0,6	2,2	0,6	1,8	0,3
1000	3,4	2,7	3,1	1,3	2,4	1,2	2,7	0,6
1500	1,8	2,1	1,6	0,9	1,2	0,9	1,8	0,4
2000	1,8	2,7	1,6	1,3	1,3	1,2	2,4	0,6
2500	1,9	3,4	1,8	1,6	1,5	1,5	2,8	0,7
3000	2,1	4,2	1,9	1,9	1,6	1,8	3,4	0,9
5000	4,3	3,4	1,2	1,6	1,0	1,5	2,8	0,9
7000	4,5	4,7	1,5	2,2	1,3	2,1	3,9	1,2
9000			4,2	2,8	1,8	2,7	4,9	1,5
12 000			4,3	3,9	3,6	3,6	6,5	1,9
16 000					2,1	2,4	4,5	1,3
20 000					2,2	3,0	5,6	1,6
				Радиотеодолит				
200	4,2	0,6	2,1	0,3	1,0	0,3	0,7	0,1
500	7,1	1,3	3,0	0,6	1,5	0,6	1,5	0,3
1000	13,0	2,7	4,5	1,3	2,1	1,2	2,8	0,6
1500	9,0	2,1	2,8	0,9	1,3	0,9	2,1	0,4
2000	11,7	2,7	3,6	1,3	1,6	1,2	2,7	0,6
2500	14,4	3,4	4,2	1,6	1,9	1,5	3,3	0,7
3000	17,1	4,2	4,8	1,9	2,2	1,8	4,0	0,9
5000	14,1	3,4	4,0	1,6	1,8	1,5	3,3	0,9
7000	19,6	4,7	5,5	2,2	2,4	2,1	4,6	1,2
9000	25,2	6,1	7,1	2,8	3,1	2,7	5,9	1,5
12 000	34,0	8,2	9,6	3,9	4,3	3,6	8,0	1,9
16 000	22,9	5,5	6,7	2,5	3,0	2,4	5,3	1,3
20 000	29,3	6,8	8,8	3,1	3,9	3,0	6,7	1,6

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Средние квадратические ошибки σ_d в определении направления ветра станцией СОН-2

H м	ε=15°		ε=30°		ε=50°		ε=66°	
	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°
				Радиолокатор				
200	3	19	2	17	2	13	1	9
500	8	19	4	17	3	13	2	10

H м	ε=15°		ε=30°		ε=50°		ε=66°	
	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°
1000	15	20	7	18	7	14	4	15
1500	12	10	6	9	5	7	3	10
2000	16	10	7	9	7	8	4	13
2500	20	11	9	10	9	8	5	16
3000	23	11	11	10	11	9	6	19
5000	20	24	9	7	9	6	5	16
7000	27	25	13	8	12	8	6	22
9000			16	23	16	10	8	28
12 000			22	25	21	20	11	37
16 000					14	12	7	25
20 000					18	13	9	32
Радиотеодолит								
200	3	25	2	12	2	6	1	4
500	8	42	4	17	3	8	2	9
1000	15	74	7	25	7	12	4	16
1500	12	50	6	16	5	7	3	11
2000	16	67	7	20	7	9	4	15
2500	20	82	9	24	9	11	5	19
3000	23	98	11	28	11	12	6	23
5000	20	81	9	23	9	10	5	19
7000	27	112	13	32	12	14	6	27
9000	35	148	16	40	16	18	8	34
12 000	47	194	22	55	21	24	11	46
16 000	31	131	14	39	14	17	7	30
20 000	38	168	18	50	18	22	9	38

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Средние квадратические ошибки σ_V в определении скорости ветра станцией „Нептун“

H м	ε=15°		ε=30°		ε=45°		ε=70°	
	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°
Радиолокатор								
200	3,3	0,4	3,0	0,3	2,5	0,3	1,2	0,1
500	3,4	1,2	3,0	0,6	2,5	0,6	1,2	0,3
1000	3,4	2,2	3,1	1,0	2,5	1,2	1,4	0,4
1500	1,8	1,8	1,6	0,7	1,3	0,9	0,7	0,3
2000	1,8	2,2	1,6	1,0	1,3	1,2	0,9	0,4

H м	$\varepsilon=15°$		$\varepsilon=30°$		$\varepsilon=45°$		$\varepsilon=70°$	
	$\gamma=0°$	$\gamma=90°$	$\gamma=0°$	$\gamma=90°$	$\gamma=0°$	$\gamma=90°$	$\gamma=0°$	$\gamma=90°$
2500	1,8	2,8	1,8	1,3	1,5	1,5	0,9	0,6
3000	1,9	3,4	1,8	1,6	1,5	1,9	1,0	0,6
5000	1,0	2,8	1,0	1,3	0,9	1,5	0,7	0,6
7000	1,2	4,0	1,2	1,9	1,0	2,2	0,9	0,7
9000	1,5	5,2	1,3	2,4	1,3	2,8	1,2	1,0
12 000	1,8	6,8	1,8	3,3	1,6	3,7	1,5	1,3
16 000	1,0	4,6	1,0	2,1	1,0	2,5	1,0	0,9
20 000	1,3	5,6	1,3	2,7	1,3	3,1	1,3	1,2
Радиотеодолит								
200	4,8	0,4	2,2	0,3	1,3	0,3	0,5	0,1
500	7,0	1,2	2,7	0,6	1,6	0,6	0,7	0,3
1000	10,2	2,2	3,7	1,2	2,1	1,2	0,9	0,4
1500	6,8	1,8	2,4	0,7	1,3	0,9	0,6	0,3
2000	8,6	2,2	2,8	1,0	1,5	1,2	0,7	0,4
2500	10,4	2,8	3,3	1,3	1,8	1,5	0,9	0,6
3000	11,4	3,4	3,9	1,6	2,1	1,9	1,0	0,7
5000	10,1	2,8	3,0	1,3	1,6	1,5	0,9	0,6
7000	13,8	4,0	4,2	1,9	2,1	2,2	1,2	0,7
9000	18,2	5,2	5,3	2,4	2,8	2,8	1,5	1,0
12 000	24,2	6,8	7,4	3,3	3,9	3,7	1,9	1,3
16 000	16,5	4,6	5,2	2,1	2,8	2,5	1,3	0,9
20 000	21,4	5,6	7,0	2,7	3,9	3,1	1,8	1,2

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

Средние квадратические ошибки σ_d в определении направления ветра станцией „Нептун“

H м	$\varepsilon=15°$		$\varepsilon=30°$		$\varepsilon=45°$		$\varepsilon=70°$	
	$\gamma=0°$	$\gamma=90°$	$\gamma=0°$	$\gamma=90°$	$\gamma=0°$	$\gamma=90°$	$\gamma=0°$	$\gamma=90°$
Радиолокатор								
200	3	19	1	17	1	14	1	7
500	6	19	3	17	4	14	1	7
1000	13	19	6	18	7	15	2	7
1500	10	10	5	9	5	7	2	4
2000	13	10	6	9	7	8	2	4
2500	16	10	8	9	9	8	3	5
3000	20	10	9	10	10	8	4	5
5000	16	6	8	6	9	5	3	4

H м	ε=15°		ε=30°		ε=45°		ε=70°	
	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°
7000	23	7	11	7	12	6	4	5
9000	29	8	14	8	16	7	6	6
12 000	39	10	18	9	21	9	8	8
16 000	26	6	12	7	14	6	5	6
20 000	32	7	15	8	18	7	6	7
Радиотеодолит								
200	3	27	1	12	1	8	1	3
500	6	40	3	16	4	9	1	4
1000	13	58	6	21	7	12	2	5
1500	10	38	5	13	5	7	2	3
2000	13	48	6	16	7	8	2	4
2500	16	58	8	18	9	10	3	5
3000	20	65	9	21	10	11	4	5
5000	16	56	8	17	9	9	3	4
7000	23	76	11	23	12	12	4	6
9000	29	98	14	29	16	15	6	8
12 000	39	135	18	41	21	22	8	11
16 000	26	91	12	29	14	15	5	7
20 000	32	119	15	39	18	21	6	10

ПРИЛОЖЕНИЕ 5

Средние квадратические ошибки σ_V в определении скорости ветра станцией „Малахит“

H м	ε=16°		ε=30°		ε=50°		ε=85°	
	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°
Радиотеодолит								
200	4,0	0,3	1,9	0,2	0,9	0,1	0,3	0,1
500	5,0	0,6	2,4	0,3	1,2	0,2	0,4	0,1
1000	3,4	0,6	1,3	0,3	0,6	0,2	0,4	0,1
1500	4,5	0,9	1,6	0,4	0,7	0,3	0,6	0,1
2000	5,6	1,3	2,1	0,6	0,9	0,3	0,7	0,1
2500	6,7	1,6	2,4	0,7	1,0	0,4	0,9	0,1
3000	8,0	1,9	2,8	0,9	1,2	0,4	1,2	0,1
5000	6,5	1,6	2,1	0,7	0,9	0,4	0,9	0,1
7000	8,9	2,2	3,0	1,0	1,3	0,6	1,3	0,1
9000	11,3	2,8	3,7	1,5	1,6	0,7	1,6	0,1
12 000	15,3	3,9	5,0	1,9	2,2	0,9	2,2	0,1

H м	ε=16°		ε=30°		ε=50°		ε=85°	
	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°
16 000	10,7	2,5	3,7	1,3	1,6	0,6	1,5	0,1
20 000	14,2	3,3	5,3	1,6	2,4	0,7	1,9	0,1
Радиолокатор								
200	3,4	0,3	3,0	0,2	2,2	0,1	0,3	0,1
500	3,4	0,6	3,0	0,3	2,2	0,2	0,4	0,1
1000	1,6	0,6	1,5	0,3	1,2	0,2	0,4	0,1
1500	1,8	0,9	1,5	0,4	1,2	0,3	0,6	0,1
2000	1,8	1,3	1,6	0,6	1,2	0,3	0,7	0,1
2500	1,8	1,6	1,6	0,7	1,2	0,4	0,9	0,1
3000	1,8	1,9	1,6	0,9	1,2	0,4	1,2	0,1
5000	0,9	1,6	0,9	0,7	0,7	0,4	0,9	0,1
7000	1,0	2,2	1,0	1,0	0,9	0,6	1,3	0,1
9000	1,2	2,8	1,0	1,5	1,0	0,7	1,6	0,1
12 000	1,3	3,9	1,3	1,9	1,2	0,9	2,2	0,2
16 000	0,9	2,5	0,9	1,3	0,7	0,6	1,5	0,2
20 000	1,0	3,3	1,0	1,6	0,9	0,7	1,8	0,2

ПРИЛОЖЕНИЕ 6

Средние квадратические ошибки σ_d в определении направления ветра станцией „Малахит“

H м	ε=16°		ε=30°		ε=50°		ε=85°	
	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°
Радиолокатор								
200	2	19	1,0	18	1	13	1	1
500	3	19	2	18	1	13	1	2
1000	3	9	2	9	1	6	1	2
1500	6	10	3,0	9	1	6	1	3
2000	7	10	3	9	2	7	1	4
2500	9	10	4,5	9	2	7	1	6
3000	10	10	6,0	9	3	7	1	6
5000	9	6	4,5	4	2	4	1	6
7000	13	6	6	6	3	4	1	7
9000	16	7	9	6	4	6	1	9
12 000	22	7	10,5	7	4	7	1	12
16 000	15	4	7,5	4	3	4	1	9
20 000	18	6	9	6	4	6	1	10

H м	ε=16°		ε=30°		ε=50°		ε=85°	
	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°
				Радиотеодолит				
200	2	23	1	11	1	5	1	2
500	3	29	2	13	1	6	1	2
1000	3	19	2	7	1	5	1	2
1500	5	25	3	9	1	5	1	3
2000	7	32	4	12	2	6	1	4
2500	9	39	5	13	2	6	1	6
3000	10	46	6	16	3	7	1	6
5000	9	37	5	12	2	5	1	6
7000	13	50	6	16	3	7	1	7
9000	16	65	9	21	4	9	1	9
12 000	22	88	10	30	4	13	1	13
16 000	15	61	7	21	3	9	1	9
20 000	18	82	9	30	4	13	1	10

ПРИЛОЖЕНИЕ 7

Средние квадратические ошибки в определении скорости σ_V и направления σ_d ветра станцией „Метеор“

H м	ε=5°		ε=10°		ε=30°		ε=50°		ε=85°	
	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°
					σ_V					
200	2,8	0,3	2,7	0,2	2,4	0,1	1,6	0,1	0,3	0,1
500	2,8	0,9	2,7	0,4	2,4	0,1	1,6	0,1	0,3	0,1
1000	1,3	0,9	1,3	0,4	1,2	0,1	0,9	0,1	0,1	0,1
1500	1,3	1,3	1,3	0,6	1,2	0,2	0,9	0,1	0,1	0,1
2000	1,3	1,6	1,3	0,9	1,2	0,3	0,9	0,1	0,1	0,1
2500	1,3	2,1	1,3	1,0	1,2	0,3	0,9	0,1	0,1	0,1
3000	1,3	2,5	1,3	1,2	1,2	0,4	0,9	0,1	0,1	0,1
5000	0,7	2,1	0,7	1,0	0,6	0,3	0,4	0,1	0,2	0,1
7000	0,7	3,0	0,7	1,5	0,6	0,4	0,6	0,2	0,3	0,1
9000	0,7	3,7	0,7	1,9	0,7	0,6	0,6	0,3	0,3	0,1
12 000	0,9	5,0	0,7	2,5	0,7	0,7	0,6	0,4	0,4	0,1
16 000			0,4	1,6	0,4	0,4	0,3	0,3	0,3	0,1
20 000			0,4	2,1	0,4	0,6	0,4	0,3	0,3	0,1
					σ_d					
200	2,0	16,5	1,0	16,5	1,0	13,0	1,0	10,5	1,0	1,0
500	5,0	16,5	3,0	16,5	1,0	13,0	1,0	10,5	1,0	1,0
1000	4,5	7,5	3,0	7,5	1,0	7,5	1,0	6,0	1,0	1,0
1500	7,5	7,5	3,0	7,5	1,0	7,5	1,0	6,0	1,0	1,0
2000	9,0	7,5	4,5	7,5	1,0	7,5	1,0	6,0	1,0	1,0

H м	ε=5°		ε=10°		ε=30°		ε=50°		ε=85°	
	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°	γ=0°	γ=90°
2500	12,0	7,5	6,0	7,5	1,0	7,5	1,0	6,0	1,0	1,0
3000	15,0	7,5	7,5	7,5	1,0	7,5	1,0	6,0	1,0	1,0
5000	12,0	4,5	6,0	4,5	1,0	3,0	1,0	3,0	1,0	1,0
7000	16,5	4,5	9,0	4,5	3,0	4,5	1,0	3,0	1,0	1,0
9000	22,5	4,5	10,5	4,5	3,0	4,5	1,0	3,0	1,0	1,0
12 000	28,0	4,5	15,0	4,5	4,5	4,5	1,0	3,0	1,0	1,0
16 000			9,0	3,0	3,0	3,0	1,0	2,0	1,0	1,0
20 000			12,0	3,0	3,0	3,0	2,0	3,0	1,0	1,0

В. М. МИХЕЛЬ

К ВОПРОСУ ОБ ОЦЕНКЕ ОШИБОК МЕТОДА ШАРОВ-ПИЛОТОВ, НАБЛЮДАЕМЫХ С ОДНОГО ПУНКТА

В теории ошибок метода шаров-пилотов, наблюдаемых с одного пункта, рассматривается, как известно, зависимость ошибок скорости Δv и направления Δn ветра от ошибок измерения угловых координат шара — от его азимута α, вертикального угла δ и высоты H (или вертикальной скорости W шара).

Для того чтобы оценить размеры Δv и Δn в каждом конкретном случае, необходимо знать еще приближенные величины ошибок в определении угловых координат шара, т. е. ошибки $\Delta\alpha_1$, $\Delta\alpha_2$, $\Delta\delta_1$, $\Delta\delta_2$ и ΔH_1, ΔH_2, относящиеся к моментам измерений t_1 и t_2.

Между тем, если об ошибках угловых координат шара-пилота можно получить некоторое представление, зная, например, тип теодолита [1, 2, 3], то об ошибках высоты его, несмотря на многолетние базисные наблюдения за шарами-пилотами, в литературе имеются еще весьма недостаточные сведения [1, 4, 6], особенно для высот более 1 км.

Ниже приводятся средние сезонные значения относительных ошибок $\frac{\Delta H}{H}$ в табличной высоте H шара-пилота (оболочка № 20) для утренних и вечерних сроков наблюдений и для дневных часов, вычисленные по многолетним базисным наблюдениям в Павловске (длина базы 1640 м, рис. 1).

Как видно из рис. 1, наибольшее значение $\pm\frac{\Delta H}{H}$ наблюдается в нижних слоях атмосферы, обладающих наибольшей турбулентностью. Особенно велики положительные по знаку отклонения $\frac{\Delta H}{H}$ в дневные часы летом, когда сильно увеличивается термическая турбулентность.

Данные о величинах $\frac{\Delta H}{H}$, снятые с кривых рис. 1, позволяют лучше оценить ошибки скорости и направления ветра, приведенные в формулах и таблицах ошибок обычного метода шаров-пилотов, наблюдаемых с одного пункта [2].

Рассмотрим в полной формуле ошибок Δv и Δn ошибки $\Delta v_{\Delta H}$ и $\Delta n_{\Delta H}$, обусловленные лишь влиянием ошибок ΔH и указанные в работе [2].

$$\Delta v_{\Delta H} = v\frac{(W_1 - W)}{W} + 0{,}0167\cos\theta\,\mathrm{ctg}\,\delta(W_\tau - W_1), \tag{1}$$

$$\Delta n_{\Delta H} = -0{,}955\frac{\sin\theta\,\mathrm{ctg}\,\delta}{v}(W_\tau - W_1), \tag{2}$$

где W_1 и W_τ — истинные средние вертикальные скорости шара-пилота за время t_1 и $\tau = t_2 - t_1$,

$$\theta = |n^\circ - \alpha_2| \quad \text{или} \quad \theta = |n^\circ - \alpha_2 \pm 180^\circ|.$$

Нетрудно видеть, что снятая с графика (рис. 1) для данной высоты, сезона и срока суток величина $\frac{\Delta H}{H}$ приблизительно равна $\frac{\Delta v_{\Delta H}}{v}$, так как

$$\frac{\Delta H}{H} = \frac{\Delta (Wt)}{Wt} = \frac{W_1 - W}{W} + \frac{\Delta t}{t};$$

при $\Delta t = 0$ $\frac{\Delta H}{H} = \frac{W_1 - W}{W}$, при $W_\tau - W_1 = 0$

$$\frac{\Delta v_{\Delta H}}{v} = \frac{W_1 - W}{W} = \frac{\Delta H}{H}.$$

При вычислении второго члена формулы (1) можно положить, что в среднем $W_\tau - W_1 = W_1 - W$, как это было допущено автором в работе [2].

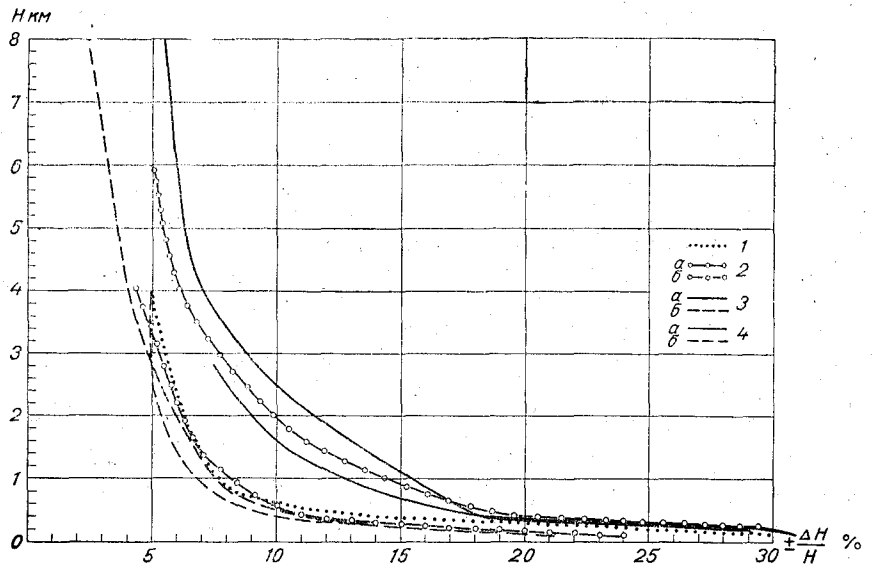


Рис. 1. Средняя относительная ошибка $\pm \frac{\Delta H}{H}$ табличной (теоретической) высоты шара-пилота (%). Павловск 1929—1940 гг.

1 — зима, *2* — весна, *3* — лето, *4* — осень; *а* — день, *б* — утро.

Это допущение, очевидно, соответствует тому, что в таком случае $W_\tau - W \approx 2(W_1 - W)$. В работе [2], в частности при составлении таблиц ошибок метода шаров-пилотов, было сделано близкое к средней величине $W_1 - W$ в слое 2—5 км (см. рис. 1) допущение, что $W_1 - W \approx W_\tau - W_1 = 10$ м/мин. и, следовательно (при $W = 200$ м/мин.), $\frac{W_1 - W}{W} = \frac{W_\tau - W_1}{W} = 5\%$, а $\frac{W_\tau - W}{W} = 10\%$ и $W_\tau - W = 20$ м/мин.

Таким путем, определив по графику (рис. 1) величину $\frac{W_1 - W}{W} = \frac{\Delta H}{H}$ $\left(\text{а следовательно, найдя } v\,\frac{W_1 - W}{W}\right)$, полагая $W_\tau - W \approx W_1 - W$ и зная все остальные величины, входящие в формулы (1) и (2), нетрудно рассчи-

тать по ним значения ошибок $\Delta v_{\Delta H}$ и $\Delta n_{\Delta H}$, обусловленных неточным определением высоты $H = Wt$ и табличной (теоретической) вертикальной скорости W шара-пилота.

Практически удобнее, однако, вместо такого вычисления второго члена формулы (1) и вычисления Δn в формуле (2) воспользоваться приведенной в работе [2] табл. XI приложения. Найденные по этой таблице значения 0,0167 cos θ ctg δ($W_\tau - W$) м/сек. и $0{,}955 \frac{\sin\theta \operatorname{ctg}\delta}{v}(W_\tau - W_1)$ град., надо увеличить во столько раз, во сколько найденное из рис. 1 значение $\frac{\Delta H}{H} = \frac{W_1 - W}{W}$ больше, чем принятое в табл. XI значение $\frac{W_1 - W}{W} = \frac{10}{200} = 5\%$.

При этом в соответствии с тем, что по данным Н. Ф. Накоренко, коэффициент корреляции между ошибками теоретических высот нижней (H_1) и верхней (H_2) границ слоя, для которого определяется ветер методом однопунктных шаров-пилотов, является положительным и достигает величины 0,9 [5], абсолютные значения ошибок $v\frac{W_1 - W}{W}$ и 0,0167 cos θ ctg δ($W_\tau - W_1$) вычитаются одна из другой.

Максимальная возможная ошибка $\Delta v_{\Delta H}$ и $\Delta n_{\Delta H}$ легко может быть оценена, если сделать обычное допущение, что в данном конкретном случае $\frac{W_1 - W}{W} = \frac{\Delta H}{H}$ может быть больше снятого с рис. 1 в 3 раза и что оба члена формулы (1) имеют одинаковый знак.

Наконец, рис. 1 дает возможность определить, как было указано выше, среднюю и максимальную величину относительной ошибки высоты нижней границы облаков, измеренной методом шаров-пилотов при обычном допущении $W = \text{const}$ в тот или иной сезон и время суток. К этим, снятым с графика (рис. 1) значениям $\frac{\Delta H}{H}$ следует, однако, добавить еще существенную ошибку от неточного измерения промежутка времени $t_{\text{тум}}$ от выпуска шара до момента, когда он начал туманиться в облаках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Молчанов П. А. Методы исследования свободной атмосферы. Военмориздат, Л., 1941.
2. Михель В. М. Вопросы методики шаропилотных наблюдений, их обработка и практическое применение. Гидрометеоиздат, Л., 1959.
3. Михель В. М. Исследование точности шаропилотных теодолитов различных систем путем визирования неподвижных объектов. Труды ГГО, вып. 9(79), 1948.
4. Михель В. М. Особенности структуры нижних слоев атмосферы. Метеорология и гидрология, № 4, 1938.
5. Михель В. М. Об ошибках базисных шаропилотных наблюдений. Труды НИУ ГУГМС, сер. 1 (метеорология), вып. 19, 1946.
6. Пинус Н. З. Исследования аэродинамических характеристик свободной атмосферы при помощи базисных шаропилотных наблюдений. Метеорология и гидрология, № 4, 1938.

Б. М. ИЛЬИН, И. И. ЧЕСТНАЯ

ОБРАБОТКА БАЗИСНЫХ ШАРОПИЛОТНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ НА ЭВМ «УРАЛ-4»

В настоящее время самым распространенным методом измерения скорости и направления ветра выше уровня мачт является метод шаропилотных наблюдений. При этом наибольшей точностью обладает базисный метод шаропилотных наблюдений.

Базисный метод редко применяется в оперативной работе, а используется лишь для решения специальных вопросов, когда однопунктные наблюдения не обеспечивают достаточной надежности. Основной причиной этого является чрезвычайная трудоемкость как самих наблюдений, так и, особенно, их обработки [1]. Для облегчения обработки принято вычислять высоты не для всех отсчетов, а лишь для выборочных. Промежуточные высоты находятся с помощью интерполяции. Такой процесс приводит к значительному сглаживанию получаемых данных и снижению их точности.

Специфика метода шаропилотных наблюдений затрудняет стыковку полученных результатов с измерениями ветра на малых высотах. Этот метод дает мгновенные значения ветра, осредненные для довольно больших слоев.

В приземном слое ветер, как правило, измеряется на строго фиксированных высотах и осредняется за достаточно большие промежутки времени. Для уменьшения влияния этого фактора при изучении ветрового режима пограничного слоя атмосферы обычно применяется следующий способ. Шары-пилоты выпускаются друг за другом (с интервалом по времени 10—15 мин.). После обработки единичных наблюдений полученные результаты осредняются за определенные промежутки времени (чаще всего за интервал 1 час). Рассчитанные таким образом характеристики ветра лучше стыкуются с наблюдениями за ветром в приземном слое, выполненными со специальных мачт.

Для уменьшения толщины слоя, по которому осредняется ветер, сокращаются интервалы времени между отсчетами по теодолитам (нами все отсчеты выполняются с интервалом 0,5 мин.). Эти меры, сказывающиеся положительно на результатах, во много раз увеличивают объем требуемой обработки наблюдений, что приводит к необходимости перехода к обработке базисных шаропилотных наблюдений на электронных вычислительных машинах.

С этой целью и была составлена специальная программа для ЭВМ «Урал-4». Исходными данными для расчетов являются длина базы, пре-

вышение одного пункта над другим, азимут базы и отсчеты горизонтальных и вертикальных углов на двух пунктах (вместе с углами задается время отсчета). Рассмотрим кратко основные этапы вычислений на машине в соответствии с данной программой.

1. Производится вычисление высот шара-пилота над поверхностью земли по формулам проектирования на горизонтальную плоскость

$$H_\delta = \frac{b \sin \beta}{\sin |\alpha - \beta|} \operatorname{tg} \delta,$$

$$H_\gamma = \frac{b \sin \alpha}{\sin |\alpha - \beta|} \operatorname{tg} \gamma, \qquad (1)$$

где H_δ, H_γ — высоты шара-пилота над первым и вторым пунктами соответственно; α, β — горизонтальные углы по отсчетам на первом и втором пунктах; δ, γ — соответствующие вертикальные углы; b — длина базы.

При $358° < \alpha, \beta < 2°$, $178° < \alpha, \beta < 182°$, $176° < |\alpha - \beta| < 4°$, δ, $\gamma > 88°$ расчеты производятся по формуле проектирования на вертикальную плоскость

$$H = c \frac{\sin \delta' \sin (\gamma' \pm \varepsilon)}{\sin (\delta' \pm \gamma')}, \qquad (2)$$

где c — расстояние между пунктами; δ', γ' — проекции вертикальных углов на вертикальную плоскость, проходящую через базу; ε — превышение второго пункта над первым (в угловых единицах).

Вычисления высот производятся для всех моментов времени, отсчеты для которых введены в машину. Полученные высоты выдаются на печать.

2. После вычисления высот производится их контроль. Этот этап является одним из основных, так как от точности вычисления высот зависит точность всей дальнейшей обработки. Ошибки вычисления высот обусловлены различными факторами: ошибками в отсчетах углов, несинхронностью отсчетов и другими. При обработке наблюдений вручную контроль высот шара-пилота производится визуально. Рассчитываются вертикальные скорости шара-пилота, и по их изменению с высотой делается вывод о наличии ошибочных высот. Такой способ носит довольно субъективный характер и часто определяется интуицией и опытностью специалиста, производящего обработку. Каких-либо количественных критериев при таком контроле не приводится. При обработке на машине необходимы количественные критерии, по которым можно было бы сделать вывод о наличии ошибочных высот. Для этой цели были рассмотрены результаты обработки базисных шаропилотных наблюдений и контроля высот опытными специалистами. При этом было установлено, что в большинстве случаев высоты признаются ошибочными, если выполняется следующее условие

$$|W_{i+1} - W_i| \geqslant 0{,}35 \overline{W}, \qquad (3)$$

где W_i — вертикальная скорость шара-пилота в i-тый момент времени, $\overline{W}$ — средняя вертикальная скорость шара-пилота за весь интервал времени подъема.

Полученный критерий и был принят для контроля высот при обработке на машине. По рассчитанным высотам вычисляются вертикальные скорости для всех моментов времени и производится их осреднение. Далее сравниваются вертикальные скорости для i-того и $(i+1)$-того моментов времени. Расхождение на величину, большую чем 0,35 $\overline{W}$, свидетельст-

вует о наличии ошибки. В этом случае сравниваются вертикальные скорости для $(i+1)$-го и $(i+2)$-го моментов времени. Если их разность превышает указанную величину, то ошибочной признается высота для $(i+1)$-го момента времени, так как она входит в расчет вертикальных скоростей для i-того и $(i+2)$-го моментов. На основе такого алгоритма проверяются все высоты шара-пилота. После контроля производится ли-

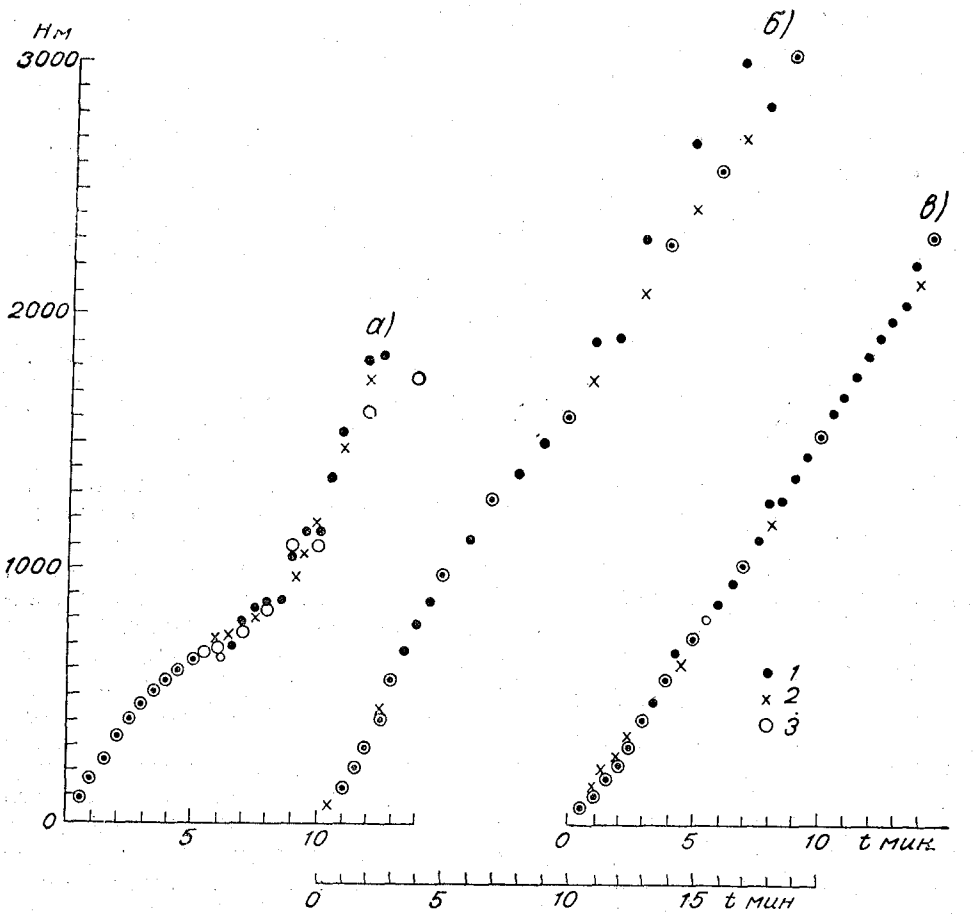


Рис. 1. Высоты шара-пилота над поверхностью земли.

а — 28 июля 1965 г., 17 час. 40 мин.; *б* — 6 июля 1965 г., 13 час. 10 мин.; *в* — 9 июля 1965 г., 8 час. 50 мин. *1* — первоначально рассчитанные; *2* — после контроля и интерполяции; *3* — обработанные вручную.

нейная интерполяция высот для тех моментов времени, в которые высоты были забракованы. Высоты шара-пилота после контроля и линейной интерполяции также выдаются на печать, что позволяет сравнить их с первоначальными результатами обработки и еще раз проверить правильность рассмотренного метода контроля.

На рис. 1, в качестве примера, представлены высоты шара-пилота до исправления и после него для трех случаев. Как видно из рисунка, все высоты, которые отклоняются от общего хода, забракованы и заменены интерполированными значениями. Также отмечается удовлетворительное совпадение высот, рассчитанных на машине и вручную.

3. По полученным высотам и исходным данным для первого пункта вычисляются составляющие скорости ветра по формулам

$$u_i = \frac{H_i \operatorname{ctg} \delta_i \sin \alpha_i^* - H_{i-1} \operatorname{ctg} \delta_{i-1} \sin \alpha_{i-1}^*}{t_i - t_{i-1}},$$

$$v_i = \frac{H_i \operatorname{ctg} \delta_i \cos \alpha_i^* - H_{i-1} \operatorname{ctg} \delta_{i-1} \cos \alpha_{i-1}^*}{t_i - t_{i-1}}, \qquad (4)$$

где α^* — горизонтальный угол, отсчитанный от направления север-юг ($\alpha^* = \alpha +$ азимут базы), t — время отсчета. Составляющие скорости рассчитываются для направлений запад-восток (u) и север-юг (v). По значениям u и v вычисляются модуль скорости ветра V и направление dd. Рассчитанные величины u_i, v_i, V_i, dd_i относятся к высоте середины слоя $H_{ср} = 0{,}5(H_i + H_{i+1})$.

Для расчета дивергенции, вертикальных скоростей по полю ветра целесообразно использовать полные потоки [2]. В программе наряду с расчетами скорости и направления ветра производится также вычисление полных потоков по формулам

$$S(u) = \int_0^H u dz = \sum_{i=1}^{t} u_i (H_i - H_{i-1}),$$

$$S(v) = \int_0^H v dz = \sum_{i=1}^{t} v_i (H_i - H_{i-1}). \qquad (5)$$

Величины $S(u)$ и $S(v)$ относятся к высоте H_i. Полученные значения выдаются на печать в следующем порядке: $H_{ср}$, V_i, dd_i, u_i, v_i, H_i, $S(u)$, $S(v)$.

4. После этого производится расчет характеристик ветра для стандартных высот $H_{ст}$. В качестве стандартных выбраны уровни 50, 100, 200 м и так далее через 100 м до высоты 1 км, затем через 200 м до 2 км и далее через 500 м. Выбор указанных стандартных уровней обусловлен необходимостью получения более детального профиля ветра в пограничном слое атмосферы. Значения u и v на стандартных высотах вычисляются путем линейной интерполяции значений компонент ветра на двух высотах, ближайших к данному стандартному уровню. Далее по величинам u и v вычисляются V и dd, поскольку линейная интерполяция модуля скорости ветра и, особенно, направления может привести к большим ошибкам. Рассчитанные величины выдаются на печать в следующем порядке: $H_{ст}$, u, v, V, dd.

5. Поскольку программа предназначена для обработки базисных шаропилотных наблюдений с целью получения средних характеристик ветра в пограничном слое, при расчетах предусмотрена возможность осреднения обработанных наблюдений. В программе имеется блок суммирования составляющих скорости ветра на стандартных высотах. При необходимости по соответствующей команде (с помощью ключей передачи управления) выдаются на печать средние значения u, v и рассчитанные по ним величины V и dd для стандартных высот. Осреднение можно проводить по любому числу наблюдений.

Программа рассчитана на обработку наблюдений, содержащих не более 50 отсчетов. Время обработки одного выпуска составляет около 1 мин.

При обработке наблюдений с помощью указанной программы значительно повышается точность получаемых характеристик ветра. Как известно [1], самыми распространенными способами обработки служат

графические методы, обладающие наибольшей быстротой, но являющиеся при этом наименее точными. Переход к обработке на машине позволил использовать более точные аналитические методы.

Подробный анализ обработки наблюдений с помощью данной программы и обработки вручную не проводился. При сопоставлении основное внимание уделялось результатам контроля высот. Все случаи, при которых высоты шара-пилота признаются ошибочными при обработке вручную, при вычислениях по программе также считаются ошибочными и заменяются интерполированными значениями. Более того, в некоторых случаях при расчетах по данной программе отмечается более жесткий контроль, который при вычислениях вручную провести практически невозможно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Михель В. М. Вопросы методики шаропилотных наблюдений, их обработка и практическое применение. Гидрометеоиздат, Л., 1959.
2. Гандин Л. С. Объективный анализ метеорологических полей. Гидрометеоиздат, Л., 1963.

М. С. АХМЕТОВ

АЭРОКЛИМАТИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕТРА В НИЖНЕМ ТРЕХКИЛОМЕТРОВОМ СЛОЕ НАД ЗАПАДНОЙ СИБИРЬЮ (К СЕВЕРУ ОТ 54° С. Ш.)

Большинство работ, посвященных исследованиям ветра в пограничном слое атмосферы, базируется на рассчитанных данных или на материалах эпизодических наблюдений. Расширение сети аэрологических станций и увеличение материалов наблюдений дают возможность приступить к разносторонним исследованиям, базирующимся на материалах сетевых аэрологических наблюдений.

В данной работе рассматривается распределение характеристик ветра с высотой и по территории в пограничном слое атмосферы над Западной Сибирью. Выбор этого района обусловлен тем, что эта территория является в настоящее время одной из самых интенсивно осваиваемых и в то же время малоисследованной в аэрологическом отношении.

Материалом для исследования ветрового режима этого района послужили сетевые данные с разными рядами наблюдений. В связи с этим оказалось необходимым провести сравнение данных за разные периоды. Известно, что различия в значениях скорости ветра, полученных по рядам различной длительности, могут быть весьма существенными. Например, согласно работе [11], на всех высотах скорости за период 1956—1961 гг. оказываются большими, чем климатические средние за предыдущие годы.

Постановка этого вопроса имеет цель проверить, насколько репрезентативны имеющиеся климатические ряды, так как при использовании такого материала приходится иметь дело с данными четырех-, трех- и даже двух- и одноразовых наблюдений в сутки.

Рассмотрим профили средних скоростей ветра $\overline{V}$ за периоды 1940—1952 и 1959—1963 гг. по данным станций Барабинск и Александровское, а также за период 1954—1963 гг. по данным наблюдений ст. Салехард (рис. 1).

Как показывает рис. 1, средняя скорость ветра испытывает наиболее значительные изменения в нижнем 100-метровом слое атмосферы. При этом на станциях Александровское и Барабинск величины $\overline{V}_{100}/\overline{V}_{ф}$ существенно больше, чем на ст. Салехард. Также четко видно, что значения скорости по наблюдениям до 1952 г. меньше, чем скорости за периоды 1954—1963 и 1959—1963 гг. Эта разность для первых двух пунктов во

всем рассматриваемом слое, за исключением нижних 100—200 м, имеет систематический характер. Очень незначительный рост разности наблюдается только с высоты 2 км (от 1 до 1,5 м/сек.), в то время как для ст. Барабинск характерен явно выраженный рост разности с высоты 1 км (от 1 до 2,5—3,0 м/сек.).

Одной из причин расхождения средних скоростей за рассматриваемые периоды является уменьшение числа наблюдений n с высотой. На-

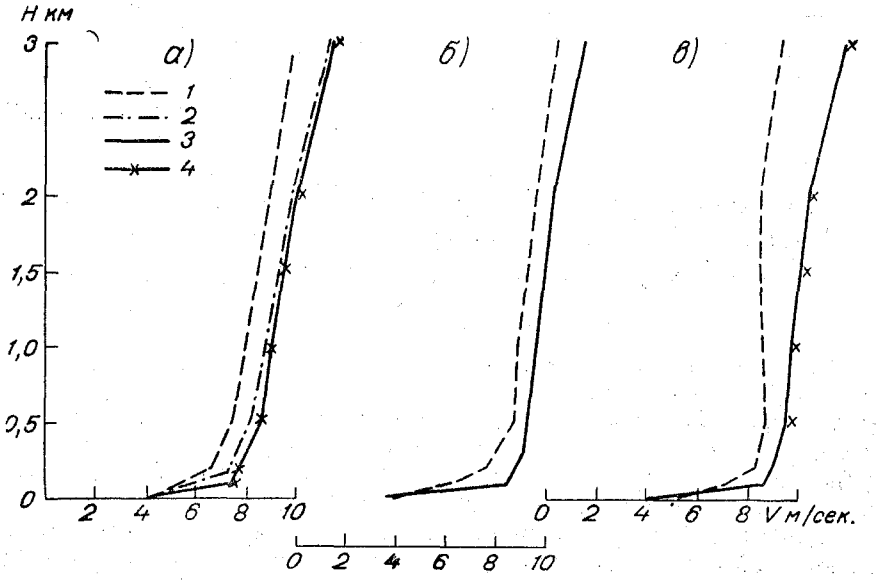


Рис. 1. Распределение средней скорости ветра по высоте за различные периоды времени.

а — Салехард, *б* — Александровское, *в* — Барабинск; *1*) 1940—1952 гг., *2*) 1954—1963 гг., *3*) 1959—1963 гг. (4 срока), *4*) 1959—1963 гг. (3 срока).

пример, для ст. Александровское это число составляет 4037, 3477, 1760 соответственно на уровнях 0; 0,5; 2 км и 5653, 4587, 2019 для тех же уровней для ст. Барабинск. Для рядов наблюдений последних лет n почти не изменяется. Здесь, вероятно, играет роль еще и то обстоятельство, что число лет на ст. Барабинск с односрочными наблюдениями больше, чем на других станциях. Завышенные значения величины средней скорости в нижних слоях за последние годы, а также уменьшение скорости на высоте флюгера могут быть объяснены и изменением защищенности станций [7].

Помимо этих факторов обращают на себя внимание незначительные расхождения средних скоростей за 1954—1963 и 1959—1963 гг. ($\Delta = 0{,}2$—0,3 м/сек.) и почти одинаковые значения средних суточных скоростей при четырех- и трехсрочных наблюдениях за 1959—1963 гг. Влияние сроков наблюдений на средние суточные скорости подробно изложены в работе [8].

Наличие значительных расхождений между данными климатологических рядов ветра до 1952 г. и после него прослеживается и по другим характеристикам ветра, например по преобладающему направлению.

Таблица 1

Характеристики ветра по высоте за различные периоды. Салехард

Период, месяц	Флюгер		1 км		2 км		3 км		
	H	$d_{пр}$	H	$d_{пр}$	H	$d_{пр}$	H	$d_{пр}$	
1940—1952 гг., I	53	ю8юз	51	з9сз	47	юз38з			
VII	53	с33св	35	сз11с	44	з28сз	46	321сз	
1954—1963 гг., 1	47	ю23юз	52	юз333	51	з1сз	59	36сз	
VII	42	с44св	32	с42св	34	сз8с	36	сз16с	
I	45	ю24юз	54	юз35з	55	30сз	62	з5сз	4 срока
1959—1963 гг., VII	40	с35св	31	с34св	38	сз10с	40	сз14с	
I	46	ю25юз	54	юз35з	55	юз44з	63	з2сз	3 срока
VII	39	с39св	28	с34св	36	сз2с	38	сз6с	

Ниже приводится табл. 1, где помещены преобладающие направления $d_{пр}$ и их повторяемости H%, рассчитанные по методике, разработанной Е. С. Рубинштейн [2].

Как следует из данных табл. 1, характеристики преобладающего направления на различных высотах близки между собой за период 1954—1963 и 1959—1963 гг. Те же характеристики по данным до 1952 г. и за последующие периоды значительно отличаются. Анализ таких же данных по ст. Барабинск показывает, что различие между старыми и новыми рядами наблюдений выражено еще ярче, особенно в теплое время года.

На основании проведенного анализа можно сказать, что старые климатические ряды могут дать только общее представление о режиме ветра в пограничном слое атмосферы.

В качестве примера приведем табл. 2 и 3, в которых помещены некоторые характеристики ветра, полученные за различные периоды наблюдений.

Таблица 2

Средние значения показателя α, определенные для различных мест в интервале высот от 10 до 3000 м

H км	Тобольск	Ханты-Мансийск	Березово	Салехард	Омск	Барабинск	Александровское	Новосибирск	Колпашево	Енисейск	Подкаменная Тунгуска	Верхнеимбатское	Новый Порт	Игарка
	2	3	4	5	1	1	3	1	2	2	3	4	6	5
0,1	0,12	0,14	0,23	0,14	0,17	0,14	0,21	0,28	0,22	0,20	0,14	0,15	0,10	0,15
0,2	0,17	0,17	0,24	0,16	0,20	0,15	0,25	0,26	0,25	0,24	0,20	0,18	0,12	0,18
0,5	0,16	0,15	0,21	0,16	0,17	0,13	0,20	0,22	0,21	0,24	0,22	0,18	0,09	0,17
1,0	0,14	0,13	0,18	0,15	0,15	0,11	0,18	0,20	0,18	0,22	0,21	0,16	0,08	0,15

В табл. 2 приводятся значения α — показателя простого степенного закона,

$$\frac{V_z}{V_ф} = \left(\frac{z}{z_ф}\right)^{\alpha}, \qquad (1)$$

рассчитанные по данным за период до 1952 г. Закономерности ветра по α рассмотрены в работах [1, 9].

Названия пунктов с одинаковыми цифрами под ними относятся к одинаковым широтным поясам. Например, цифра 2 означает расположение станций вблизи 58° с. ш.

Распределения параметра α с высотой закономерно изменяются в широтном и меридиональном направлениях. С запада на восток и с юга на север значения α для $V_{100}/V_ф$ и $V_{200}/V_ф$ сначала увеличиваются, а затем убывают. Например, по линии Тобольск — Колпашево — Енисейск α соответственно равно 0,12—0,22—0,20; по линии Омск — Барабинск — Новосибирск 0,17—0,14—0,28; по линии Тобольск — Салехард 0,12—0,14—0,23—0,14. Такая закономерность для станций, расположенных в лесостепной зоне и в высоких широтах (лесотундра), сохраняется вплоть до высоты 3 км, в то время как в таежной части территории параметр α для высот 500 м и выше увеличивается в западно-восточном направлении.

Обращает на себя внимание и то, что α растет до высоты примерно 200—500 м, далее убывает, а с высоты 1000 м остается постоянным или меняется очень незначительно. Последнее обстоятельство в свою очередь в известной мере зависит от периода обработки материалов наблюдений. Подтверждением может служить сравнение значений α в табл. 2 и 3 для ст. Барабинск, Александровское.

В табл. 3 приводятся значения α и $V_z/V_ф$, рассчитанные по данным за период 1959—1963 гг.

Таблица 3

Величины $V_z/V_ф$ и $\alpha = \dfrac{\lg \frac{V_z}{V_ф}}{\lg \frac{z}{z_ф}}$

Месяц	100		200		500		900		1000	
	$V_z/V_ф$	α	$V_z/V_ф$	α	$V_z/V_ф$	α	$V_z/V_ф$	α	$V_z/V_ф$	α
Александровское										
I	2,37	0,37	2,40	0,29	2,62	0,24	2,92	0,24	2,75	0,22
IV	2,44	0,39	2,36	0,28	2,56	0,23	0,70	0,22	2,61	0,21
VII	2,06	0,31	2,20	0,26	2,43	0,22	2,30	0,18	2,50	0,20
X	2,21	0,34	2,32	0,28	2,58	0,23	2,58	0,21	2,55	0,20
Год	2,40	0,38	2,40	0,29	2,60	0,24	2,69	0,22	2,69	0,21
Барабинск										
I	1,94	0,29	2,06	0,24	2,25	0,20	2,45	0,20	2,30	0,18
IV	2,05	0,31	2,16	0,25	2,26	0,20	2,37	0,19	2,33	0,18
VII	2,42	0,38	2,26	0,27	2,22	0,20	2,16	0,17	2,19	0,17
X	1,96	0,29	2,13	0,25	2,32	0,21	2,06	0,16	2,33	0,18
Год	2,24	0,35	2,27	0,28	2,32	0,21	2,29	0,18	2,36	0,18

Из табл. 3 видно, что полученные величины α значительно больше, чем в табл. 2. Причем такой рост α с высотой, как в табл. 2, не наблюдается.

Данные табл. 3 позволяют проследить распределение значений α и $V_z/V_ф$ по сезонам. Они наибольшие в январе — апреле над Александровским, в то время как над Барабинском они наибольшие в апреле и июле. Во всем диапазоне высот для первого пункта характерны несколько большие значения α и $V_z/V_ф$, чем для второго пункта. Такое же различие выявляется и на основании анализа самих величин $\overline{V}$. Одной из важных причин такого рода различий является циркуляционный фактор.

Однако известно, что α довольно сложным образом зависит от особенностей рельефа, термической стратификации воздуха и расстояния от поверхности земли. Поэтому использование степенного закона в виде (1) может быть допущено только для грубых оценок. Тем не менее даже такая оценка является важной, когда имеем дело с материалами 40-х и 50-х годов, в которых отсутствует информация о ряде внешних факторов, определяющих профиль ветра (например, защищенность станции).

Представляет интерес сопоставить значения α и $V_z/V_ф$, полученные разными авторами [1, 9]. В среднем они колеблются от 0,14 до 0,17 (и 1,44—1,48) над ровной поверхностью и от 0,22 до 0,26 (и 1,71) над ровной поверхностью, поросшей лесом. Ближе всего к этим величинам данные табл. 2 (0,14 и 1,37 для Барабинска — лесостепь и 0,21 и 1,64 для Александровского—лесная зона). Качественно они согласуются и с данными табл. 3, т. е. α и $V_z/V_ф$ в среднем над лесом больше, чем над открытой местностью. Основной причиной расхождения количественных характеристик α и $V_z/V_ф$ (по разным источникам) является особенность подбора материала и эпизодичность наблюдения. Так, в работе [1] расчеты были произведены без учета скоростей меньше 3 м/сек.

В заключение рассмотрим структурную функцию скоростей ветра в пограничном слое по данным наблюдений за 1959—1963 гг. В общем виде эту функцию можно написать

$$\sigma(\Delta V) = F(\Delta z), \tag{2}$$

где Δz — расстояние по вертикали между двумя точками пространства, $\sigma(\Delta V)$ — стандартное отклонение разности вектора в этих точках.

Этот вид функции использован в работах [4, 10].

В данном случае $\sigma(\Delta V)$ можно рассматривать как сумму дисперсий составляющих разностей векторов ветра:

$$\sigma(\Delta V) = \sqrt{\sigma_y^2 + \sigma_x^2}, \tag{3}$$

или

$$\sigma(\Delta V) = \sqrt{[\overline{\Delta V_y^2} - (\overline{\Delta V_y})^2] + [\overline{\Delta V_x^2} - (\overline{\Delta V_x})^2]}. \tag{4}$$

Величина $\Delta V = V_z - V_ф$ должна создаваться в основном масштабом турбулентности (вихрями), размеры которых сравнимы с Δz.

Для определения $\sigma(\Delta V)$ нами были использованы данные о скоростях при направлениях ветра с наибольшей повторяемостью, при которых, как правило, наблюдаются большие скорости ветра.

На рис. 2 приводятся примеры полученных нами по формуле (4) структурных функций за различные часы суток (17 и 23) в зимнее время (январь), которые позволяют в какой-то степени судить о структуре воздушных потоков в вертикальном направлении.

Из рис. 2 видно, что зимой для обеих станций характерен рост значений $\sigma(\Delta V)$ до 400—500 м и незначительное изменение их выше этого слоя. Зависимость значений $\sigma(\Delta V)$ от времени суток незначительна и лежит в рамках погрешностей метода. Такой ход значений $\sigma(\Delta V)$ с высотой над различными пунктами (соответственно над различными климатическими районами — лесная зона и лесостепь) можно объяснить тесной связью их с термическими и динамическими условиями конкретного района.

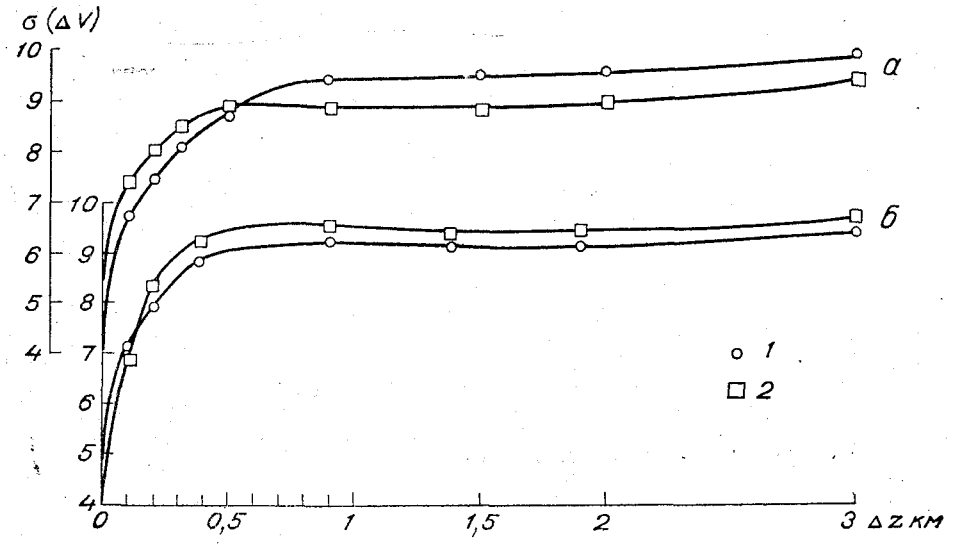


Рис. 2. Эмпирические структурные функции.
а — Александровское, *б* — Барабинск; *1* — 17 час., *2* — 23 часа.

Можно было бы представить рассматриваемую нами функцию в аналитическом виде

$$\sigma(\Delta V) = A(1 - e^{-\alpha \Delta z}) + \sigma_0 . \qquad (5)$$

Здесь A и α — постоянные величины, значения которых зависят от вышеуказанных условий наблюдения (рис. 2). Величина σ_0 позволяет оценить ошибку метода наблюдений косвенным путем — путем экстраполяции кривых $\sigma(\Delta V)$ в сторону малых высот. В нашем случае $\sigma_0 \approx$ ≈ 5 м/сек., что согласуется с данными работы [13], где получены ошибки определения скоростей ветра в диапазоне вертикальных углов 16—30° при радиотеодолитном способе наблюдений в среднем такого же порядка.

Для малых скоростей ветра (летние условия) надежные структурные функции получить не удалось вследствие больших абсолютных ошибок метода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Воронцов П. А. Аэрологические исследования пограничного слоя атмосферы. Гидрометеоиздат, Л., 1960.
2. Костин С. И., Покровская Т. В. Климатология, Л., 1961.
3. Орлова В. В. Западная Сибирь. Гидрометеоиздат, 1962.
4. Пинус Н. З. Структура поля скоростей ветра в верхней тропосфере и нижней стратосфере. Метеорология и гидрология, № 4, 1962.

5. Сапожникова С. А. Изменение скорости ветра с высотой в нижнем слое воздуха. Труды НИУ ГУГМС, сер. 1, вып. 33, 1946.
6. Сапожникова С. А. Некоторые особенности ветрового режима на юго-востоке Западной Сибири. Труды НИИАК, вып. 37, 1966.
7. Сапожникова С. А. Характеристика местоположения метеорологических станций для оценки его влияния на ветровой режим. Труды НИИАК, вып. 37, 1966.
8. Садыков Г. К. О влиянии частоты наблюдений на характеристики ветра. Метеорология и гидрология, № 1, 1961.
9. Справочник по геофизике. Пер. с англ. Изд-во «Наука», М., 1965.
10. Цверава В. Г. Некоторые характеристики ветра в пограничном слое атмосферы. Труды ГГО, вып. 161, 1964.
11. Canflied Norman L., Smith Orvel E., Vaughan William W. Progress in circumventing limitations of upper wind records. J. Appl. Meteorol, No. 3, 1966.
12. Dettwiller I. Représentativité des mesures de vent par radar. Météorologie, n° 75, 1964.
13. Рыбаков Е. Т., Ахметов М. С. Точность определения ветра в атмосфере методом радиолокации. См. настоящий сборник.

СОДЕРЖАНИЕ

Р. С. Бортковский, Э. К. Бютнер. О методах определения турбулентных потоков количества движения и тепла над морем 3
Г. В. Гирдюк. О методике расчета эффективного излучения поверхности океана 18
А. А. Елисеев. О приближенном моделировании поглощательных свойств воздуха в длинноволновой области различными материалами 34
С. П. Малевский-Малевич. Самолетные актинометрические наблюдения для расчета радиационного баланса водоема в период замерзания 42
В. В. Симонов. О суммарном испарении с водоема при наличии ледяных полей 46
П. А. Воронцов, В. И. Селицкая. О стратификации пограничного слоя в береговой зоне оз. Балхаш 57
И. Г. Горбунова, З. М. Утина. Влияние метеорологических факторов на нормы орошения 64
И. Г. Горбунова. Способ расчета схемы поливного режима орошаемых земель по метеорологическим данным 73
Л. В. Несина. Об определении составляющих теплового баланса орошаемого поля риса 84
Б. М. Ильин. Об одной схеме прогноза поля давления у земли 89
Л. А. Ключникова, И. И. Честная. Расчет профиля больших скоростей ветра в нижнем 100-метровом слое атмосферы по наземным данным . . . 98
З. М. Утина. Опыт расчета составляющих баланса энергии турбулентности . . 107
Н. З. Ариель. Оценка искажений и погрешностей расчета спектров по экспериментальным данным 111
Е. Т. Рыбаков, М. С. Ахметов. Точность определения ветра в атмосфере методом радиолокации 116
В. М. Михель. К вопросу об оценке метода шаров-пилотов, наблюдаемых с одного пункта 133
Б. М. Ильин, И. И. Честная. Обработка базисных шаропилотных наблюдений на ЭВМ «Урал-4» 136
М. С. Ахметов. Аэроклиматические закономерности распределения некоторых характеристик ветра в нижнем трехкилометровом слое над Западной Сибирью (к северу от 54° с. ш.) 141

Труды ГГО, вып. 226

Физика пограничного слоя атмосферы

Редактор *Л. К. Сурыгина*
Техн. редактор *Г. В. Ивкова*
Корректор *Т. В. Алексеева*

Сдано в набор 9/IV 1968 г. Подписано к печати 3/XI 1968 г. Бум. тип. № 1 70 × 108¹/₁₆. Бум. л. 4,875. Печ. л. 13,65. Уч.-изд. л. 12,39. Тираж 730 экз. М. 53504 Индекс МЛ-20.

Гидрометеорологическое издательство. Ленинград, В-53, 2-я линия, д. № 23. Заказ № 811. Цена 87 коп.

Сортавальская книжная типография Управления по печати при Совете Министров КАССР, г. Сортавала, Карельская, 42

УДК 551.554

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

В работе собраны результаты измерений коэффициента ветрового сопротивления C_u, равного отношению v_*^2/u_{10}^2, где v_* — динамическая скорость, u_{10} — значение скорости ветра на высоте 10 м. Обсуждается вопрос о зависимости C_u от спектра волнения и стратификации атмосферы. Изложены основные идеи ряда теоретических работ по определению C_u и по расчету влияния волнения на величину C_u. Оказывается, что C_u за счет волнения при ветре около 5 м/сек. увеличивается на 30%, при ветре 10—15 м/сек. на 100%.

Измеренные значения C_u превышают значения C_u над гладкой поверхностью примерно на такую же величину. Исходя из этого, авторы предполагают, что перенос тепла над морем при умеренных ветрах ($u_{10}<10$ м/сек.) происходит так же, как и над гладкой поверхностью. Это дает возможность определять поток тепла H над морем по измерению разности температур воздух — вода $\Theta_a - \Theta_w$ и скорости ветра на одном уровне $H=\rho c_p \mathrm{St}(\Theta_a - \Theta_w)u$.

Неизвестный коэффициент St при этом можно вычислить теоретически. Значения St, полученные по разным моделям строения тонкого приповерхностного слоя воздуха, оказываются очень близкими между собой, если только в модели учитывается наличие переходной области — буферного слоя между слоями, где преобладает молекулярный и турбулентный перенос тепла. Толщины слоев определяются по известным универсальным профилям $u(z)$ над гладкой поверхностью.

Для сравнения приведены значения St, вычисленные по моделям Монтгомери и Шеппарда без учета буферного слоя.

Табл. 4. Илл. 2. Библ. 48.

УДК 551.521.32.

О методике расчета эффективного излучения поверхности океана. Гирдюк Г. В. Труды ГГО, 1968, вып. 226, стр. 18—33.

В статье определяются коэффициенты формулы Брента для расчета излучения атмосферы на материалах аэрологических наблюдений в Северной Атлантике. Излучение атмосферы рассчитывалось по радиационной номограмме Ф. Н. Шехтер. Аналогичная проработка по определению коэффициентов проведена на основании измерений излучения атмосферы, выполненных в Северной Атлантике при помощи радиометра ГГО с фильтром из германия. Обработка результатов измерений подтвердила расчеты по радиационной номограмме. Отмечается высокий коэффициент корреляции между величинами излучения атмосферы и излучения черного тела при температуре воздуха.

На основании проведенного анализа рекомендуется формула для расчета излучения атмосферы над океаном в случае отсутствия данных о влажности воздуха. Для определения влияния облачности на излучение атмосферы используются литературные данные об излучательной способности облаков разных ярусов и данные измерений высоты облаков нижнего и среднего ярусов в холодное и теплое время года над Северной Атлантикой. На основании этих данных рассчитываются облачные коэффициенты для облаков трех ярусов. По данным о повторяемости различных форм облаков над океаном рассчитываются средние облачные коэффициенты. На основании материалов обработки измерений излучения атмосферы при облачном небе получены облачные коэффициенты, подтверждающие результаты расчетов.

Рассматривается вопрос о влиянии температурной стратификации пограничного слоя над океаном на величину излучения атмосферы.

Табл. 7. Илл. 5. Библ. 25.