ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ТРУДЫ
ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
имени А. И. Воейкова

ВЫПУСК 77

ВОПРОСЫ ФИЗИКИ ПРИЗЕМНОГО СЛОЯ ВОЗДУХА

Под редакцией
д-ра физ.-мат. наук
Д. Л. ЛАЙХТМАНА

ГИМИЗ

ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ЛЕНИНГРАД • 1958

АННОТАЦИЯ

В сборнике содержатся результаты исследований физических процессов в приземном слое, выполненных в 1956 г. Основные работы касаются исследования закономерностей образования заморозков и туманов, а также влияния процессов конденсации на термический режим. Некоторые работы посвящены методике измерений и расчетов основных метеорологических характеристик приземного слоя, часть статей—вопросам атмосферной турбулентности.

Сборник рассчитан на специалистов, интересующихся процессами в пограничном слое атмосферы.

Л. А. КЛЮЧНИКОВА

АДВЕКТИВНЫЕ ТУМАНЫ ОХЛАЖДЕНИЯ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ СНЕЖНОГО ПОКРОВА

При переходе теплой воздушной массы на холодную подстилающую поверхность туман может образоваться в результате охлаждения воздуха под влиянием подстилающей поверхности. Очевидно, что свойства подстилающей поверхности играют здесь существенную роль.

Образование адвективных туманов охлаждения в прибрежных районах рассматривалось ранее [1], но над поверхностью без установившегося снежного покрова. Над снегом процесс образования туманов охлаждения характеризуется некоторыми особенностями.

Поверхность снега является абсорбирующей. При влажности воздуха, большей, чем влажность над поверхностью снега, имеет место поток влаги из воздуха к поверхности снега, где водяной пар конденсируется. Выделяющаяся при этом теплота конденсации нагревает нижние слои воздуха. В результате снег осушает и нагревает нижние слои воздушной массы и тем самым затрудняет процесс туманообразования, а в случае натекания тумана на покрытую снегом поверхность снег способствует его рассеянию.

В настоящей работе рассматриваются условия, при которых возможно образование адвективных туманов охлаждения над снегом. Такие туманы наблюдаются осенью на побережьях северных морей, где снежный покров устанавливается значительно раньше замерзания воды в водоеме, и в Центральной Арктике, где в течение всей холодной половины года наблюдаются разводья.

Постановка задачи

Взаимодействие движущейся воздушной массы с подстилающей поверхностью осуществляется в основном путем турбулентного перемешивания.

Для стационарной задачи при горизонтальной однородности воздушной массы и отсутствии вертикальных токов задача сводится к решению уравнений турбулентной диффузии для температуры и абсолютной влажности:

$$u\frac{\partial T}{\partial x}=\frac{\partial}{\partial z}k(z)\frac{\partial T}{\partial z}, \tag{1}$$

$$u\frac{\partial q}{\partial x}=\frac{\partial}{\partial z}k(z)\frac{\partial q}{\partial z} \tag{2}$$

при следующих краевых условиях:

$$\begin{aligned} &T(x, z)\big|_{x=0}=T^{\circ}(z), \\ &T(x, z)\big|_{x=0}=q^{\circ}(z), \end{aligned} \tag{3}$$

$$\begin{aligned} &T(x, z)\big|_{z=\infty}=T^{\circ}(\infty), \\ &q(x, z)_{z=\infty}=q^{\circ}(\infty). \end{aligned} \tag{4}$$

[1] Л. А. Ключникова. К вопросу об образовании адвективных туманов. Труды ГГО, вып. 60 (122), 1956.

Распределение температуры на поверхности снега принимается известным

$$T(x, z)\Big|_{\substack{z=0\\ x\gg 0}} = T(x) = \text{const}. \tag{5}$$

Влажность на поверхности снега принимается насыщающей при температуре поверхности снега

$$q(x, z)\Big|_{\substack{z=0\\ x\gg 0}} = q_{\max}(T_{\text{снега}}). \tag{6}$$

Для предвычисления тумана необходимо: 1) получить из уравнений (1) и (2) температуру и абсолютную влажность воздушной массы, 2) сравнить насыщающую абсолютную влажность для полученной из уравнения (1) температуры ($q_{\max_T}$) с абсолютной влажностью, полученной из уравнения (2), т. е. с фактической влажностью воздушной массы.

Если

$$\left.\begin{array}{l} q_{\max_T} > q_{\text{факт}} \text{ — туман не образуется} \\ q_{\max_T} < q_{\text{факт}} \text{ — туман образуется} \end{array}\right\} \tag{7}$$

Разность $q_{\text{факт}} - q_{\max_T} = \Delta q$ представляет величину перенасыщения в воздухе. Но Δq — не есть количество сконденсированного водяного пара. В процессе конденсации выделяется теплота, которая увеличивает температуру воздуха, а следовательно, и величину насыщающей влажности. В результате водность тумана будет несколько меньше величины Δq.

Для определения водности тумана с учетом теплоты конденсации воспользуемся приближенным методом, предложенным Д. Л. Лайхтманом.

В уравнениях (1) и (2) необходимо учесть количество сконденсировавшегося водяного пара Q, тогда они примут следующий вид:

$$u\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z}k(z)\frac{\partial T}{\partial z} + Q\frac{L}{C_p}, \tag{8}$$

$$u\frac{\partial q}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z}k(z)\frac{\partial q}{\partial z} - Q. \tag{9}$$

Складывая уравнения (8) и (9), получим

$$u\frac{\partial \vartheta}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z}k(z)\frac{\partial \vartheta}{\partial z}, \tag{10}$$

где $\vartheta = T + \frac{L}{c_p}q$ — эквивалентная температура.

Решим уравнение (10) при граничных условиях

$$\vartheta(x, z)\big|_{x=0} = \vartheta^{\circ}(z), \tag{11}$$

$$\vartheta(x, z)_{z=0} = \vartheta(x)\,\text{const}, \tag{12}$$

$$\vartheta(x, z)\big|_{z=\infty} = \vartheta^{\circ}(\infty). \tag{13}$$

Полагая

$$\left.\begin{array}{l} u(z) = u_1\left(\frac{z}{z_1}\right)^{\varepsilon} \\ k(z) = k_1\left(\frac{z}{z_1}\right)^{1-\varepsilon} \\ \vartheta^{\circ}(z) = \vartheta_0 + \vartheta_1\left(\frac{z}{z_1}\right)^{\varepsilon} \end{array}\right\} \varepsilon > 0 \tag{14}$$

и вводя безразмерные координаты

$$\zeta = \frac{2}{1+2\varepsilon}\left(\frac{z}{z_1}\right)^{\frac{1+2\varepsilon}{2}},$$

$$\xi = \frac{k_1}{u_1}\frac{x}{z_1^2},$$

получим решение уравнения (10) в следующем виде:

$$\vartheta(\xi, \zeta) = \vartheta_{0_{\text{возд}}} + \vartheta_1 \left[\frac{\zeta}{2(1-2n)}\right]^{2n} + (\vartheta_{0_{\text{снега}}} - \vartheta_{0_{\text{возд}}}) P\left(\frac{\zeta^2}{2\xi}, 2n\right), \tag{15}$$

где $P\left(\frac{\zeta^2}{2\xi}, 2n\right)$ — функция вероятности $\frac{\zeta^2}{2\xi}$.

Формула (15) дает возможность рассчитать эквивалентную температуру трансформирующейся воздушной массы.

Для определения приближенного значения абсолютной влажности решается уравнение (2) при условии, что

$$q^0(z) = q_0 + q_1\left(\frac{z}{z_1}\right)^{\varepsilon},$$

$$q_0(x) = q_{\max}(T_{\text{снега}}) = \text{const}.$$

Решение имеет вид, аналогичный выражению (15),

$$q = (\xi, \zeta) = q_{0\,\text{возд}} + q_1 \left[\frac{\zeta}{2(1-2n)}\right]^{2n} + (q_{0\,\text{снега}} - q_{0\,\text{возд}}) P\left(\frac{\zeta^2}{2\xi} 2n\right). \tag{16}$$

Так как воздушная масса, проходя путь 200—250 км над водной поверхностью, принимает в нижних слоях температуру, близкую к температуре водной поверхности, то

$$T_{0\,\text{возд}} = T_{\text{воды}},$$

$$q_{0\,\text{возд}} = q_{\max}(T_{\text{воды}}),$$

$$\vartheta_{0\,\text{возд}} = T_{\text{воды}} + 2{,}5 q_{\max}(T_{\text{воды}}).$$

Чтобы учесть дополнительное охлаждение воздушной массы вследствие радиационного выхолаживания ночью, под температурой снега следует понимать минимальную температуру на поверхности снега. Сравнивая $q_{\max_\vartheta}$, найденное по (15), с $q_{\text{факт}}$, рассчитанным по (16), находим величину $q_{\text{факт}} - q_{\max_\vartheta} = Q$ (Q — водность тумана), если Q — величина положительная.

Из уравнений (15) и (16) видно, что водность тумана зависит главным образом от контраста температур водной поверхности и поверхности снега и от влагосодержания приходящей воздушной массы.

Расчеты показали, что для образования тумана над снегом необходимо большее охлаждение воздушной массы, чем над поверхностью без снега, при одинаковых свойствах приходящей воздушной массы, т. е. эффект осушения воздуха снегом подтверждается. Например, если в приходящем с моря воздухе

$$T|_{z=0} = T_{\text{воды}} = 5^\circ,$$

$$r = 90\%,$$

то для образования тумана над поверхностью, покрытой снегом, необходим начальный контраст температур $(T_{\text{воды}} - T_{\text{снега}}) = 13 - 14^\circ$, в то время как над оголенной поверхностью туман образуется уже при разности $(T_{\text{воды}} - T_{\text{почвы}}) = 8^\circ$.

Для быстроты расчета по уравнениям (15) и (16) построена номограмма (рис. 1).

На номограмме справа и слева нанесены две группы шкал для температуры водной поверхности от —8 до 10° при разных значениях относительной влажности приходящей воздушной массы.

В середине номограммы находится шкала температуры поверхности снега. Значения температуры от 0 до —30° нанесены с двух сторон шкалы в разных масштабах.

Слева от шкалы $T_{снега}$ расположена шкала насыщающей абсолютной влажности $q_{max\vartheta}$, справа — абсолютной влажности, фактически содержащейся в воздухе, $q_{факт}$.

Для предвычисления тумана по номограмме на сутки, в которые предполагается адвекция, необходимо иметь спрогнозированными следующие данные:

1) температуру воды в период адвекции. Но так как температура водной поверхности меняется сравнительно мало ото дня ко дню, можно использовать среднесуточную температуру воды за сутки, предшествующие адвекции;

2) относительную влажность воздушной массы. Если прогноз влажности дать невозможно, то ее следует принимать равной 90%;

3) минимальную температуру на поверхности снега в период адвекции.

Предвычисление тумана производится следующим образом.

1. В левой группе шкал выбирается шкала, соответствующая относительной влажности воздуха.

2. Точка на выбранной шкале, соответствующая значению температуры воды, переносится по горизонтали на шкалу $T_{воды}$, соответствующую относительной влажности 92%.

3. Полученная на шкале 92% точка соединяется прямой с точкой, соответствующей температуре поверхности снега, на шкале $T_{снега}$ с левой ее стороны.

На пересечении этой прямой со шкалой $q_{max\vartheta}$ отсчитывается значение насыщенного водяного пара $q_{max\vartheta}$.

Фактическая влажность воздуха $q_{факт}$ находится аналогичным образом.

В группе шкал справа выбирается шкала для относительной влажности; точка, соответствующая температуре воды, переносится на шкалу 92%; полученная точка соединяется прямой с точкой, соответствующей температуре снега на шкале $T_{снега}$ с правой стороны.

На пересечении этой прямой со шкалой $q_{факт}$ отсчитывается значение $q_{факт}$.

С помощью таблицы на номограмме по величине разности $(q_{факт} - q_{max\vartheta})$ определяется водность тумана, если эта разность положительна.

Проверка номограммы на опытном материале пока не проводилась вследствие трудности подбора материала, так как туманы этого типа не часто встречаются.

Ф. Н. ШЕХТЕР

РАСЧЕТ ГЛУБИНЫ ПРОМЕРЗАНИЯ ПОЧВЫ И ТЕМПЕРАТУРЫ МЕРЗЛОЙ ПОЧВЫ

II. Формулы и номограммы

В последние годы в Главной геофизической обсерватории проводились исследования зависимости глубины промерзания почвы и ее температуры от метеоусловий за период маломеняющегося снежного покрова или его отсутствия. При наличии прогноза погоды полученные в работе [8] формулы могут быть использованы и для предвычисления указанных величин.

В упомянутой работе для расчета глубины промерзания была получена следующая формула:

$$y=\sqrt{\sigma t+y_0^2}\,, \tag{1}$$

где t — время в сутках, y_0 — начальная глубина промерзания в сантиметрах, σ — параметр, характеризующий скорость промерзания и определяемый из уравнения

$$\frac{\theta_0-\vartheta_{\text{ср}}}{1+\dfrac{2\lambda\dfrac{h}{\lambda^*}}{y_0+\sqrt{\sigma t+y_0^2}}}=\frac{\lambda_{\text{т}}}{\lambda}\,\frac{\theta_H-\theta_0}{\dfrac{37}{\sqrt{\sigma}}-1}+\frac{Lq\sigma}{2\lambda}\,. \tag{2}$$

В уравнении (2) $\lambda\,(\lambda_{\text{т}})$ — теплопроводность почвы в мерзлом (талом) состоянии, q — количество воды, замерзшей в 1 см^3 почвы, L — скрытая теплота кристаллизации, $\vartheta_{\text{ср}}$ — средняя температура поверхности снега за период расчета, т. е. за время t, θ_H — температура талой почвы на глубине H в начальный момент, θ_0 — температура замерзания почвы, h, λ^* — высота и теплопроводность снежного покрова (при отсутствии снега $h=0$, а $\vartheta_{\text{ср}}$ — температура поверхности почвы).

Рекомендуемый в [8] способ определения σ методом последовательных приближений громоздок, особенно в тех случаях, когда нельзя ограничиться первыми двумя приближениями. Это побудило нас заняться упрощением трансцендентного уравнения (2).

Если предположить, что начальное промерзание отсутствует, и рассматривать y_0 как теплоизолирующий слой, расположенный над замерзающей почвой (аналогично снежному покрову), то для глубины промерзания получим вместо (1) формулу $y=y_0+\sqrt{\sigma t}$, а знаменатель в (2) примет вид $1+\dfrac{2\lambda\left(\frac{h}{\lambda^*}+\frac{y_0}{\lambda'}\right)}{\sqrt{\sigma t}}$. Подставляя в преобразованное уравнение (2) вместо σ значение $\sigma=\dfrac{(y-y_0)^2}{t}$, можно привести его к следующему виду:

$$\frac{1}{(D+x)\,x}=\frac{B}{(C-x)\,x}+1. \tag{3}$$

Уравнение (3) содержит четыре безразмерных параметра:

$$D = \frac{2d}{A}, \quad C = \frac{37\sqrt{t}}{A}, \quad B = \frac{\lambda_т}{\lambda}\frac{\theta_H - \theta_0}{\theta_0 - \vartheta_{ср}}, \quad x = \frac{y - y_0}{A}, \tag{4}$$

где

$$A = \sqrt{\frac{2\lambda t(\theta_0 - \vartheta_{ср})}{Lq}}, \tag{5}$$

$$d = \lambda\left(\frac{h}{\lambda^*} + \frac{y_0}{\lambda'}\right). \tag{6}$$

В (4) — (6) и далее λ' — теплопроводность слоя y_0, а λ — ниже лежащего слоя в мерзлом состоянии.

В самом общем случае, когда имеется несколько теплоизолирующих слоев постоянной толщины (с распределением температуры, близким к линейному)

$$d = \lambda\left(\frac{h_1}{\lambda_1} + \frac{h_2}{\lambda_2} + \frac{h_3}{\lambda_3} + \ldots\right), \tag{7}$$

где h_i и λ_i — толщины и соответствующие теплопроводности слоев, расположенных над тем уровнем почвы, с которого начинается промерзание в начальный момент (т. е. при $t = 0$). Например, при наличии ледяной корки $d = \lambda\left(\frac{h}{\lambda^*} + \frac{h_л}{\lambda_л} + \frac{y_0}{\lambda'}\right)$, где $h_л$ — толщина льда, $\lambda_л$ — его теплопроводность ($\lambda_л = 1{,}8$ ккал/м час град.).

После проделанных преобразований получим на основании последнего из соотношений (4) следующую формулу для вычисления глубины промерзания почвы:

$$y = xA + y_0, \tag{8}$$

в которой неизвестный параметр x определяется равенством (3).

Величина A имеет вполне реальный физический смысл — это наибольшее возможное промерзание, т. е. глубина, на которую промерзла бы почва, имеющая температуру 0°, при отсутствии теплоизолирующих слоев.

Уравнение (3) легче всего решить графически. Оно значительно упрощается в том случае, когда один или два из входящих в него параметров равны нулю: если $D = 0$, то

$$\frac{B}{C - x} = \frac{1 - x^2}{x}, \tag{9}$$

если $B = 0$, то

$$(D + x)x = 1, \tag{10}$$

если $D = B = 0$, то

$$x = 1.$$

Искомая величина x — это отношение действительно промерзшего за время t слоя почвы $(y - y_0)$ к наибольшему возможному промерзанию.

Для нахождения x из уравнений (3), (9), (10) нами предложен ряд номограмм. Графики, приведенные на рис. 1—3, служат для решения самого общего уравнения (3), которое можно записать в виде $\varphi = \psi$, обозначив его левую часть через φ, а правую через ψ:

$$\varphi = \frac{1}{(D + x)x}, \quad \psi = \frac{B}{(C - x)x} + 1.$$

Если для нескольких x найти φ из графика на рис. 1, а ψ из графика на рис. 2 и затем нанести кривые $\varphi(x)$ и $\psi(x)$ на бланк графика на рис. 3, то точка пересечения этих кривых даст искомое x. Решение уравнений (9) и (10) дается графиками на рис. 4, 5[1].

Для отыскания x по предложенным номограммам надо знать значения параметров A, B, C, D. Остановимся вкратце на их определении.

Известно, что в естественных условиях почвенная вода замерзает при температуре ниже нуля [6], [10], а некоторая ее часть (связанная вода) не замерзает вообще. Следовательно, количество замерзшей в 1 см^3 почвы воды $q = \frac{\delta (w - w_н)}{100}$, где δ — объемный вес скелета почвы в г/см^3, w — влажность почвы в процентах к сухой навеске, $w_н$ — количество незамерзающей воды в процентах к весу сухой почвы.

Температура замерзания почвы θ_0 зависит в основном от ее механического состава и влажности и колеблется для обычных незасоленных почв от 0 до —1,5°, а иногда и до —4°. Засоленные почвы замерзают при температурах, более низких, чем незасоленные [1], [10]. Следует уточнить, что температурой замерзания почвы принято называть такую температуру, при которой превращается в лед основная масса почвенной влаги.

Если температура замерзания почвы не известна, то целесообразнее всего принять $\theta_0 = 0$ и использовать вместо температуры поверхности почвы температуру воздуха в метеобудке. В зимнее время в приземном слое воздуха, как правило, наблюдается инверсия, поэтому такая замена несколько скомпенсирует ошибку, возникшую от пренебрежения величиной θ_0.

Учитывая сказанное и принимая во внимание, что отношение $\frac{\lambda_т}{\lambda}$ можно приблизительно считать постоянным и равным 0,77 [3], [7], [8], мы рекомендуем параметры A и B рассчитывать по следующим формулам:

$$B = 0{,}77 \frac{\theta_H}{(-T_{ср})}, \tag{11}$$

$$A = \sqrt{R(-\Sigma T)}, \tag{12}$$

$$R = \frac{600\lambda}{\delta (w - w_н)}, \tag{13}$$

где $\sum T$ — сумма среднесуточных температур воздуха за период расчета, $T_{ср}$ — средняя температура воздуха за тот же период $\left(T_{ср} = \frac{\Sigma T}{t}\right)$, δ, w и λ относятся к промерзающей почве, находящейся ниже y_0; глубина H находится из табл. 1.

Таблица 1

Зависимость величины H от начальной глубины промерзания

y_0 см . .	0	1—5	6—20	21—40	от 41
H см . .	20	40	80	160	320

Для вычисления температуры мерзлой почвы на какой-либо глубине z от поверхности почвы нами рекомендовались формулы (104) и (106) работы [8]. Учитывая, что θ_0 неизвестно и поправка $\delta\theta$ мала, мы считаем, что целесообразнее пользоваться более простой формулой

$$\theta(z) = \frac{y - z}{y + \lambda_м \frac{h}{\lambda^*}} \vartheta, \tag{14}$$

[1] Графики на рис. 1, 2, 3 и 5 построены в логарифмической системе координат. Кривые на плоскости с цифрами от 0,01 до 1,0 — изолинии параметра x. График на рис. 2 состоит из двух частей: правая, построенная аналогично графику на рис. 1, дает величину $\frac{\psi - 1}{B}$ — немая шкала, левая — номограмма сложения [2] с параллельными шкалами. График на рис. 5 построен по теории номограмм с одной криволинейной шкалой.

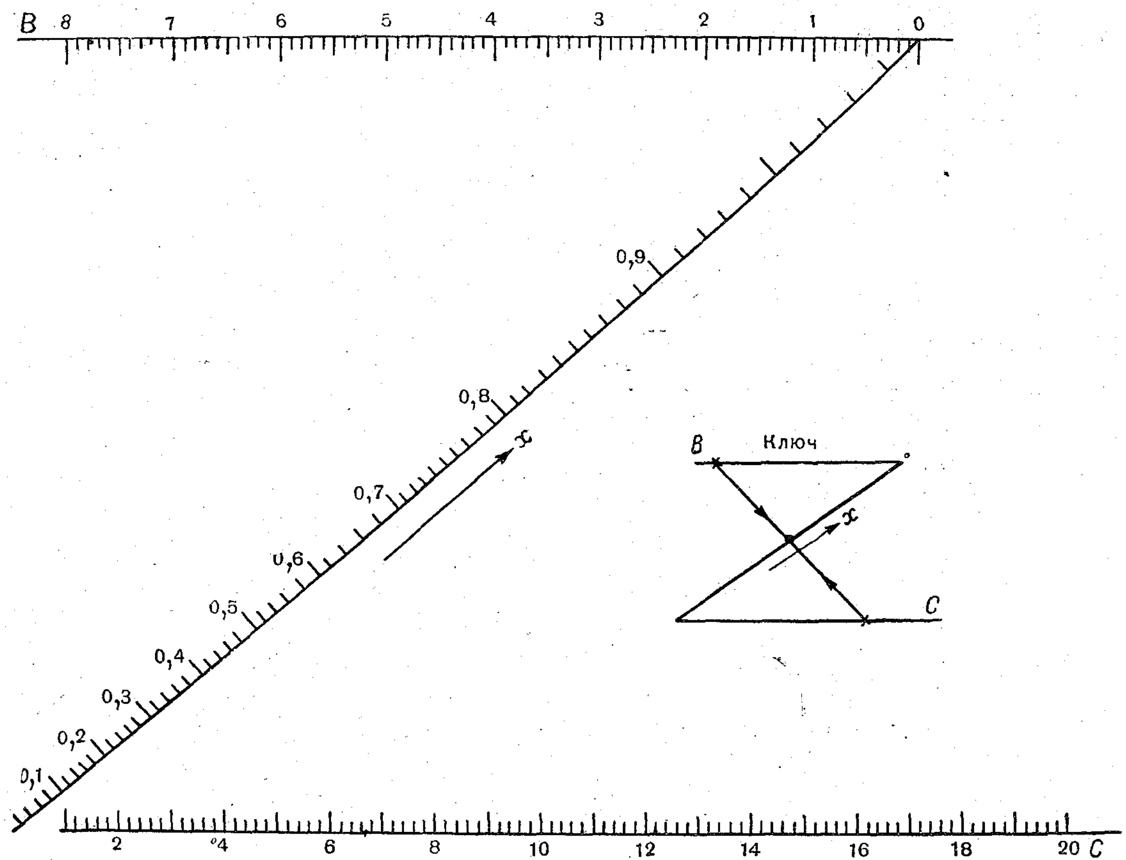

Рис. 4. Номограмма для определения x при $D = 0$

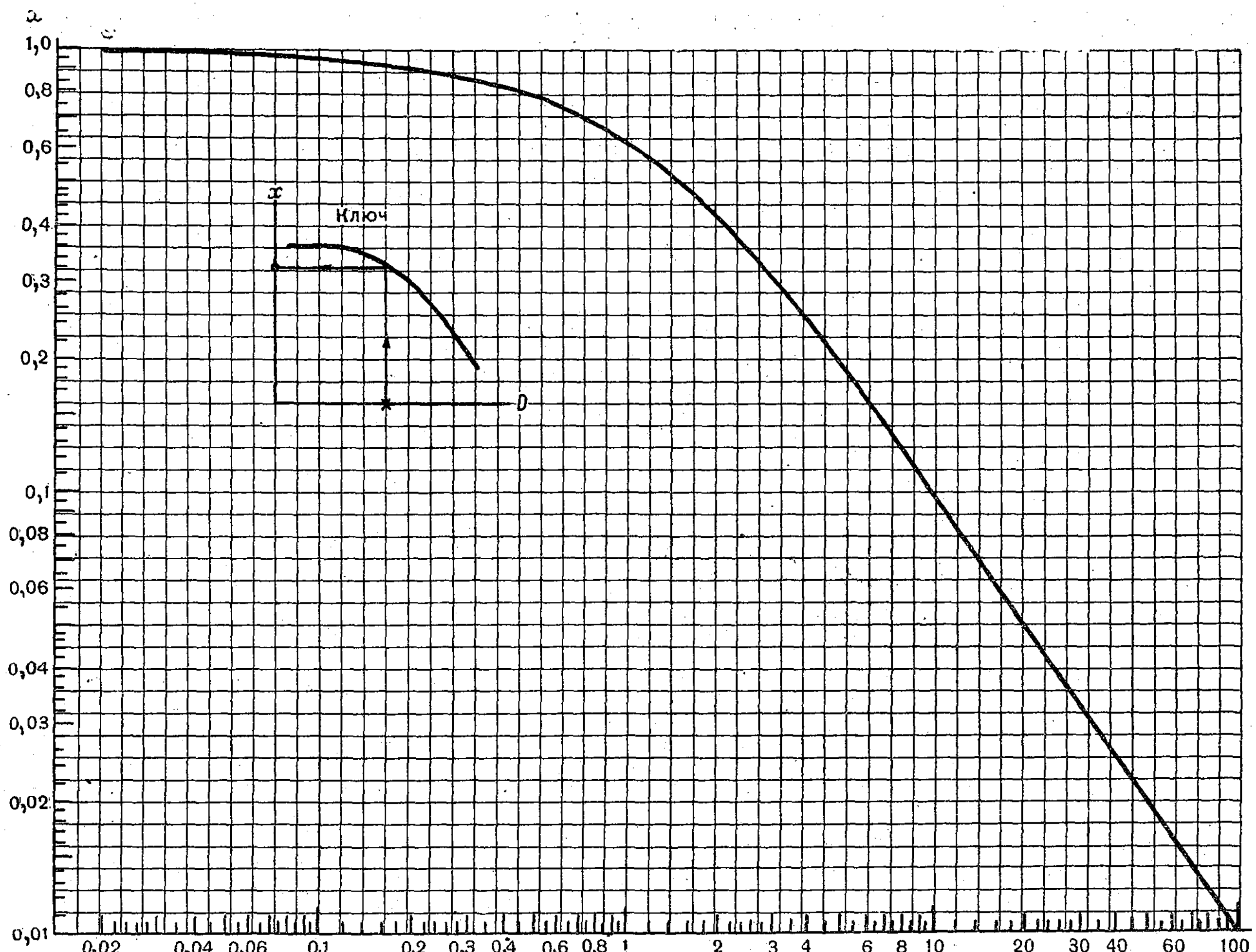

Рис. 5. График для определения x при $\Theta_H = 0$.

где ϑ — среднесуточная температура поверхности снега, а y — глубина мерзлой почвы в сантиметрах в тот день, в который нас интересует $\theta(z)$, $\lambda_м$ — теплопроводность мерзлой почвы.

Если на почве отсутствует снежный покров, то $h=0$, а ϑ — температура поверхности почвы.

При использовании формулы (14) могут встретиться два случая: а) глубина промерзания неизвестна и ее надо вычислить. При этом в (14) подставляется то же самое $\frac{h}{\lambda^*}$, которое использовалось при вычислении параметра d, а $\lambda_м = \frac{1}{y}[\lambda' y_0 + \lambda(y-y_0)]$, где λ', λ и y_0 имеют прежний смысл; б) глубина промерзания известна из наблюдений. В этом случае в формулу (14) надо поставить $\lambda_м$ и $\frac{h}{\lambda^*}$ средние за предыдущий период, в течение которого мало менялась высота снежного покрова (5—20 суток).

II. Назначение исходных данных и методика расчета

В число параметров, которые необходимо знать для проведения расчета, входят три величины, не измеряющиеся при обычных метеорологических наблюдениях: количество не замерзающей в почве воды $w_н$, теплопроводности почвы λ и снега λ^*. Лучше всего пользоваться величинами $w_н$, λ и λ^*, определенными непосредственно на месте, для которого проводится расчет, и в тот же период времени. Но так как экспериментальное определение указанных параметров требует специальных приборов, то оно не всегда возможно. Поэтому мы сочли необходимым дать таблицы и графики для приближенного определения указанных выше величин.

Исследования физической картины замерзания почвенной воды, проводившиеся в течение ряда лет в Институте мерзлотоведения Академии наук СССР [6], [9], позволили получить количественные характеристики соотношения воды и льда для некоторых почв. Обобщив эти данные, мы получили простую приближенную зависимость $w_н$ от механического состава почвы (табл. 2).

Таблица 2

Количество незамерзающей воды в процентах от веса сухого грунта

Почва	Песок	Супесь и легкий суглинок	Средний и тяжелый суглинок	Глина
$w_н$ %	0	5	10	20—30

Для определения теплопроводности почвы в мерзлом состоянии предлагается две номограммы: одна для песчаных (рис. 6), другая для глинистых и пылеватых почв (рис. 7). Эти номограммы получены на основе накопленного в Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова материала и анализа имеющихся в отечественной и иностранной литературе данных [3], [4], [11], [12]. Для нахождения по ним значения теплопроводности надо знать влажность и объемный вес почвы (если точка с данными δ и w выходит за пределы номограммы, то следует взять наибольшее λ, соответствующее данной влажности).

Теплопроводность снега зависит от его плотности и структуры. В литературе известно несколько формул для определения теплопроводности снега по его плотности, дающих весьма различные значения. К сожалению, структура снега авторами не указывалась, поэтому выявить истинную причину расхождения данных затруднительно. Предлагаемый здесь график зависимости теплопроводности снега от его плотности (рис. 8) — это критическое обобщение имеющихся в литературе данных.

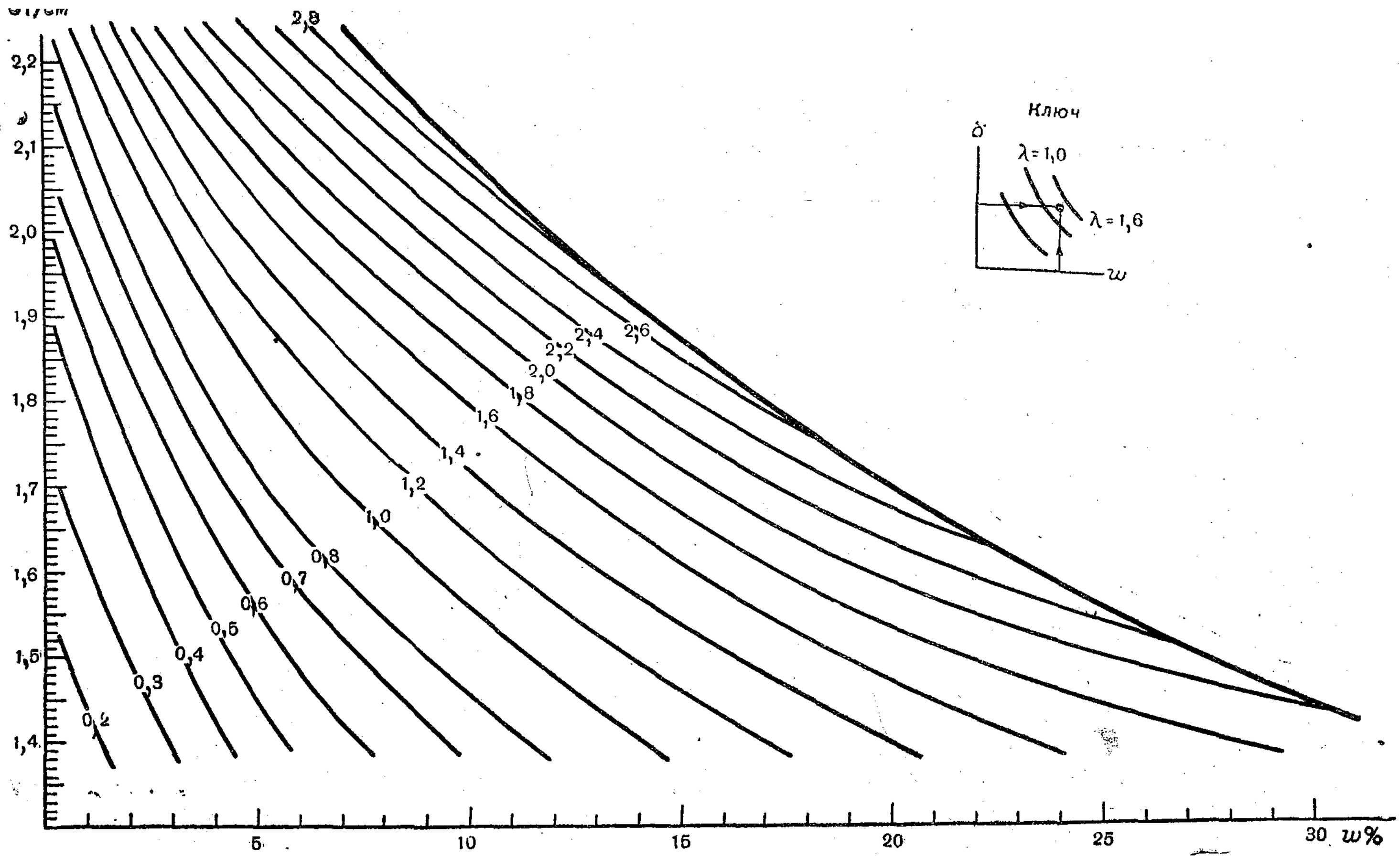

Рис. 6. Номограмма для вычисления коэффициента теплопроводности для мерзлых песчаных почв (не содержащих значительного количества гумуса и корневых включений).

δ г/см^3 — объемный вес сухой почвы, w — влажность в процентах к сухой навеске, γ ккал/м час град. для почв с удельным весом скелета $\Delta = 2{,}7$ г/см^3. Если почва с объемным весом σ имеет удельный вес Δ_1, отличный от 2,7, то на шкале ординат надо найти отметку $\sigma = \frac{2{,}7}{\Delta_1}\delta_1$.

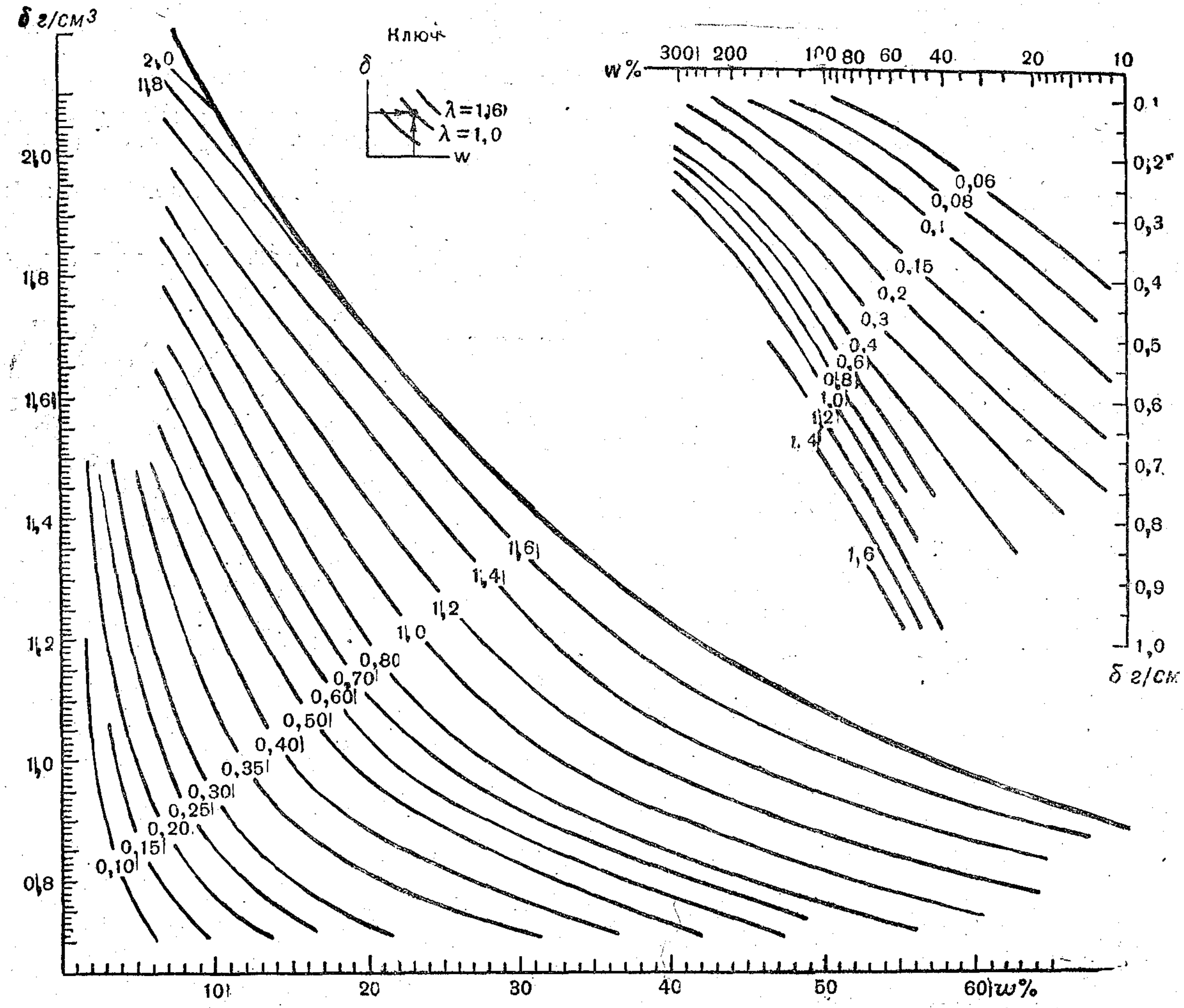

Рис. 7. Номограмма для вычисления коэффициента теплопроводности для мерзлых пылеватых и глинистых почв (а также для супесей со значительным количеством гумуса и корневых включений).

Усл. обозначения см. рис. 6.

Все остальные нужные для расчета величины наблюдаются на станциях. Несколько слов об их выборе.

а) За начальный момент можно брать любой день зимы; начальное промерзание y_0 может иметь место, а может и отсутствовать. В тех случаях, когда холодные периоды сменяются теплыми (что часто бывает в начале зимы), лучше начинать расчет после установления устойчивой холодной погоды.

б) При нахождении λ с помощью номограммы и расчете параметра R по (13) следует пользоваться средней влажностью слоя, который промерзнет за период расчета, и средним объемным весом этого же слоя.

Если за период расчета имеется несколько определений влажности, то каждое распределение по глубине надо осреднять от y_0 до глубины промерзания в день определения влажности. Затем эти средние по глубине следует осреднить по времени.

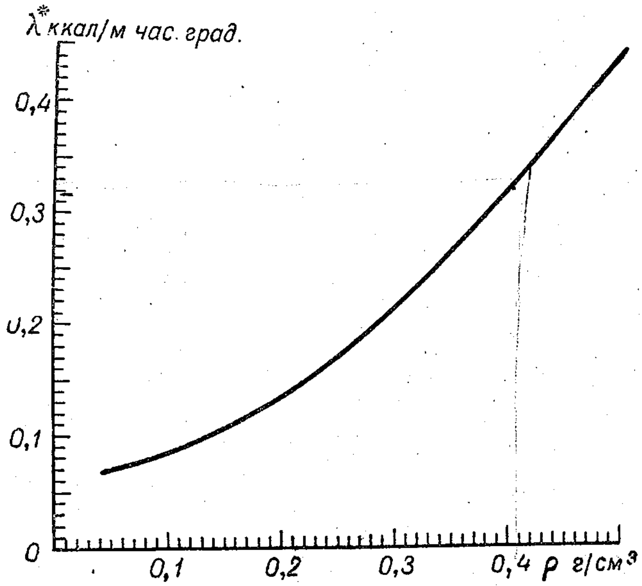

Рис. 8. Зависимость коэффициента теплопроводности снега от его плотности.

Если приходится пользоваться влажностью и объемным весом почвы, определенными до срока, принимаемого при расчете за начальный, то следует осреднять значения до глубины, равной среднему арифметическому из начальной и конечной глубин промерзания.

Для определения слоя осреднения можно пользоваться ориентировочными значениями глубины промерзания.

Для определения теплопроводности слоя y_0 надо использовать средний объемный вес этого слоя и среднюю влажность за период расчета.

в) При наличии одновременных измерений высоты h и плотности ρ снежного покрова следует вычислить по ним отдельные значения $\frac{h}{\lambda^*}$ и затем осреднить их за период расчета. Если данные не одновременные, то раздельно определяют средние h и ρ.

Для пояснения предложенной методики рассмотрим несколько примеров.

Расчет глубины промерзания.

1. Рассчитаем, на какую глубину промерзнет почва с 10 до 30 декабря, если известно, что 10 декабря глубина промерзания была 20 см. Почва — легкий суглинок; объемный вес и влажность, определенные 30 ноября, приведены в табл. 3.

Таблица 3

	Глубина (см)					Среднее	
	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	0—20	20—50
δ г/см³ . .	1,2	1,4	1,5	1,6	1,7	1,3	1,6
w % . . .	38	26	18	15	15	32	16

Сумма среднесуточных температур воздуха ΣT за расчетный период t, равный 20 суткам, составляла —302°,6, $T_{ср}=$ —15°,1. Для $y_0=20$ см, согласно табл. 1, $H=80$ см. На этой глубине 10 декабря температура $\theta_H=2°,5$. Данные о высоте и плотности снежного покрова приведены в табл. 4.

Таблица 4

	10/XII	20/XII	30/XII	Среднее
h см . . .	5	6	8	
ρ г/см³ . .	0,2	0,2	0,18	
λ^*	0,135	0,135	0,120	
$\frac{h}{\lambda^*}$	37	44,4	66,7	49,4

По вытяжным термометрам 30 декабря температура, близкая к 0°, оказалась на глубине 80 см, поэтому определяем δ и w для слоев 0—20 и 20—50 см и находим из номограммы $\lambda'=1,6$ ккал/м час град., $\lambda=1,25$ ккал/м час град. Из табл. 2 $w_н=5\%$. По графику для теплопроводности снега находим отдельные λ^* и вычисляем среднее $\frac{h}{\lambda^*}$.

Получив все исходные данные, подставляем их в формулы (6) и (11) — (13) и вычисляем $R=42,6$ см²/град, $A=113,4$ см, $B=0,128$, $d=77,4$ см. По формулам (4) $D=1,36$, $C=1,41$.

Для отыскания точки пересечения кривых $\varphi(x)$ и $\psi(x)$ удобнее сначала построить их только по трем точкам ($x=0,01$, 0,1, 1,0), а затем найти еще несколько значений φ и ψ в окрестности первоначального пересечения (табл. 5).

Таблица 5

x	Приближение			Уточнение			
	0,01	0,1	1,0	0,2	0,3	0,5	0,7
φ	78	6,9	0,42	3,3	2,06	1,06	0,7
ψ	10,1	1,98	1,29	1,52	1,38	1,28	1,25

По этим данным можно провести более точные кривые и определить таким образом искомое x. (Кривые φ и ψ наносятся обязательно в одинаковом масштабе).

В рассматриваемом примере кривые, построенные по трем точкам, пересеклись около $x=0,4$.

Проведение уточненных кривых дало $x=0,44$. По формуле (8) за 20 дней почва промерзнет на 50 см и глубина мерзлого слоя 30 декабря будет равна 70 см.

Если в рассмотренном примере температура талой почвы θ_H равнялась бы нулю, то по (11) $B=0$. В этом случае x определяется из графика рис. 5. Для $D=1,36$ находим $x=0,54$ и $y=81$ см.

2. Определим, на какую глубину промерзнет в первом примере почва за 10 бесснежных дней в начале зимы. Устойчивая холодная погода началась с 22 ноября; в этот день на 20 см $\theta_H = 1{,}5°$. $\Sigma T = -30°$, $t = 10$ дней, $T_{\text{ср}} = -3°$. За 10 дней почва вряд ли промерзнет глубже чем на 30 см, поэтому возьмем δ и w средние для слоя 0—30 см (определение влажности почвы проводилось в конце расчетного периода). Получим $\delta = 1{,}37$ г/см^3, $w = 27\%$, $\lambda = 1{,}47$ ккал/м час град. По формулам (4) и (11)—(13) $R = 29{,}3$ см^2/град. $A = 29{,}6$ см, $B = 0{,}385$, $C = 3{,}95$. Так как снега нет и $y_0 = 0$, то $D = 0$, и для определения x надо использовать график рис. 4. Получаем $x = 0{,}927$ и по (8) $y = 27$ см.

Если бы равнялась нулю температура талой почвы, то это был бы случай, когда $B = D = 0$, следовательно, $x = 1$ и $y = A = 30$ см.

Расчет температуры мерзлой почвы.

а) Глубина промерзания неизвестна. Сосчитаем, какова будет температура мерзлой почвы 30 декабря на глубине 10 см, если в этот день температура поверхности снега $\vartheta = -12°$. Глубина промерзания на 30 декабря была рассчитана в первом примере. Берем оттуда все необходимые данные: $y = 70$ см, $\frac{h}{\lambda^*} = 49{,}4$, $y_0 = 20$ см, $\lambda' = 1{,}6$ ккал/м час град., $\lambda = 1{,}25$ ккал/м час град. Находим $\lambda_{\text{м}} = 1{,}35$ ккал/м час град. и по формуле (14) получаем $\theta = -5°{,}3$.

б) Глубина промерзания известна.

Для той же почвы, что рассматривалась выше, надо вычислить 15 января температуру на глубине 5 см, если в этот день $\vartheta = -15°$, а $y = 40$ см. Выбираем предшествующий 15 января период с маломеняющейся высотой снега (от 4 до 15 января). Предположим, что за этот период в 12 дней высота снега измерялась ежедневно, а плотность 1 раз в 5 дней. Вычисляем средние высоту $h = 9$ см и плотность $\rho = 0{,}3$ г/см^3; находим $\lambda^* = 0{,}22$ и $\frac{h}{\lambda^*} = 41{,}8$. Для определения $\lambda_{\text{м}}$ вычисляем δ и w средние для слоя 0—40 см ($\delta = 1{,}45$ г/см^3, $w = 24\%$) и находим из номограммы $\lambda = 1{,}47$ ккал/м час град. Формула (14) дает $\theta = -5°{,}2$.

По изложенной методике проводился расчет глубины промерзания для 16 зим на материале наблюдений 8 агрометстанций Северо-Западного УГМС. Необходимо отметить, что формулы и номограммы применялись при этих расчетах для значительно более широких условий, чем были получены: рассматривались периоды не только постоянной, но и сильно меняющейся высоты снежного покрова, включая и кратковременный его сход. В тех случаях, когда расчет велся от начала зимы, а определить начало морозного периода из-за возвратов тепла было затруднительно, мы поступали следующим образом. Подсчитывали сумму среднесуточных температур с первого дня отрицательной температуры до последнего дня положительной и, если эта сумма оказывалась больше нуля, то расчет начинали со следующего первого дня отрицательной температуры. Например, зимой 1953-54 г. в Пскове морозная погода наступила 30 октября и продолжалась до 8 ноября, затем сменилась оттепелью и так несколько раз. Подсчет сумм среднесуточных температур по периодам дал следующие значения:

Период	30/X—14/XI	15—21/XI	22/XI—8/XII
ΣT	7,2	1,0	7,7

За начало при расчете было взято 9 декабря. Такой способ определения начального момента, конечно, не является абсолютно точным из-за различия тепловых свойств мерзлой и талой почв и изменения состояния снежного покрова.

Для тех случаев, когда имелись наблюдения за температурой почвы по глубинам в течение всей зимы, были проведены расчеты глубины промерзания и по формуле Лукьянова [5]. Теплопроводности почвы и снега при всех расчетах определялись по номограммам, приведенным в настоящей статье, так как мы считаем эти данные наиболее точными.

На рис. 9 даны кривые распределения ошибок при расчете глубины промерзания по обоим методам отдельно для периодов с маломеняющейся высотой снежного покрова (9 случаев) и сильно меняющейся (58 случаев). Формула Лукьянова дает большей частью заниженные значения.

При отсутствии данных о температуре почвы мы полагали $\theta_H = 0$. Те случаи, когда θ_H было известно, вычислялись также и с $\theta_H = 0$. Сравнение кривых рас-

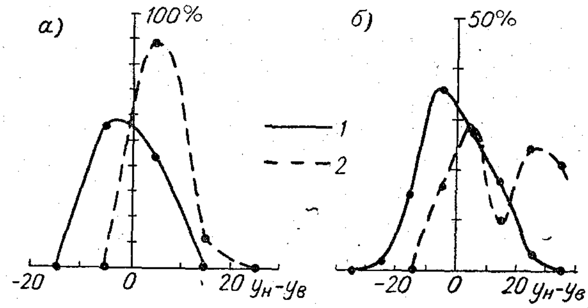

Рис. 9. Кривые распределения ошибок.
а — высота снега меняется мало, *б* — высота снега меняется сильно; *1* — по изложенной методике, *2* — по формуле Лукьянова.

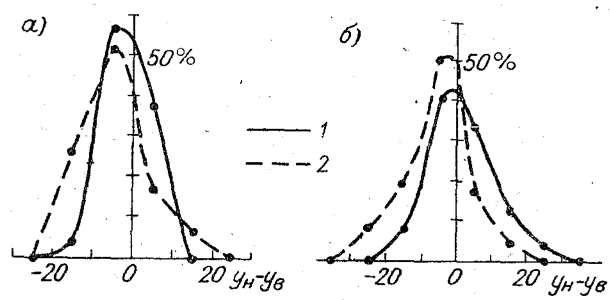

Рис. 10. Кривые распределения ошибок.
а — высота снега меняется мало, *б* — высота снега меняется сильно; *1* — θ_H из наблюдений, *2* — $\theta_H = 0$.

пределения ошибок (рис. 10) при θ_H, взятом из наблюдений (140 случаев), и $\theta_H = 0$ (173 случая) подтверждает то положение, что неучет потока тепла из талой почвы приводит к завышению глубины промерзания.

Из табл. 6 видно, что количество случаев, когда разность между наблюдаемой $y_н$ и вычисленной $y_в$ глубинами промерзания не больше 10 см, составляет по предлагаемой методике 92% для периодов с постоянной высотой снега и 78% для всех расчетов; по формуле Лукьянова количество случаев составляет 89 и 51% соответственно.

Таблица 6

Оправдываемость расчета глубины промерзания почвы в процентах от всех случаев

Высота снега	Формулы	$(y_н - y_в) \leqslant 5$ см	$(y_н - y_в) \leqslant 10$ см	Число случаев
Постоянная	(3)—(13)	58	92	24
	Лукьянова	11	89	9
Переменная	(3)—(13)	47	74	116
	Лукьянова	29	45	58
Все случаи	(3)—(13)	49	78	140
	Лукьянова	27	51	67

В заключение следует отметить, что при резких изменениях температуры воздуха рассчитанный ход промерзания оказывается сглаженным по сравнению с фактическим. Это явление имеет место как для предлагаемой нами методики расчета, так и для формулы Лукьянова и является результатом упрощений, сделанных при выводе расчетных формул.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андрианов П. И. Температуры замерзания грунтов. Изд. АН СССР, М., 1936.
2. Гавра Д. Л. Основы номографии. Гостехиздат, Л., 1934.
3. Карлсон Г. Расчет протаивания мерзлого грунта. В кн. „Мерзлотные явления в грунтах“ ИИЛ, М., 1955.
4. Кондратьев Г. М. О влиянии влажности на теплопроводность некоторых теплоизоляторов и грунтов. Сборник работ ЛИТМО, вып. 12, 1954.
5. Лукьянов В. С. Указания по определению расчетной глубины промерзания грунта. ВНИИ жел. дор. строит. и проектир., сообщение № 58, 1955.
6. Материалы по лабораторным исследованиям мерзлых грунтов. Сб. 1, Изд. АН СССР, М., 1953.
7. Франчук А. У. Теплопроводность строительных материалов зернистой структуры в зависимости от их влажности. Стройиздат, М. — Л., 1941.
8. Шехтер Ф. Н., Цейтин Г. Х. Глубина промерзания и температура почвы в зимнее время. Труды ГГО, вып. 53 (115), 1955.
9. Цытович Н. А. О незамерзающей воде в рыхлых горных породах. Изв. АН СССР, сер. геолог., № 3, 1947.
10. Цытович Н. А., Богословский, Качурин. Глубина заложения фундаментов малоэтажных зданий в связи с сезонным промерзанием грунтов. Изд. АН СССР, М. — Л., 1946.
11. Kersten M. S. Thermal Properties of Soils. Bulle 28, Eng. Exp. Stat., Univ. Minnesota. 1949.
12. Shannon W. Tests for Thermal Diffusivity of Granular Materials. Proc. Amer. Soc., v. 47, p. 1044, 1947.

Н. А. ТИМОФЕЕВ

НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ТАЯНИЯ СНЕГА В УСЛОВИЯХ ЛЕНИНГРАДСКОЙ ОБЛАСТИ

Вопрос о стаивании снежного покрова имеет большое народохозяйственное значение не только в связи с проблемой весеннего паводка и вычисления гидрографа половодья, но в равной степени и для суждения о ходе весеннего накопления влаги в почве, что имеет первостепенное значение для сельского хозяйства. Для планирования различных агротехнических мероприятий весной важно уметь точно рассчитывать интенсивность снеготаяния и еще более важно прогнозировать интенсивность снеготаяния.

Прогноз и расчет весеннего паводка имеет также большое значение для планирования различных мероприятий по защите уже построенных и при расчете новых гидротехнических сооружений: водохранилищ, мостов, дамб, молов и т. д. Наконец, все водохозяйственные расчеты по регулированию стока талых вод и по их накоплению также строятся в расчете на определенную величину весеннего паводка. Все эти мероприятия требуют больших затрат материальных средств, поэтому важность своевременного и правильного расчета и прогноза интенсивности весеннего снеготаяния очевидна.

Однако существующие методы расчета и прогноза интенсивности весеннего снеготаяния не могут еще в полной мере удовлетворить потребностям практики. Дальнейшая задача состоит в том, чтобы построить правильную, теоретически обоснованную методику расчета и прогноза интенсивности весеннего снеготаяния, которая могла бы быть применима для практических расчетов достаточно надежной точности.

На процесс снеготаяния в основном влияют два фактора: солнечная радиация и теплообмен с атмосферой. Поэтому процесс снеготаяния разбивается на два процесса: таяние за счет радиационного теплообмена и таяние за счет турбулентного теплообмена.

Методика расчета интенсивности снеготаяния состоит в том, что рассчитывают тепловой баланс снежной поверхности, причем последний разбивается на две составляющие: лучистый теплообмен $W_{\odot}$ и теплообмен с атмосферой $W_{т}$

$$W = W_{\odot} + W_{т}\,. \tag{1}$$

В уравнении (1) мы пренебрегаем теплообменом между снегом и почвой, считая его малой величиной.

Существующий ныне метод расчета теплообмена снежной поверхности с атмосферой, разработанный в ГГИ П. П. Кузьминым [1], [2], [3], основан на допущении логарифмического закона распределения метеорологических элементов в приземном слое воздуха. В более точной постановке задачи и для вычисления внутрисуточного хода интенсивности таяния снега такое допущение, на наш взгляд, кажется неточным.

Нами была сделана попытка учета влияния стратификации на процесс теплообмена снежной поверхности с атмосферой в период таяния снега.

Вывод расчетной формулы и построение номограмм.

При выводе формул тепло- и влагообмена при любом состоянии атмосферы будем исходить из формулы Прандтля

$$\tau = \tau_0 = \rho l^2 \left(\frac{du}{dz}\right)^2 = k\rho \frac{du}{dz} = \text{const}, \tag{2}$$

где τ — касательное напряжение, ρ — плотность, l — путь смешения, u — скорость ветра, k — коэффициент турбулентности.

Формула (2) получена Прандтлем вне зависимости от условий стратификации. Она одинаково справедлива для любого состояния атмосферы, т. е. τ может принимать различные численные значения для различных случаев стратификации, оставаясь с высотой постоянной величиной в нижнем слое атмосферы. Путь смешения l также будет иметь различное значение в зависимости от стратификации. При неустойчивом состоянии он будет больше, а при инверсионном состоянии меньше, чем при безразличном.

Д. Л. Лайхтман предложил считать, что

$$\frac{l}{l_a} = f(z) = cz^{-\varepsilon}, \tag{3}$$

где l_a — путь смешения при равновесных условиях, ε — параметр стратификации, z — высота, c — коэффициент, равный $z_0^{\varepsilon}\frac{1}{1-\varepsilon}$, z_0 — параметр шероховатости при любом состоянии атмосферы. Из опытных данных известно, что

$$l_a = 0{,}38z.$$

Тогда

$$l = 0{,}38cz^{1-\varepsilon}. \tag{4}$$

Подставляя (4) в (2), получим выражение для градиента скорости ветра

$$\frac{du}{dz} = \frac{z^{\varepsilon-1}}{0{,}38c}\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}. \tag{5}$$

Интегрируя выражение (5) по z в пределах от z_0 до z, получим формулу для скорости ветра при любом состоянии атмосферы

$$u = \frac{\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}}{0{,}38c}\,\frac{z^{\varepsilon} - z_0^{\varepsilon}}{\varepsilon}. \tag{6}$$

По аналогии с (5) можно написать выражения для градиентов температуры и влажности:

$$\frac{dt}{dz} = c_1\frac{z^{\varepsilon-1}}{0{,}38c}\sqrt{\frac{P_0}{\rho c_p}}, \quad \frac{de}{dz} = c_2\frac{z^{\varepsilon-1}}{0{,}38c}\sqrt{\frac{\Phi_0}{\rho b}}, \tag{7}$$

где P_0 и Φ_0 — потоки тепла и влаги, $b = \frac{0{,}623}{p}$, p — атмосферное давление.

Для определения произвольных постоянных в выражениях (7) проинтегрируем их по z в пределах от z_0 до z_2, полагая, что

$$\text{при} \quad z = z_0 \left|\begin{matrix} t = t_0 \\ e = e_0 \end{matrix}\right| \quad \text{и} \quad \text{при} \quad z = z_2 \quad \left|\begin{matrix} t = t_2 \\ e = e_2 \end{matrix}\right|$$

Тогда уравнения (7) можно переписать

$$\left.\begin{aligned} \frac{dt}{dz} &= \frac{t_2 - t_0}{z_2^{\varepsilon} - z_0^{\varepsilon}}\,\varepsilon z^{\varepsilon-1} \\ \frac{de}{dz} &= \frac{e_2 - e_0}{z_2^{\varepsilon} - z_0^{\varepsilon}}\,\varepsilon z^{\varepsilon-1} \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

В самом общем виде выражения для турбулентных потоков тепла, вызванных разностью температур и влажности, запишем в виде

$$\left.\begin{aligned} W_t &= A_t c_p \frac{dt}{dz} \\ W_e &= A_e L \frac{0{,}623}{p} \frac{de}{dz} \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

где A_t — коэффициент теплообмена, A_e — коэффициент влагообмена.

Кроме того, известно, что

$$A_t = A_e = A, \tag{10}$$

где A — коэффициент турбулентного обмена, равный ρk.

Пусть при $z = z_2$ $u = u_2$; тогда, согласно выражению (6), будем иметь

$$u_2 = \frac{\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}}{0{,}38c} \frac{z_2^\varepsilon - z_0^\varepsilon}{\varepsilon}. \tag{11}$$

Откуда находим, что

$$\tau_0 = \frac{\rho u_2^2 0{,}38^2 c^2}{\left(z_2^\varepsilon - z_0^\varepsilon\right)^2} \varepsilon^2. \tag{12}$$

Из выражения (2) следует, что

$$A = \rho k = \frac{\tau_0}{\frac{du}{dz}}.$$

Подставляя в последнее равенство выражения для τ_0 из (12) и для градиента скорости из (5), получим

$$A = A_t = A_e = \rho \frac{0{,}38^2 c^2 u_2}{z_2^\varepsilon - z_0^\varepsilon} \varepsilon z^{1-\varepsilon}. \tag{13}$$

На основании выражений (8), (9) и (13) формула для определения теплообмена снежной поверхности с атмосферой примет вид

$$W_T = W_t + W_e = \rho c_p 038^2 \frac{z_0^{2\varepsilon} \varepsilon^2}{\left(z_2^\varepsilon - z_0^\varepsilon\right)^2 (1-\varepsilon)^2} \cdot \left[(t_2 - t_0) + \frac{L\,0{,}623}{p c_p}(e_2 - e_0)\right] u_2. \tag{14}$$

Формуле (14) необходимо придать расчетный вид, для чего определим из опытных данных параметры z_0 и ε. Как известно, параметр шероховатости z_0 не является постоянным, а изменяется с изменением стратификации, причем

$$z_0 = f(z_{00}, \varepsilon).$$

Т. А. Огневой [4] найдено, что отношение $\frac{z_0}{z_{00}}$ (z_{00} — параметр шероховатости при равновесных условиях, являющийся постоянным для данной геометрически неизменной поверхности) есть некоторая функция от параметра стратификации ε, т. е.

$$\frac{z_0}{z_{00}} = f_1(\varepsilon).$$

График этой функции приведен в вышеупомянутой работе Т. А. Огневой. Поскольку снежная поверхность не является геометрически неизменной, то и параметр z_{00} будет изменяться с изменением высоты снежного покрова. Снежный покров как бы сглаживает естественные неровности подстилающей поверхности, делая ее более аэродинамически обтекаемой. Поэтому при небольших высотах снежного покрова с ростом последнего очень быстро уменьшается и параметр z_{00}, причем сначала z_{00} уменьшается очень быстро с ростом высоты снега, затем медленнее, и при некотором значении высоты снега ($h = 10$ см) параметр z_{00} практически не меняется, несмотря на дальнейший рост снежного покрова.

Поэтому целесообразно весь период снеготаяния разбить на два:

а) с момента начала таяния и до того момента, пока h не станет равной 10 см. Для этого периода z_{00}, по данным П. П. Кузьмина и Т. А. Огневой, равно 0,05 см;

б) с момента, когда $h = 10$ см, и до конца таяния. Для этого периода, по данным П. П. Кузьмина, принята средняя величина z_{00}, равная 0,26 см.

В тех районах, где высота снежного покрова к моменту таяния не превышает 10 см, расчеты необходимо производить для параметра шероховатости $z_{00} = 0,26$ см.

Таким образом, имея график функции $\frac{z_0}{z_{00}} = f_1(\varepsilon)$, можно рассчитать значения параметра z_0 в зависимости от ε для вышеуказанных z_{00}.

На основании анализа опытных материалов рядом авторов было показано, что

$$\varepsilon = \frac{\Delta t}{u_1^2}, \tag{15}$$

где $\Delta t = t_{1,5} - t_{0,2}$, u_1 — скорость ветра на высоте 1 м.

В нашем случае было бы удобно перейти от разности $(t_{1,5} - t_{0,2})$ к разности $(t_2 - t_0)$, а также от скорости ветра на высоте 1 м к скорости ветра на высоте 2 м с тем, чтобы не производить лишних измерений и тем самым упростить расчет величины W_T.

Тогда

$$\varepsilon = a(z_0, \varepsilon)\frac{t_2 - t_0}{u_2^2}, \tag{16}$$

где

$$a(z_0, \varepsilon) = \frac{(150^\varepsilon - 20^\varepsilon)(200^\varepsilon - z_0^\varepsilon)}{(100^\varepsilon - z_0^\varepsilon)^2}.$$

По формуле (16) можно заранее рассчитать значения $\frac{t_2 - t_0}{u_2^2}$ в зависимости от ε для данных параметров $z_{00} = 0,05$ см (первый период снеготаяния) и $z_{00} = 0,26$ см (второй период снеготаяния).

Таким образом, коэффициент, стоящий перед квадратной скобкой в выражении (14), есть некоторая функция от $\frac{t_2 - t_0}{u_2^2}$, так что с увеличением $\frac{t_2 - t_0}{u_2^2}$ функция $f_2\left(b_1\frac{t_2 - t_0}{u_2^2}\right) = a_1$ уменьшается (b_1 — коэффициент пропорциональности).

Перепишем формулу (14) в виде

$$W_T = a_1 \gamma u_2, \tag{17}$$

где

$$\gamma = [(t_2 - t_0) + 1,75(e_2 - e_0)],$$

u_2 — скорость ветра на высоте 2 м,

$$a_1 = \rho \frac{0,38^2 z_0^{2\varepsilon} \varepsilon^2 c_p}{(z^\varepsilon - z_0^\varepsilon)^2 (1 - \varepsilon)^2} 100 \cdot 60 \cdot 60,$$

$z = 200$ см, $(e_2 - e_0)$ выражено в миллибарах, $(t_2 - t_0)$ — в градусах.

Для того чтобы можно было считать по формуле (17), надо, кроме t_2, e_2, u_2, знать температуру воздуха t_0 и абсолютную влажность воздуха e_0 на уровне шероховатости. Непосредственно измерить эти величины пока не удается.

Обычно принимают [1], [2], [3], что температура на уровне шероховатости t_0, равна температуре поверхности снега $t_п$, предполагая тем самым существование тонкого изотермического слоя толщиной z_0 см. Аналогично принимают для влажности, что $e_0 = e_{max}(t_п)$. Обычно разность $(t_2 - t_0)$ в несколько раз больше разности $(e_2 - e_0)$. Кроме того, в течение всего периода снеготаяния за исключением редких случаев очень холодной адвекции разность $(t_2 - t_0)$ всегда больше нуля, а разность $(e_2 - e_0)$ может быть как положительной, так и отрицательной. Поэтому в целом для всего периода снеготаяния замена e_0 на $e_{max}(t_п)$ не приведет к значительным погрешностям. Следовательно, достаточно ограничиться рассмотрением вопроса об изменении величины W_T при замене t_0 на $t_п$. Для этого найдем из опытных данных величину t_0 и сопоставим ее с температурой снежной поверхности, полученной с помощью поверхностных термометров. Ночью (при $t_2 < 0°$) поверхностные термометры дают наименьшую ошибку, и с достаточным основанием можно пользоваться этими данными. Днем (при $t_2 > 0°$) можно положить, что $t_п = 0°$.

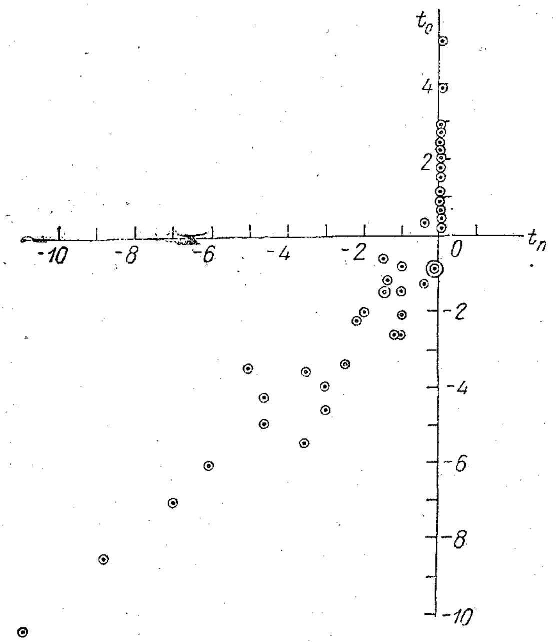

Рис. 1. График зависимости t_0 от $t_п$.

Пользуясь обобщенным степенным законом Д. Л. Лайхтмана, найдем, что

$$\frac{t_2 - t_0}{t_2 - t_{0,5}} = \frac{200^\varepsilon - z_0^\varepsilon}{200^\varepsilon - 50^\varepsilon}.$$

Откуда

$$t_0 = t_2 - (t_2 - t_{0,5}) \frac{200^\varepsilon - z_0^\varepsilon}{200^\varepsilon - 50^\varepsilon}. \quad (18)$$

По этой формуле построены специальные номограммы для определения t_0 по известной разности $(t_2 - t_{0,5})$ и скорости ветра u_2.

Вычисленные таким образом значения t_0 были сопоставлены со значениями $t_п$.

Корреляционная зависимость t_0 от $t_п$ по наблюдениям на ст. Колтуши в период 26 марта — 20 апреля 1957 г. представлена на рис. 1.

Из рис. 1 следует, что в отрицательной области температур воздуха, обычно соответствующей ночным условиям, наблюдается почти прямая зависимость t_0 от $t_п$. При положительных температурах воздуха, что обычно соответствует дневным условиям, t_0 колеблется в пределах нескольких градусов, в то время как $t_п$ остается постоянной величиной, равной 0°.

Хорошая согласованность между t_0 и $t_п$ ночью и отсутствие всякой связи между t_0 и $t_п$ днем при положительных температурах воздуха объясняются особенностями в формировании температурного поля нижнего слоя атмосферы над снежным покровом в условиях дня и ночи в период таяния снега. Ночью при слабом ветре температурное поле атмосферы над снежной поверхностью формируется в основном за счет излучения последней. Поэтому ночью ход температуры на уровне шероховатости совпадает с ходом температуры поверхности снега. Днем при положительных температурах воздуха температурное поле приземного слоя атмосферы над снежным покровом формируется в основном за счет адвекции теплого воздуха с пространств, уже свободных от снега. Тающий снег с температурой 0° создает лишь постоянный температурный фон, на который накладывается переменное в течение дня температурное поле благодаря адвекции теплого воздуха. Адвекция может быть и ночью, но она менее резко выражена из-за меньших скоростей ветра ночью; кроме того, ночью разность $(t'_п - t_п)$, где $t'_п$ — температура обнаженной от снега поверхности, близка к нулю, в то время как днем она может составить 10—20°.

Поэтому дневной ход t_0 будет определяться в основном дневным ходом температуры воздуха в будке t_2.

На рис. 2 и 3 представлены изменения температуры t_2, $t_{0,5}$, $t_п$ и t_0 в течение суток, а также суточный ход скорости ветра по данным наблюдений в Колтушах.

Из рис. 2 и 3 следует, что ночью можно принять $t_0 = t_п$. Днем $t_0 > t_п$, причем величина разности $(t_0 - t_п)$ будет определяться величиной разности $(t_2 - t_п)$, т. е. в конечном итоге разностью между температурой тающего снега и температурой обнаженной от снега поверхности. Чем больше $(t_2 - t_п)$, тем больше $(t_0 - t_п)$.

Так, в 14 час. 1 апреля 1957 г. разность $(t_2 - t_п)$ составляет 6°,0, а $(t_0 - t_п) = 2°,6$; в те же часы 17 апреля 1957 г. $(t_2 - t_п) = 4°,2$, а $(t_0 - t_п) = 0°,4$.

Таким образом, замена t_0 на $t_п$ днем приводит к увеличению величины γ в выражении (17), но, с другой стороны, эта замена приводит к уменьшению коэффициента a_1, так что в целом замена t_0 на $t_п$ практически не сказывается на изменении величины W_T.

Итак, при отрицательных температурах воздуха мы принимаем, что $t_0 = t_п$, а при положительных температурах $t_0 = t_п = 0°$.

С учетом сказанного расчетная формула окончательно может быть записана в виде:

для $t_2 < 0°$

$$W_T = a_1 \left[(t_2 - t_п) + 1{,}75 \, (e_2 - e_п) \right] u_2 \text{ кал/см}^2 \text{ час}, \tag{19}$$

для $t_2 > 0°$.

$$W_T = a_1 \left[t_2 + 1{,}75 \, (e_2 - 6{,}1) \right] u_2 \text{ кал/см}^2 \text{ час}. \tag{20}$$

В аналогичных формулах П. П. Кузьмина коэффициент a_1 является постоянной величиной, найденной для условий безразличного равновесия. В период снеготаяния случаи безразличного равновесия редки.

Преобладающим состоянием атмосферы является инверсия, причем, как правило, при появлении прогалин инверсии становятся более глубокими.

Таким образом, неучет влияния стратификации на обмен приводит к тому, что формулы П. П. Кузьмина должны давать завышенные величины W_T. Кроме того, замена t_0 на $t_п$ при постоянном коэффициенте a_1 также должна приводить к завышению величины W_T по формулам П. П. Кузьмина.

Коэффициент a_1 в формулах (19) и (20) зависит от параметра ε, который определяется из формулы

$$\varepsilon = a(\varepsilon) \frac{t_2 - t_п}{u_2^2} . \tag{21}$$

Таким образом, все величины, входящие в формулы (19)—(21), легко могут быть определены по данным метеорологических наблюдений. Для расчета по указанным формулам теплообмена снежной поверхности с атмосферой при любом состоянии атмосферы необходимо знать следующие метеорологические элементы:

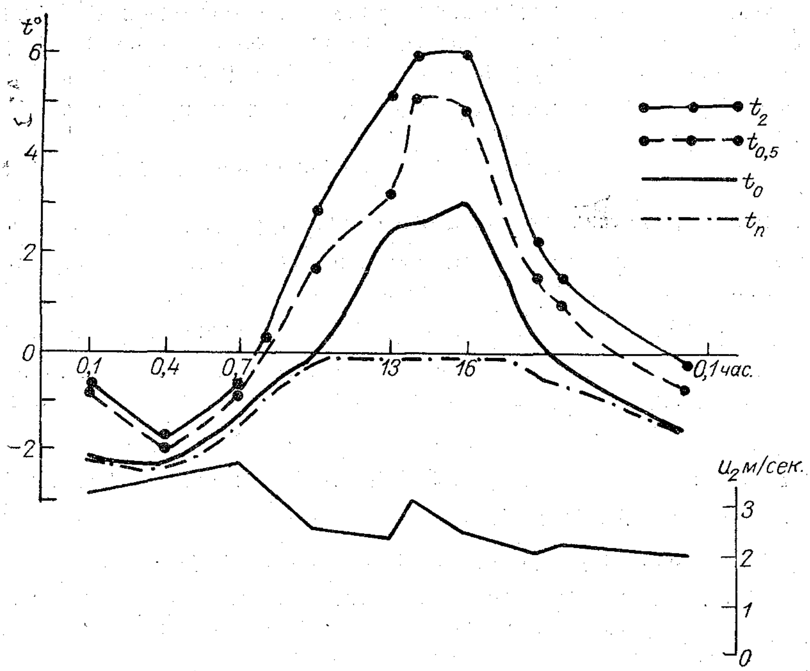

Рис. 2. Суточный ход температуры и скорости ветра 1 апреля 1957 г. на ст. Колтуши.

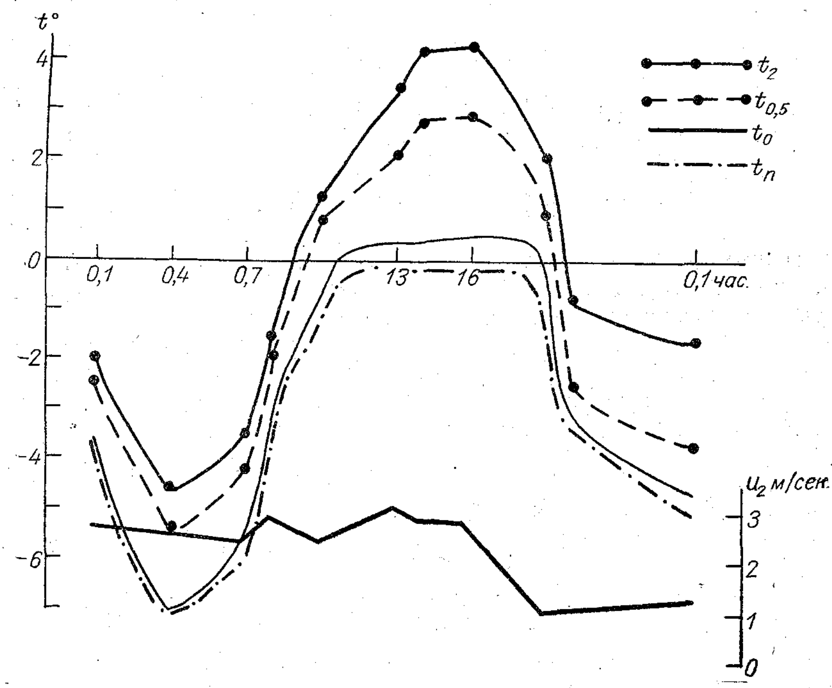

Рис. 3. Суточный ход температуры и скорости ветра 17 апреля 1957 г. на ст. Колтуши.

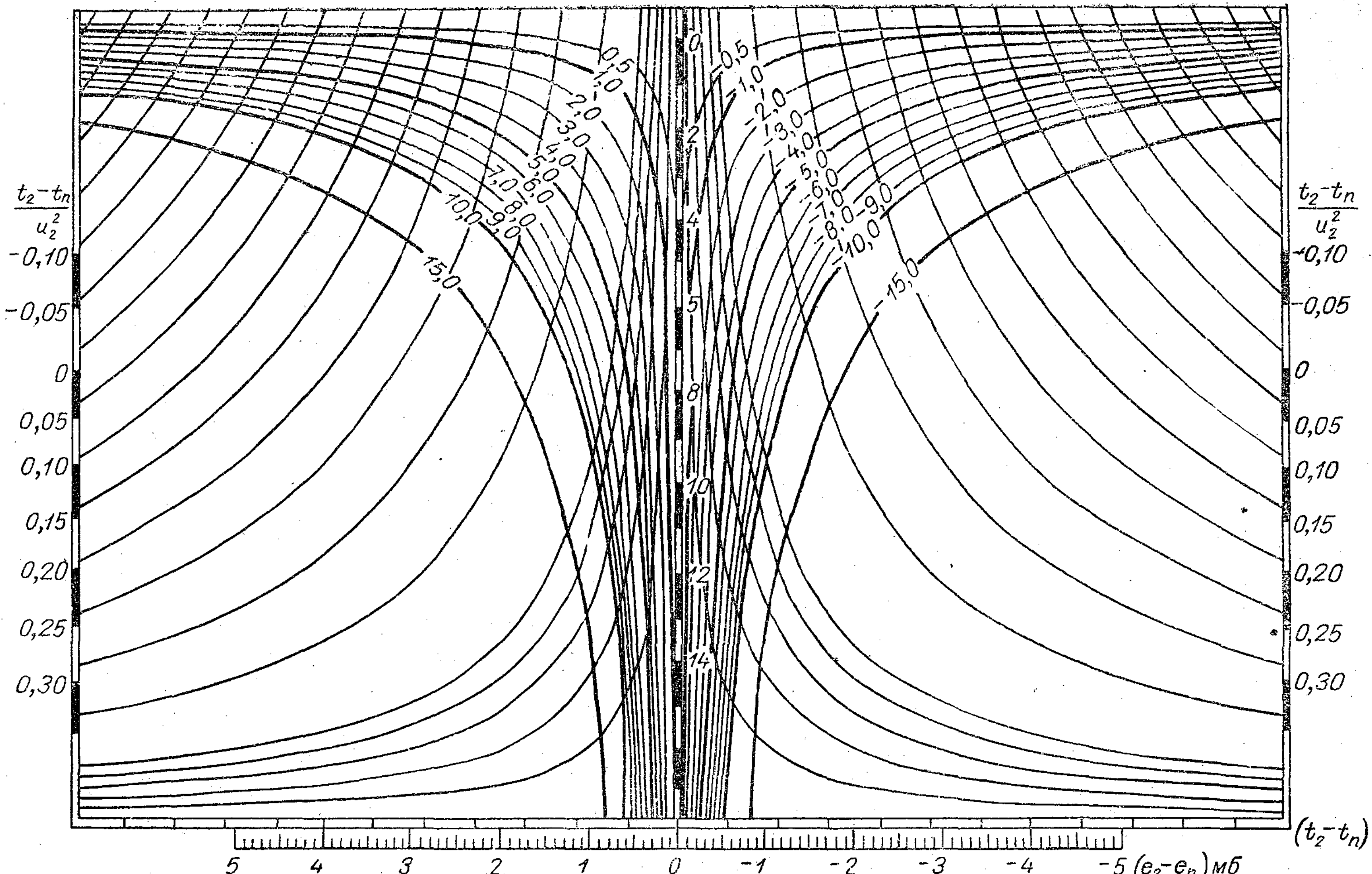

Рис. 4. Номограмма для определения теплообмена снежной поверхности с атмосферой в кал/см²час ($h > 10$ см).

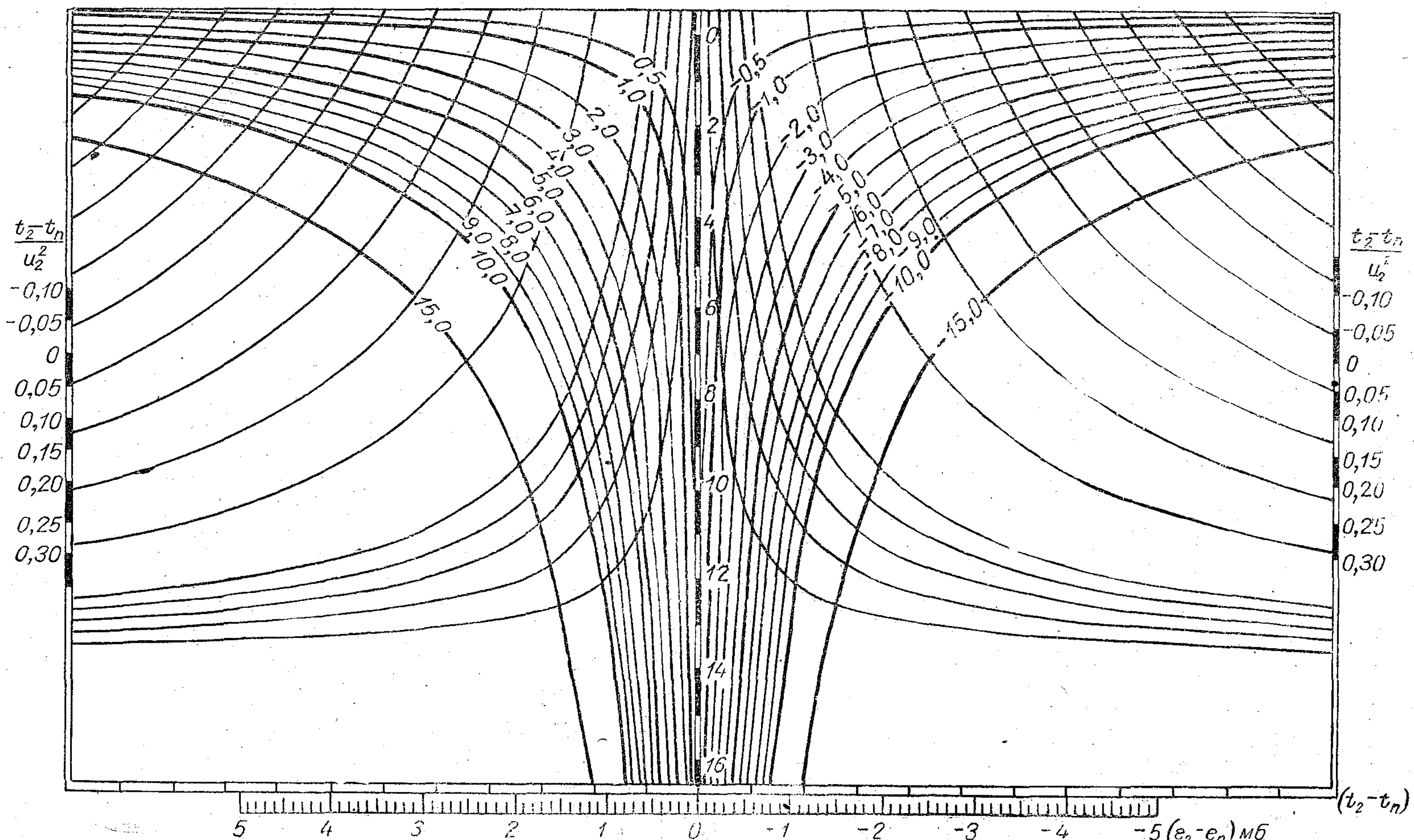

Рис. 5. Номограмма для определения теплообмена снежной поверхности с атмосферой в кал/см^{2}час ($h < 10$ см).

1) температуру воздуха в будке t_2, 2) температуру поверхности снега $t_п$, 3) абсолютную влажность воздуха в миллибарах в будке, 4) максимальную упругость водяного пара при температуре поверхности снега, 5) скорость ветра на высоте 2 м.

Все эти данные легко могут быть получены из обычных метеорологических наблюдений. В соответствии с делением периода снеготаяния на два периода в зависимости от высоты снежного покрова для расчета величины W_T построены две номограммы (рис. 4 и 5). Для определения величины $\frac{t_2-t_п}{u_2^2}$ по известным значениям температур и скорости ветра построен вспомогательный график (рис. 6). Номограммы для расчета теплообмена снежной поверхности с атмосферой построены следующим образом:

1) по нижней горизонтальной шкале отложены значения $(t_2 - t_п)$, 1,75 $(e_2 - e_п)$ и γ со своими знаками;

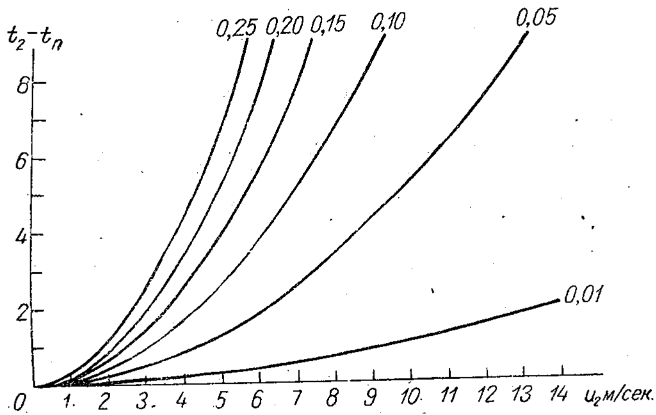

Рис. 6. График для определения параметра $\frac{t_2 - t_п}{u_2^2}$.

2) по крайним вертикальным шкалам отложены значения коэффициента a_1, а подписаны значения $\frac{t_2-t_п}{u_2^2}$, соответствующие данным значениям коэффициента a_1;

3) скорость ветра u_2 в м/сек. отложена по средней вертикальной оси;

4) кривые, проведенные слева вверх направо для левой части графика, — изолинии равных произведений $a_1 \gamma$;

5) кривые, проведенные слева вниз направо, — изолинии равных произведений $a_1 \gamma u_2$, т. е. величин W_T в кал/см²час.

Порядок расчета величин W_T по номограммам: 1) по вспомогательному графику (рис. 6) по известным значениям $(t_2 - t_п)$ и u_2 находим параметр $\frac{t_2 - t_п}{u_2^2}$, знак которого определяется знаком разности $(t_2 - t_п)$, 2) по известной величине $(e_2 - e_п)$ находим точку на нижней горизонтальной шкале, от которой смещаемся по второй шкале вправо или влево в зависимости от знака $(t_2 - t_п)$ на соответствующее число делений (градусов). В последней точке и отсчитываем величину γ;

3) от найденной величины γ поднимаемся вертикально вверх до определенного из вспомогательного графика значения параметра $\frac{t_2 - t_п}{u_2^2}$;

4) смещаемся параллельно кривой до верхней горизонтальной оси и снимаем величину произведения $a_1\gamma$,

5) смещаемся вниз по вертикали до соответствующего значения скорости ветра и, интерполируя между кривыми, находим величину W_T в кал/см^{2}час.

Результаты расчета интенсивности таяния снега в Колтушах весной 1957 г.

В Колтушах на станции физики приземного слоя ГГО весной 1957 г. автором совместно с наблюдателями станции были произведены необходимые метеорологические наблюдения с целью расчета интенсивности таяния снега.

Метеорологическая площадка станции размером 35 × 45 м, на которой производились наблюдения и для которой рассчитывалась интенсивность снеготаяния, расположена на окраине обширного поля размером 1,5 × 1 км в условиях сравнительно ровной местности.

Систематические наблюдения проводились над следующими метеорологическими элементами:

1) величиной радиационного баланса по балансомеру, суммарной и отраженной радиацией по пиранометру;

2) распределением температуры в верхнем слое почвы под снегом по термометрам сопротивления на глубинах 0, 5, 10, 15, 20, 40, 60, 80, 140 см;

3) распределением скорости ветра на высотах 0,5, 1,0, 2,0, 5,0 м по контактным анемометрам системы ГГО;

4) распределением температуры и влажности воздуха на высотах 0,5 и 2,0 м над снегом по аспирационным психрометрам;

5) температурой поверхности снега по срочным термометрам;

6) с целью определения запасов воды в снеге к моменту начала таяния на площадке производились детальные снегосъемки. Для этого вся площадка была разбита на 30 квадратов размером примерно 7 × 7 м. В каждом квадрате весовым плотномером определялась величина влагозапасов. Затем данные измерений в 30 точках были осреднены и таким образом получена достаточно надежная величина запасов воды в снеге в среднем для всей площади;

7) в течение дня производились наблюдения за степенью покрытости площади снегом в долях единицы;

8) с целью определения теплосодержания в снеге перед таянием производились наблюдения за температурой снега на уровнях 0, 10, 20, 30 см по термистрам;

9) эпизодически производились наблюдения за изменением высоты снегового покрова в период таяния.

Наблюдения за температурой, влажностью воздуха, скоростью ветра, температурой в почве и в снеге производились 10 раз в сутки в следующие сроки: 01, 04, 07, 08, 10, 13, 14, 16, 19, 20 по среднему солнечному времени для ст. Колтуши. Радиационный баланс, суммарная и отраженная радиация регистрировались непрерывно самописцем, приемниками которого являются обычные приемники радиации (пиранометры, балансомер), а регистратором — стенной гальванограф СГ-3.

Таяние снега началось в третьей декаде марта. К 7 апреля весь снег, накопленный за зиму на площадке, сошел, однако к 12 апреля снова выпал снег, который окончательно сошел лишь к 20 апреля.

Изменения всех метеоэлементов, используемых для расчета интенсивности таяния снега за исследуемый период, представлены на рис. 7 и 8.

Из рис. 7 следует, что таяние снега в период с 26 марта по 7 апреля происходило в условиях большого притока солнечной радиации. Радиационный баланс днем достигал почти во все дни к 13 час. 20—25 кал/см^{2}час. Исключение составляет 27—28 марта, когда наблюдалась пасмурная погода и радиационный баланс колебался в пределах от —3 до +5 кал/см^{2}час. В общем можно отметить, что дневные суммы радиационного баланса в 3—4 раза превышают ночные суммы.

Скорость ветра на высоте 2 м и разность температур $(t_2 - t_п)$ в целом характеризуются значительной изменчивостью как в течение суток, так и в течение всего периода. Для разности температур можно отметить тенденцию к возрастанию к концу таяния в дневное время и больший размах колебаний в течение суток. Влажность характеризуется значительно меньшей изменчивостью, причем до 31 марта влагообмен между снегом и воздухом приводил к испарению с поверхности снега, а после 31 марта, наоборот, к конденсации влаги на поверх-

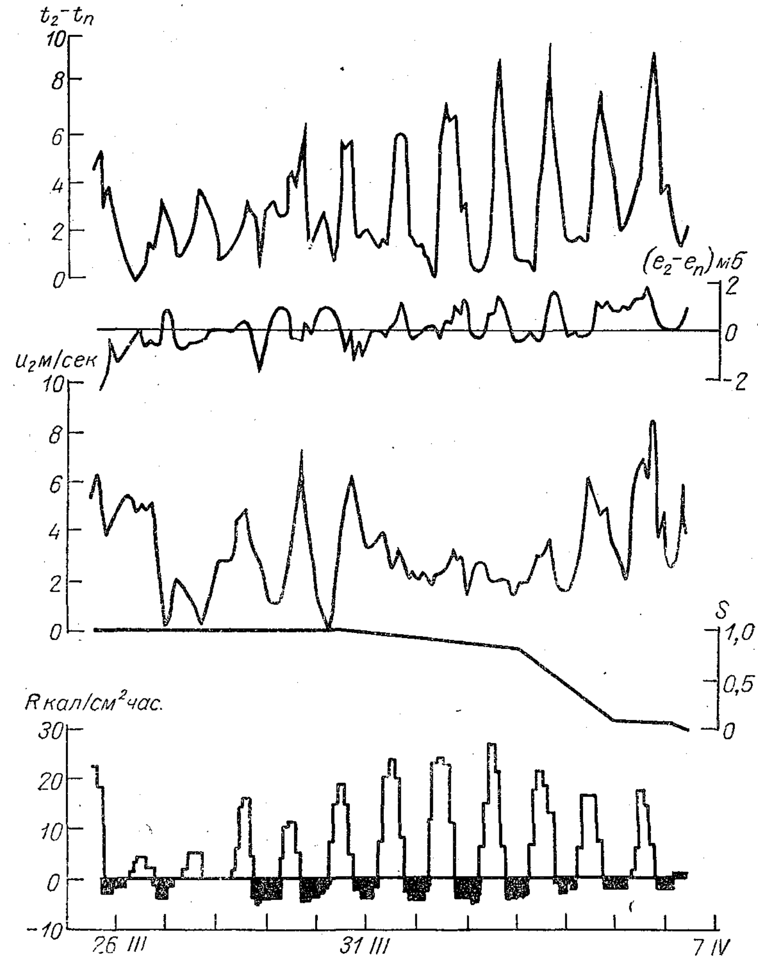

Рис. 7. Ход метеорологических элементов на ст. Колтуши в период 26 марта — 7 апреля 1957 г.

ности снега. Площадь, покрытая снегом в этот период, начинает значительно уменьшаться, поэтому в целом для периода таяния испарение преобладает над конденсацией, что приводит к замедлению процесса таяния.

Средняя интенсивность снеготаяния за период 26 марта — 7 апреля составила 8 мм/сутки. Повторное таяние (12—20 апреля) характеризуется значительно меньшими суммами радиационного баланса и его большей изменчивостью (рис. 8). В этот период преобладала пасмурная погода с отдельными ясными днями (17—18 апреля), когда радиационный баланс днем достигал к 13 час. 20—28 кал/см²час. В остальные дни радиационный баланс днем был небольшим (5—10 кал/см²час). Ночью радиационный баланс почти не менялся со временем и составлял — 4, — 5 кал/см² час, кроме 19—20 марта, когда он практически равнялся нулю.

Скорость ветра и разность температур $(t_2 - t_п)$ в этот период характеризуются меньшей изменчивостью ото дня ко дню, чем это было в период основного таяния.

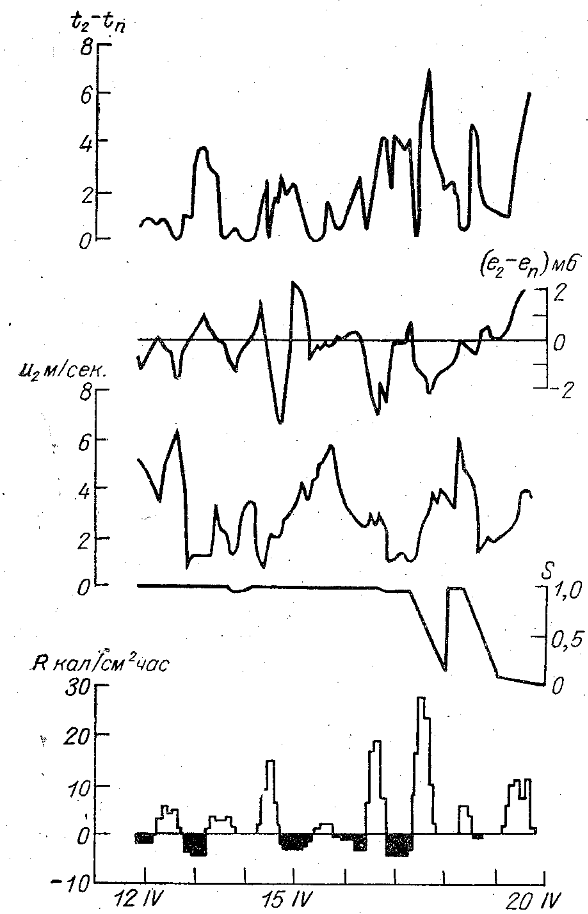

Рис. 8. Ход метеорологических элементов на ст. Колтуши в период 12—20 апреля 1957 г.

Разность влажностей, наоборот, характеризуется значительно большей изменчивостью, причем в течение почти всего периода преобладает испарение с поверхности снега. Сравнительно небольшие величины радиационного баланса и разностей $(t_2 - t_п)$, а также преобладание испарения над конденсацией — все вместе взятое приводит к тому, что процесс таяния в этот период происходит сравнительно медленно. Средняя интенсивность таяния составляет всего лишь 4 мм/сутки.

При расчете интенсивности таяния снега методом теплового баланса [см. уравнение (1)] обычно пренебрегают теплообменом между снегом и почвой, считая его очень малым. Нами была сделана попытка количественно оценить эту величину и ее роль в процессе таяния снега. Для этого мы использовали данные наблюдений за температурой почвы до глубины 140 см по термометрам сопротивления. Изменения температуры ото дня ко дню в этом слое оказались достаточно малыми, а от 26 до 31 марта при высоте снега 15—25 см практически равнялись нулю, т. е. за этот период поток тепла в почву практически отсутствовал.

Таблица 1

	26/III—7/IV	12—20/IV
Запасы воды в снеге перед началом таяния по данным снегосъемок (мм)	103,0	28,3
Испарение с поверхности снега (мм)	0,8	1,3
Исправленные запасы воды в снеге (мм)	102,2	27,0
Количество талой воды, образовавшейся за счет поглощения снегом солнечной радиации (мм)	84,2	23,8
Количество талой воды, образовавшейся за счет теплообмена между снегом и атмосферой (мм)	29,1	4,8
Количество талой воды, образовавшейся за счет теплообмена между снегом и почвой (мм)	—4,0	0,0
Количество талой воды, образовавшейся за счет учета начального теплосодержания снега (мм)	—2,5	0,0
Количество талой воды, полученной по тепловому балансу (мм)	106,8	28,6
Погрешность расчета (мм)	—4,6	—1,6
Погрешность расчета (%)	4,5	5,9

Начиная с 1 апреля, поток в почву становится отличным от нуля. На рис. 9, в его левой части, приведены кривые изменения температуры почвы до глубины 140 см с часу ночи 1 апреля до 13 час. 3 апреля. К концу дня 3 апреля поверхность почвы над термометрами сопротивления оказалась обнаженной, поэтому данные наблюдений после 3 апреля оказались несравнимыми. Однако мы можем предположить что в тех местах, где снег еше остается, поток сохраняет свое направление и величину. Если ориентировочно принять, что плотность мерзлого грунта равна 1.5 г/см³, а удельная теплоемкость равна 0,6 кал/г град., то элементарные расчеты показывают, что в период 1—7 апреля поток в почву составил 32 кал/см². Это означает, что в нашем случае теплообмен между снегом и почвой приведет к замедлению процесса таяния.

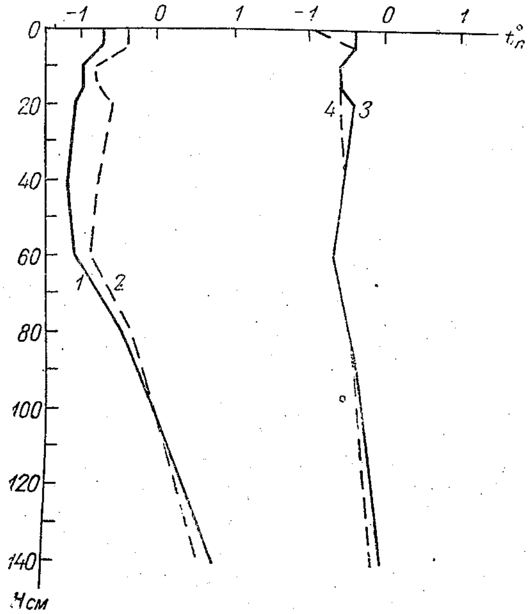

Рис. 9. Изменение температуры почвы по глубине на ст. Колтуши

01 час. 1 апреля 1957 г., $H_{сн}$ = 13 см; 2 — 13 час. 3 апреля 1957 г., $H_{сн}$ = 1 см; 3 — 19 час. 12 апреля 1957 г., $H_{сн}$ = 7 см; 4 — 19 час. 17 апреля 1957 г., $H_{сн}$ = 1 см.

В период повторного таяния теплообмен между снегом и почвой практически равнялся нулю (см. правую часть рис. 9).

Таким образом, количественные оценки потока тепла в почву под снегом показывают, что этот поток очень мал (составляет 3—4% от общей величины теплового баланса), и им с достаточным основанием можно пренебречь при расчете интенсивности таяния снега.

В заключение приводим результаты расчета по таянию снега в Колтушах весной 1957 г. (табл. 1).

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузьмин П. П. Теоретическая схема расчета интенсивности снеготаяния, Труды ГГИ, вып. 24 (78), 1950.
2. Кузьмин П. П. Исследование параметров формулы снеготаяния. Труды ГГИ вып. 32 (86), 1951.
3. Кузьмин П. П. Опыт расчета характеристик снеготаяния, Труды ГГИ. вып. 32 (86), 1951.
4. Огнева Т. А. Некоторые особенности теплового баланса деятельной поверхности. Гидрометиздат, Л., 1955.

Н. И. СОКОЛИК

ВЛИЯНИЕ ОРОШЕНИЯ НА ТЕРМИЧЕСКИЙ РЕЖИМ ОКРУЖАЮЩЕЙ ТЕРРИТОРИИ

ВВЕДЕНИЕ

Орошение засушливых районов Средней Азии и Европейской территории СССР приводит к существенным изменениям в климате не только самих районов орошения, но и территории, их окружающей.

Значительное испарение с оазисов способствует увлажнению и охлаждению воздушных масс, пришедших с неорошенной территории в оазис. Последующий вынос трансформированной над оазисом воздушной массы способствует улучшению метеорологического режима окружающей его территории.

Изучение взаимодействия оазиса и окружающей его территории имеет важное значение при разрешении таких вопросов, как уточнение норм орошения, выбор наиболее рациональных размеров орошаемых площадей и, наконец, при разрешении проблемы увеличения сельскохозяйственных площадей.

Вопрос трансформации воздушной массы над оазисом в настоящее время освещен достаточно подробно в целом ряде экспериментальных и теоретических исследований.

Задача о трансформации воздушной массы над оазисом в общем виде решена в работах М. И. Юдина [1], Д. Л. Лайхтмана [4], Г. Х. Цейтина [5] и М. П. Тимофеева [6] и др. Вместе с тем вопрос о влиянии трансформированной над оазисом воздушной массы на окружающую территорию представлен в литературе лишь небольшим числом экспериментальных данных.

Предлагаемая работа представляет попытку дать общее решение задачи о влиянии оазиса на термический режим окружающей территории на основании теоретического анализа проблемы. Теория прилагается к анализу различных конкретных случаев.

Влияние оазиса на окружающую территорию будет определяться степенью трансформации воздушной массы над оазисом.

В работе [4] дано решение, позволяющее рассчитывать возможные изменения метеорологических элементов на любом расстоянии и высоте от наветренного края оазиса, обусловленные его влиянием.

Задача решается применительно к нижнему слою, что позволяет не учитывать приток тепла за счет лучистого теплообмена.

Предполагается, что процесс трансформации в рассматриваемом слое обусловлен главным образом турбулентным обменом.

Вводя ряд имеющих физическое обоснование предположений, Д. Л. Лайхтман сводит задачу к решению уравнения вида

$$u(z)\frac{\partial\tau}{\partial x}=\frac{\partial}{\partial z}k\frac{\partial\tau}{\partial z}. \tag{1}$$

Здесь τ — одно из свойств воздушной массы, в данном случае температура.

Уравнение (1) решается при следующих начальных условиях:

1) температура воздушной массы, проходящей оазис, предполагается известной функцией высоты

$$\lim_{x \to 0} \tau(x, z) = \tau^{\circ}(z); \tag{2}$$

2) температура подстилающей поверхности, над которой будет происходить трансформация воздушной массы, считается известной

$$\lim_{\substack{z \to 0 \\ x > 0}} \tau(x, z) = \tau_0(x). \tag{3}$$

Граничное условие

$$\lim_{z \to \infty} \tau(x, z) = \tau^0(z) \tag{4}$$

предполагает, что влияние подстилающей поверхности на трансформацию воздушной массы существенно только вблизи подстилающей поверхности.

Скорость ветра и коэффициент турбулентного обмена аппроксимируются степенными функциями высоты:

$$u(z) = u_1\left(\frac{z}{z_1}\right)^{\varepsilon}, \qquad k(z) = k_1\left(\frac{z}{z_1}\right)^{1-\varepsilon}.$$

Решение уравнения (1) при поставленных условиях находится методом последовательных приближений в работе Д. Л. Лайхтмана [4] и в окончательном виде записывается так:

$$\tau(\xi, \zeta) = \frac{\zeta^n}{2\xi}\int_0^{\infty} u^{1-n} e^{-\frac{u^2+\zeta^2}{4\xi}} I_n\left(\frac{u\zeta}{2\xi}\right)\tau_1^{\circ}(u)\,du + \frac{\left(\frac{\zeta}{2}\right)^{2n}}{\Gamma(n)}\int_0^{\xi}\frac{e^{-\frac{\zeta^2}{4(\xi-\nu)}}}{(\xi-\nu)^{1+n}}\tau_0(\nu)\,d\nu. \tag{5}$$

Здесь τ — изменение температуры воздушной массы, ζ — безразмерная вертикальная координата, ξ — безразмерная величина оазиса, ν — безразмерное расстояние от наветренного края оазиса до любой точки в оазисе, u — переменная интегрирования, $n = \frac{\varepsilon}{1+2\varepsilon}$ $\Gamma(n)$ — гамма = функция, ε — параметр устойчивости атмосферы, I_n — функция Бесселя, $\tau_1^0(u)$ — значение метеоэлемента в приходящей воздушной массе, $\tau_0(\nu)$ — значение метеоэлемента у деятельной поверхности.

Первый интеграл в правой части уравнения (5) описывает влияние начального распределения метеоэлемента по вертикали в воздушной массе, пришедшей на наветренный край оазиса, на его распределение в любой точке оазиса.

Второй интеграл дает изменение метеоэлемента, обусловленное трансформацией воздушной массы над деятельной поверхностью при ее прохождении от наветренного края до любой точки оазиса.

Таким образом, трансформация воздушной массы над оазисом будет определяться начальным состоянием воздушной массы по вертикали и влиянием подстилающей поверхности, над которой проходит свой путь воздушная масса.

На границе подветренного края оазиса и неорошенной территории распределение метеоэлементов будет определяться степенью трансформации воздушной массы над оазисом:

$$\left.\begin{aligned} \tau(\xi, \zeta)\Big|_{\xi = L} &= \tau(L, \zeta) \\ \bar{\tau}(\bar{\xi}, \bar{\zeta})\Big|_{\bar{\xi}=0} &= \tau_0(\zeta) \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Через $\bar{\tau}$, $\bar{\xi}$, $\bar{\zeta}$ и L обозначаются распределение температуры за подветренным краем оазиса, расстояние от подветренного края оазиса до точки на неорошенной территории, высота над неорошенной территорией и безразмерная длина оазиса соответственно.

По мере продвижения от подветренного края оазиса над неорошенной территорией воздушная масса будет терять приобретенную над оазисом влагу и нагреваться.

Процесс нагревания и высушивания воздушной массы, начиная от деятельной поверхности и постепенно передаваясь вверх, будет продолжаться до тех пор, пока воздушная масса не восстановит свои первоначальные свойства. Схематично процесс транформации воздушной массы над оазисом и за его подветренным краем представлен на рис. 1.

Будем считать, что температура деятельной поверхности до наветренного края оазиса и за подветренным краем одинакова.

Предполагается, что процесс трансформации воздушной массы над неорошенной территорией за подветренным краем оазиса, так же как и над последним, обеспечивается главным образом турбулентным перемешиванием.

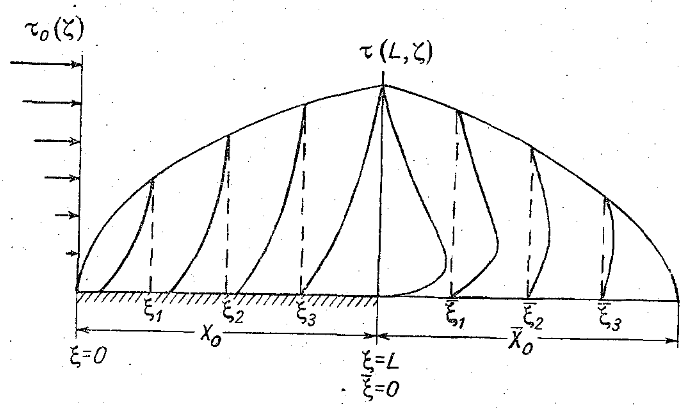

Рис. 1.

На границе подветренного края оазиса и неорошенной территории изменение температуры будет определяться, как уже говорилось выше, степенью трансформации воздушной массы над оазисом.

Используя решение (5), это условие можно записать

$$\tau(L, \zeta) = \frac{(\zeta/2)^{2n}}{\Gamma(n)} \int\limits_0^L \frac{e^{-\frac{\zeta^2}{4(L-\nu)}}}{(L-\nu)^{1+n}} \tau_0(\nu)\, d\nu \tag{7}$$

(если предположить, что начальное распределение температуры — изотермия, что имеет место для среднесуточных величин).

За подветренным краем

$$\bar{\tau}(\bar{\xi}, \bar{\zeta}) = \frac{\bar{\zeta}^n}{2\bar{\xi}} \int\limits_0^\infty u^{1-n} e^{-\frac{\bar{u}^2+\bar{\zeta}^2}{4\bar{\xi}}} I_n\left(\frac{u\bar{\zeta}}{2\bar{\xi}}\right) \tau_1^0(u)\, du, \tag{8}$$

$\tau(\bar{\xi}) = 0 = \mathrm{const}$, так как мы принимаем температуру деятельной поверхности за начало отсчета.

Тогда на основании (5) запишем

$$\bar{\tau}(\bar{\xi}, \bar{\zeta}) = \frac{\bar{\zeta}^n}{2\bar{\xi}} \int\limits_0^\infty u^{1-n} e^{-\frac{u^2+\bar{\zeta}^2}{4\bar{\xi}}} I_n\left(\frac{u\bar{\zeta}}{2\bar{\xi}}\right) \left[\frac{\left(\frac{u}{2}\right)^{2n}}{\Gamma(n)} \int\limits_0^L \frac{e^{-\frac{u^2}{4(L-\nu)}}}{(L-\nu)^{1+n}} \tau_0(\nu)\, d\nu\right] du. \tag{9}$$

Поменяем порядок интегрирования. Тогда

$$\bar{\tau}(\bar{\xi}, \bar{\zeta}) = \frac{\bar{\zeta}^n e^{-\frac{\bar{\zeta}^2}{4\bar{\xi}}}}{2\bar{\xi}\Gamma(n)\, 2^{2n}} \int\limits_0^L \frac{\tau_0(\nu)}{(L-\nu)^{1+n}} d\nu \int\limits_0^\infty u^{1+n} e^{-\frac{u^2}{4(L-\nu)}} I_n\left(\frac{u\bar{\zeta}}{2\bar{\xi}}\right) du. \qquad (10)$$

Внутренний интеграл может быть взят на основании известной формулы для бесселевых функций и тогда

$$\bar{\tau}(\bar{\xi}, \bar{\zeta}) = \frac{\bar{\zeta}^{2n}}{2^{2n}\Gamma(n)} \int\limits_0^L \frac{e^{-\frac{\bar{\zeta}^2}{4(L-\nu+\bar{\xi})}}}{(L-\nu+\bar{\xi})^{1+n}} \tau_0(\nu)\, d\nu. \qquad (11)$$

Для удобства расчетов преобразуем формулу (11), тогда

$$\bar{\tau}(\bar{\xi}\ \bar{\zeta}) = \frac{4}{\bar{\zeta}^2\Gamma(n)} \int\limits_0^L e^{-\frac{\bar{\zeta}^2}{4(L-\nu+\bar{\xi})}} \left[\frac{\bar{\zeta}^2}{4(L-\nu+\bar{\xi})}\right]^{1+n} \tau_0(\nu)\, d\nu.$$

Здесь $\bar{\tau}(\bar{\xi}, \bar{\zeta})$ — изменение температуры за подветренным краем оазиса, L — безразмерная длина оазиса

$$L = \frac{k_1}{u_1 z_1^2} x_0,$$

где x_0 — размерная длина.

ν — безразмерное расстояние от наветренного края до любой точки оазиса

$$\nu = \frac{k_1}{u_1 z_1^2} x,$$

где x — размерное расстояние, $\bar{\xi}$ — безразмерное расстояние от подветренного края оазиса до любой точки на неорошенной территории

$$\bar{\xi} = \frac{k_1}{u_1 z_1^2} \bar{x},$$

где $\bar{x}$ — размерное расстояние,

$\bar{\zeta}$ — безразмерная высота за подветренным краем оазиса

$$\bar{\zeta} = \frac{2}{1+2\varepsilon}\left(\frac{z}{z_1}\right)^{\frac{1+2\varepsilon}{\varepsilon}}.$$

Обозначив

$$\frac{\bar{\zeta}^2}{4(L-\nu+\bar{\xi})} = \Phi(\nu) = \Phi,$$

получим окончательно

$$\bar{\tau}(\bar{\xi}, \bar{\zeta}) = \frac{4}{\bar{\zeta}^2\Gamma(n)} \int\limits_0^L e^{-\Phi}\Phi^{1+n}\tau_0(\nu)\, d\nu. \qquad (12)$$

Поскольку влияние оазиса на окружающую территорию обусловлено степенью трансформации воздушной массы над последним, то при расчете изменений температуры за подветренным краем оазиса учитывалось влияние основных факторов, определяющих степень трансформации воздушной массы над оазисом. Учитывалось влияние размеров оазиса, орошения, коэффициента турбулентного обмена и скорости ветра.

Изменения температуры рассчитывались на расстоянии 100, 200, 500, 1000 и 2000 м от подветренного края оазиса и на высотах от 2 до 500 м.

Размеры орошаемого участка брались равными 1000, 5000 и 10 000 м при нормах орошения 3, 5 и 7 мм/сутки.

За высоту деятельной поверхности в оазисе принимался уровень 0,5 м.

Для удобства расчета подынтегрального произведения $e^{-\Phi}\Phi^{1+n}$ был построен график (рис. 2), с которого по данному Φ можно снять соответствующее значение произведения $e^{-\Phi}\Phi^{1+n}$.

Интеграл $\int\limits_0^L e^{-\Phi}\,\Phi^{1+n}\,\tau_0(\nu)\,d\nu$ вычислялся графически (рис. 2).

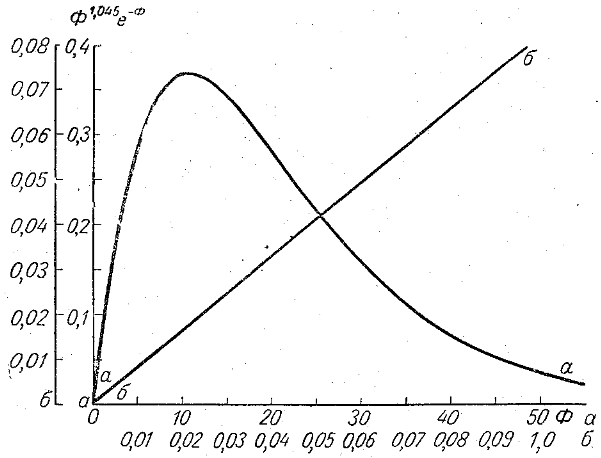

Рис. 2.

ВЛИЯНИЕ ОРОШАЕМОГО УЧАСТКА НА ТЕРМИЧЕСКИЙ РЕЖИМ ОКРУЖАЮЩЕЙ ТЕРРИТОРИИ

Влияние размеров орошаемого участка

Чем больше размеры орошаемого участка, тем больший путь над деятельной поверхностью с существенно отличным от окружающей территории распределением температуры и влажности проходит воздушная масса.

Вертикальная мощность слоя трансформации будет возрастать по мере продвижения воздушной массы от наветренного края в глубь оазиса. Аналогичным образом будет происходить и накопление изменений температуры в данной воздушной массе.

Приращение температуры (рис. 3) по мере удаления от наветренного края неодинаково на всем протяжении оазиса.

Наибольшие изменения температуры как на уровне 0,5 м, так и на 2,0 м наблюдаются на протяжении первой 1000 м. По мере удаления от наветренного края оазиса интенсивность понижения температуры замедляется, а затем практически прекращается. Таким образом, можно предположить, что на расстоянии 2000—3000 м процесс трансформации в нижних нескольких метрах заканчивается.

На более высоких уровнях трансформация, разумеется, продолжается.

Полученные подсчеты изменений температуры (табл. 1) в зависимости от размера орошаемого участка позволяют сделать предположение о выборе наиболее рациональных размеров орошаемых участков с точки зрения улучшения метеорологического режима над оазисом.

Из таблицы видно, что если при прохождении первой 1000 м от наветренного края оазиса воздушная масса охладится на — 3,°2 на высоте 0,5 м, то при дальнейшем движении вдоль оазиса, пройдя путь, в пять раз больший, она понизит свою температуру дополнительно всего лишь на 1°.

При дальнейшем движении над неорошенной территорией, после того как воздушная масса прошла оазис, она постепенно утрачивает приобретенные свойства под влиянием прогрева.

Таблица 1

Изменение температуры	Размеры орошаемого участка, м					
	100	250	500	1000	5000	10 000
$\Delta t_{0,5}$	−1,4	−2,2	−2,5	−3,2	−4,1	−4,8
$\Delta t_{2,0}$	−0,7	−1,2	−1,6	−2,2	−3,3	−3,9

Процесс прогрева воздушной массы за подветренным краем идет интенсивнее, чем ее охлаждение над оазисом. Это закономерно, так как в воздушной массе, охлажденной над оазисом, при ее движении над сильно прогретой деятельной поверхностью возникают сверхадиабатические градиенты. В результате будет проходить более интенсивное выравнивание температур, и можно предположить, что в данном случае толщина слоя трансформации будет возрастать быстрее, чем над оазисом (рис. 4).

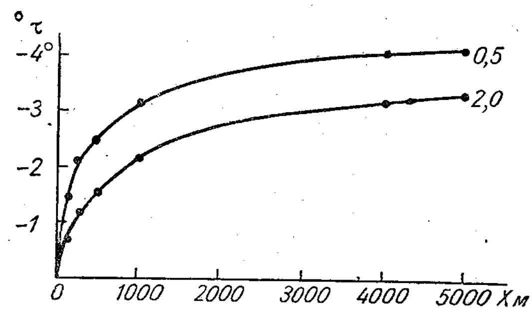

Рис. 3.

Воздушная масса, прошедшая путь над оазисом размером 10 км, охладилась на высоте 2 м на — 3,°9.

При дальнейшем движении за подветренным краем она начинает прогреваться и на расстоянии 150—200 м скачок температуры уменьшается вдвое. На расстоянии 1—1,5 км от подветренного края воздушная масса в своем нижнем слое практически полностью трансформируется. Пройдя оазис, вдвое меньший (5 км),

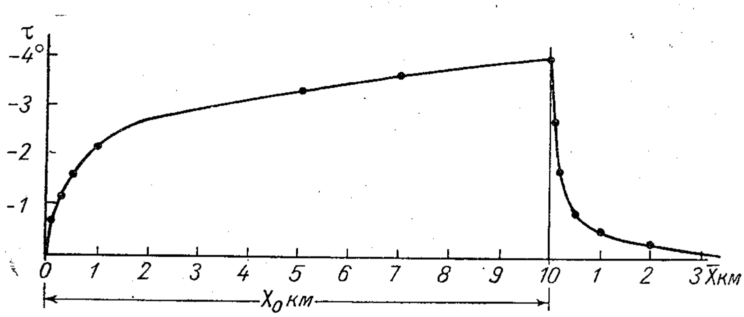

Рис. 4.

воздушная масса за подветренным краем будет трансформироваться быстрее. Начальный скачок температуры уменьшается вдвое уже на расстоянии 100—150 м, и почти полностью трансформация заканчивается на расстоянии 1—1,5 км.

Поскольку в основном трансформация воздушной массы над оазисом в приземном слое заканчивается на расстоянии 1,5—2,0 км, то дальнейшее увеличение размеров оазиса практически не меняет дистанцию, на которой сказывается его влияние за подветренным краем, и лежит в пределах 1—1,5 км.

Учитывая сказанное, можно сделать предположение о целесообразности проектировать орошаемые участки размером 2,5—3 км, располагая их на расстоянии 1—1,5 км друг от друга.

Влияние дополнительного испарения и турбулентного обмена

Над оазисами с различной величиной дополнительного испарения при условии равенства всех остальных трансформирующих факторов степень термической трансформации воздушной массы будет существенно отлична. Величина охлаждения воздушной массы возрастает с увеличением дополнительного испарения (рис. 5).

При увеличении дополнительного испарения примерно в два раза ($\Delta E =$ 3—7 мм/сутки) понижения температуры на подветренном краю оазиса составляют на высоте 2 м 2,0—5,°7 соответственно.

На высоте 0,5 м эти различия еще существеннее и составляют 2,5—7,°2.

За подветренным краем начинается интенсивный прогрев воздушной массы.

Интенсивность прогрева обеспечивается контрастом температур между подстилающей поверхностью за подветренным краем и приходящей на нее воздушной массой.

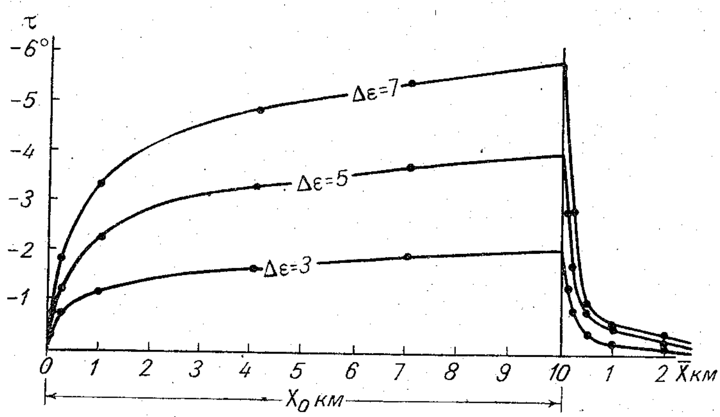

Рис. 5.

Воздушная масса с охлаждением на подветренном краю 5°,7 ($\Delta E = 7$ мм/сутки) на расстоянии 100 м за подветренным краем нагревается на 2,°3. Воздушные массы с охлаждением на подветренном краю оазиса — 3°9 ($\Delta E = 5$ мм/сутки) и — 2,°1 ($\Delta E = 3$ мм/сутки) на этом же расстоянии нагреваются на 1,2 и 0°7 соответственно. Холодная воздушная масса, прогреваясь интенсивнее за подветренным краем, будет иметь все-таки более низкую температуру, обусловленную значительным охлаждением на подветренном краю оазиса.

С увеличением дополнительного испарения над оазисом увеличиваются степень охлаждения воздушной массы и границы ее влияния на окружающую территорию.

Для рассмотренных нами величин дополнительного испарения ($\Delta E = 3,5$ и 7 мм/сутки) границы влияния оазиса на окружающую территорию возрастают с увеличением дополнительного испарения от 200—500 м до 1—1,5 км. Главным механизмом трансформации воздушной массы как над оазисом, так и за его подветренным краем является турбулентный обмен.

Известно, что коэффициент турбулентного обмена связан с вертикальным профилем ветра: с увеличением перемешивания уменьшается вертикальный градиент скорости ветра, а с уменьшением перемешивания — увеличивается. Поэтому при анализе влияния коэффициента турбулентного обмена на процесс трансформации над оазисом и за его подветренным краем рассматривалось отношение $\frac{k_1}{u_1}$.

Увеличение турбулентного обмена над оазисом приводит к тому, что воздушная масса, пришедшая на оазис с изотермическим распределением температуры по вертикали, под влиянием подстилающей поверхности начинает выхолаживаться. По мере движения над оазисом выхолаживание передается турбулентным обменом в выше лежащие слои, и чем больше турбулентный обмен, тем быстрее происходит передача выхолаживания вверх.

При обратном процессе — прогревании воздушной массы за подветренным краем оазиса — не наблюдается аналогии с оазисом.

Объясняется это разнохарактерностью процессов трансформации над оазисом и за его подветренным краем.

Над оазисом воздушная масса с изотермическим распределением по вертикали может только охлаждаться под влиянием подстилающей поверхности. Турбулентным обменом охлаждение передается вверх.

Иначе происходит процесс трансформации воздушной массы за подветренным краем оазиса. Расчеты показали, что увеличение $\frac{k_1}{u_1}$ не приводит, как следовало ожидать, к более быстрому прогреванию воздушной массы за подветренным краем.

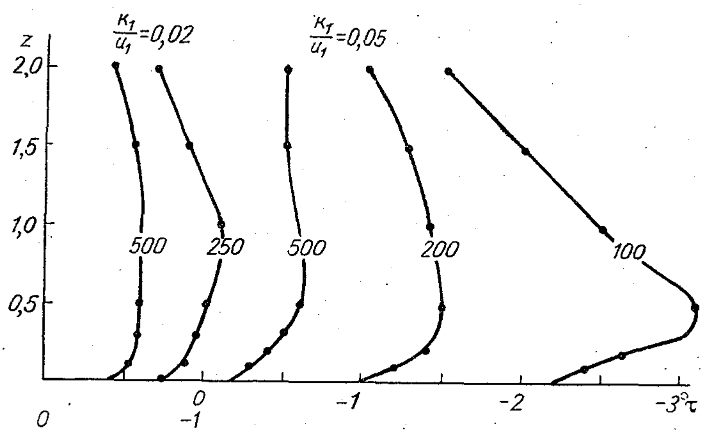

Рис. 6.

Объяснить это можно следующим образом: воздушная масса с оазиса приходит на сильно прогретую подстилающую поверхность и начинает прогреваться.

Процесс трансформации за оазисом, так же как и над ним, обеспечивается турбулентным обменом. Но если над оазисом имел место процесс охлаждения воздушной массы за счет испарения, то за оазисом процесс прогрева воздушной массы у деятельной поверхности будет сглаживаться переносом к ней холодных масс воздуха из выше лежащих слоев. Процесс сглаживания прогрева будет тем эффективнее, чем больше турбулентный обмен.

Таким образом, увеличение турбулентного обмена содействует одновременному усилению двух противоположно направленных по своему воздействию на трансформацию за подветренным краем оазиса процессов: увеличению интенсивности передачи тепла вверх и в то же время более усиленному переносу холодных масс воздуха к деятельной поверхности.

Следовательно, при малом турбулентном обмене воздушная масса за подветренным краем будет иметь более высокую температуру, чем воздушная масса, трансформация которой происходит при более интенсивном турбулентном обмене.

Сказанное можно проиллюстрировать рис. 6, где на основании расчетов дано распределение температуры с высотой за подветренным краем оазиса для $\frac{k_1}{u_1}=0,02$ м и $\frac{k_1}{u_1}=0,05$ м.

Воздушная масса при $\frac{k_1}{u_1}=0,05$ примерно в 2—2,5 раза холоднее воздушной массы, трансформация которой происходила при меньшем турбулентном обмене.

Полученные на основании расчетов по формуле (12) результаты оценивались с точки зрения их качественного и в некоторой мере количественного сходства с имеющимися опытными данными.

В основу сопоставления полученных результатов с опытом легли экспериментальные данные, опубликованные в работах Б. Л. Дзердзеевского [3] и А. П. Гальцова [2].

В работе [3] дается рекомендация относительно размеров орошаемых участков и удаления их друг от друга.

На основании анализа наблюдений, полученных для района Среднего Заволжья, рациональные размеры орошаемых участков определяются цифрой 1,5—2,5 км с расстояниями между участками 1—1,5 км.

Данные, приведенные в работе [2], использовались для количественного сравнения изменений температуры над оазисом и за его подветренным краем, полученных расчетным путем.

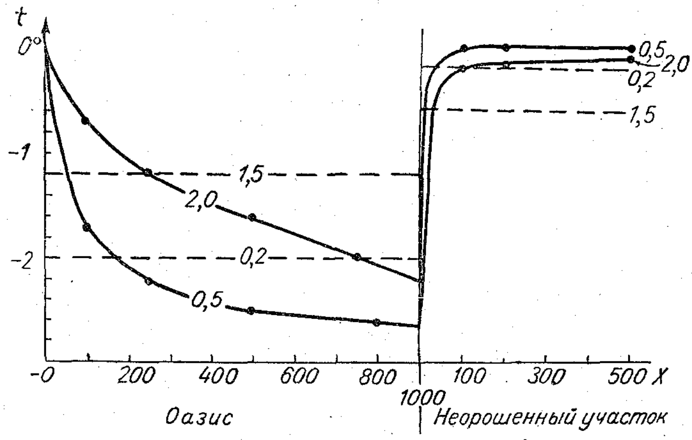

Рис. 7.

На основании экспериментальных данных, заимствованных из работы [2], и расчетных данных построен рис. 7.

На графике сплошные линии проведены на основании теоретических расчетов, пунктирные — экспериментальные данные.

Экспериментальные линии проведены над оазисом по средней разности оазис — пустыня наветренная для высот 0,2 и 1,5 м. Для тех же высот за подветренным краем — по средней разности пустыня подветренная — пустыня наветренная.

Теоретические кривые построены для высот 0,5 и 2,0 м.

Характер изменения температуры с высотой по экспериментальным и теоретическим данным над оазисом и за подветренным краем сохраняется.

Близость количественных значений изменений температуры, полученных расчетным путем, и экспериментальных очевидна.

Возможность более точной оценки полученных результатов затрудняется тем, что в работе [2], к сожалению, не указано, при каких значениях остальных трансформирующих факторов (кроме размеров оазиса) получены экспериментальные данные.

Нами использовались средние значения этих параметров. Учитывая это обстоятельство, согласование с опытом можно считать удовлетворительным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Будыко М. И., Дроздов О. А. и др. Изменение климата в связи с планом преобразования природы засушливых районов СССР. Л., 1952.
2. Гальцов А. П. О климатическом взаимодействии орошаемых и неорошаемых площадей. Изв. АН СССР, сер. геогр., № 3, 1953.
3. Дзердзеевский Б. А. Тепловой баланс и микроклимат лимана и сухой степи в Прикаспии. Изв. АН СССР, сер. геогр., № 2, 1954.
4. Лайхтман Д. Л. Трансформация воздушной массы под влиянием подстилающей поверхности. Метеорология и гидрология, № 1, 1947.
5. Лайхтман Д. Л. и Цейтин Г. Х. Изменение температуры приземного слоя атмосферы при орошении Труды ГГО. 39 (101), 1953.
6. Тимофеев М. П. Об изменении метеорологического режима при орошении. Изв. АН СССР, сер. геофиз. № 2, 1954.

Н. П. РУСИН

РАДИАЦИОННЫЙ БАЛАНС ПОЛЯ, ЗАСЕЯННОГО ЗЕРНОВЫМИ КУЛЬТУРАМИ

Одной из основных составляющих уравнения теплового баланса, формирующих климат сельскохозяйственного поля, является радиационный баланс деятельной поверхности. Для того чтобы изучать микроклимат сельскохозяйственного поля, надо прежде всего знать радиационный баланс на этом поле и его изменение в течение вегетационного периода.

В настоящей работе дается характеристика радиационного баланса сельскохозяйственных полей, занятых зерновыми культурами, в течение всего вегетационного периода день за днем. Работа выполнена на основании экспедиционных исследований, проведенных ГГО в течение двух вегетационных периодов 1953—1954 гг. в районе ст. Дубовская (Ростовская обл.), с широким привлечением материалов специально поставленных наблюдений на агрометстанции „Гигант“, расположенной в том же районе.

Методика исследования

Экспедиционные исследования в Дубовском районе Ростовской обл. проводились на полях колхоза „Путь к коммунизму“ и охватывали период от появления всходов до наступления восковой спелости, а на агрометстанции Гигант — до уборки урожая.

Изучение радиационного баланса проводилось на ст. Дубовская на полях, засеянных яровой пшеницей (1953 г.) и ячменем (1954 г.), а на агрометстанции „Гигант“ на поле, засеянном озимой пшеницей, и на черном пару (основная площадка станции).

Актинометрические наблюдения на агрометстанции „Гигант“ проводились в соответствии с методическими указаниями гидрометстанциям, № 4, а на ст. Дубовская методика была изменена в сторону увеличения числа повторностей измерения (до 9 повторностей в час в 1953 г. и до 18 повторностей в час в 1954 г.) и увеличения сроков наблюдения.

Наблюдения проводились ежесуточно. В период с 9 до 17 час. велись часовые наблюдения, чередовавшиеся через каждые два часа, а в сроки 7 и 19 час. проводились десятиминутные серии. Ночные наблюдения проводились 1 раз в 3 дня десятиминутными сериями в сроки: 22, 1 и 4 часа.

Столь детальные актинометрические наблюдения позволили получить не только надежные среднечасовые данные в дневные часы, но и сравнительно точно вычислить дневные и суточные суммы различных потоков радиации при отсутствии регистрирующих приборов.

Учитывая, что наиболее полные наблюдения были получены лишь во время двух Дубовских экспедиций, при дальнейшем разборе мы будем базироваться главным образом на этих данных, привлекая по мере надобности материал агрометстанции „Гигант“.

Из двух лет наблюдений на ст. Дубовская наиболее интересными оказались наблюдения 1953 г., когда большую часть времени стояла ясная и сухая погода, а измерения потоков радиации велись по полной программе. В 1954 г. все потоки радиации на ст. Дубовская измерялись только с 1 июня, а в остальное время измерялся лишь радиационный баланс. Только один радиационный баланс измерялся в течение двух лет и на поле с озимой пшеницей на агрометстанции „Гигант".

Кроме того, в период наблюдений 1954 г. ясных дней было очень мало, поэтому получить систематизированные сведения о радиационном балансе за весь вегетационный период при отсутствии облачности нам не удалось.

Имея непосредственные измерения прямой S, рассеянной D, коротковолновой отраженной R_k и суммарной радиации Q и радиационного баланса B, по общеиз-

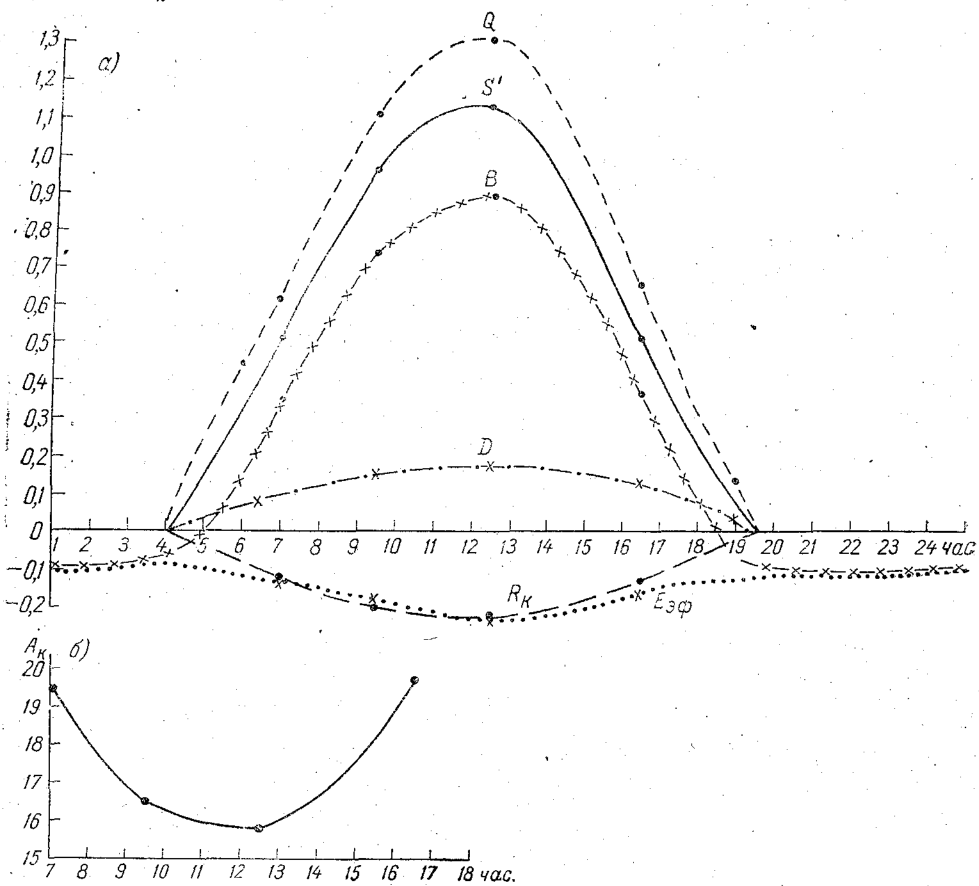

Рис. 1. Суточный ход составляющих радиационного баланса (*а*) и альбедо (*б*) на поле с пшеницей в ясные дни по осредненным данным в период от всходов до молочной спелости (ст. Дубовская, 1954 г.).

вестной формуле радиационного баланса за каждый срок наблюдений были вычислены значения эффективного излучения подстилающей поверхности:

$$E_{эф} = Q - (B + R_к) . \qquad (1)$$

Среднечасовые значения составляющих радиационного баланса по пятидневкам раздельно за ясные дни и за все дни пятидневки (без учета облачности) приведены в табл. 1 и 2.

Анализ потоков радиации за ясные дни (с облачностью до 2 баллов), которых в 1953 г. оказалось около 40% от общего числа дней с наблюдениями, позволяет установить четкие закономерности в распределении составляющих радиационного баланса как в течение суток, так и в течение всего вегетационного периода.

Суточный ход радиационного баланса

На рис. 1 показан суточный ход составляющих радиационного баланса в ясные дни, полученный по осредненным данным, приведенным в табл. 1.

Таблица 1

Среднечасовые значения составляющих радиационного баланса в ясные дни (кал/см² мин.) ст. Дубовская. Яровая пшеница 1953 г.

Период наблюдений	Число дней осреднения	Прямая радиация S^1					Рассеянная радиация D					Суммарная радиация Q					Отраженная радиация $R_к$				
		7	9—10	12—13	16—17	19	7	9—10	12—13	16—17	19	7	9—10	12—13	16—17	19	7	9—10	12—13	16—17	19
Май																					
6—10	1	0,46	0,93	1,12	0,48	0,10	0,10	0,12	0,13	0,08	0,03	0,56	1,05	1,25	0,56	0,13	0,09	0,12	0,14	0,10	0,00
11—15	2	0,43	0,94	1,11	0,46	0,08	0,08	0,13	0,18	0,14	0,06	0,51	1,07	1,29	0,60	0,14	0,08	0,12	0,15	0,09	0,02
16—20	2	0,47	0,95	1,10	0,50	0,08	0,07	0,13	0,15	0,16	0,04	0,54	1,08	1,25	0,60	0,12	0,10	0,18	0,20	0,12	0,01
21—25	4	0,52	0,97	1,10	0,49	0,09	0,09	0,15	0,19	0,16	0,04	0,61	1,12	1,29	0,65	0,13	0,12	0,22	0,22	0,14	0,01
26—31	3	0,58	0,96	1,18	0,56	0,10	0,09	0,16	0,15	0,10	0,04	0,67	1,12	1,33	0,66	0,14	0,13	0,23	0,24	0,16	0,02
Июнь																					
1—5	1	0,53	1,02	1,14	0,52	0,12	0,10	0,22	0,20	0,11	0,04	0,65	1,24	1,34	0,63	0,16	0,15	0,25	0,25	0,16	0,02
6—10	2	0,54	0,92	1,10	0,57	0,12	0,15	0,17	0,25	0,16	0,04	0,69	1,09	1,35	0,73	0,16	0,15	0,22	0,23	0,15	0,02
11—15	2	0,56	1,00	1,18	0,58	0,11	0,03	0,14	0,16	0,16	0,06	0,64	1,14	1,34	0,74	0,17	0,14	0,22	0,23	0,15	0,03

Период наблюдений	Число дней осреднения	Альбедо поверхности A %					Радиационный баланс B								Эффективное излучение $E_{эф}$					
		7	9—10	12—13	16—17	19	1	4	7	9—10	12—13	16—17	19	22	7	9—10	12—13	16—17	19	22
Май																				
6—10	1	16,1	11,4	11,2	17,3	—	—0,09	—0,06	0,42	0,74	0,94	0,41	—0,05	—0,10	0,05	0,08	0,18	0,06	—	—
11—15	2	15,7	11,2	11,6	15,0	—	—0,08	—0,06	0,40	0,77	0,92	0,40	—0,04	—0,09	0,03	0,13	0,22	0,11	—	—
16—20	2	18,5	16,7	16,0	18,2	—	—0,06	—0,05	0,37	0,76	0,88	0,39	0,06	—0,11	0,07	0,14	0,17	0,15	—	—
21—25	4	19,7	19,6	17,0	21,5	—	—0,08	—0,06	0,35	0,73	0,89	0,38	—0,04	—0,09	0,14	0,17	0,18	0,13	—	—
26—31	3	19,4	17,0	18,0	24,3	—	—0,05	—0,03	0,33	0,68	0,90	0,37	—0,06	—0,07	0,15	0,21	0,24	0,13	—	—
Июнь																				
1—5	1	23,0	20,2	19,1	25,4	—	—0,10	—0,07	0,35	0,77	0,85	0,30	—0,08	—0,11	0,18	0,22	0,24	0,17	—	—
6—10	2	21,8	20,2	17,0	20,6	—	—0,12	—0,08	0,34	0,70	0,86	0,32	—0,08	—0,15	0,20	0,17	0,26	0,26	—	—
11—15	2	21,9	19,3	17,2	20,3	—	—0,13	—0,08	0,35	0,73	0,85	0,34	—0,07	—0,13	0,15	0,19	0,26	0,25	—	—

Среднечасовые значения составляющих радиационного

Время наблюдений	Число дней осреднения	Суммарная радиация Q					Отраженная радиация $R_к$					Альбедо поверхности (A), %			
		7	9–10	12–13	16–17	19	7	9–10	12–13	16–17	19	7	9–10	12–13	16–17
															а) Яровая
Май															
6–10	5	0,58	0,93	1,27	0,52	0,13	0,06	0,08	0,12	0,07	0,01	10,3	8,6	9,4	13,4
11–15	5	0,56	0,92	1,31	0,58	0,12	0,06	0,11	0,15	0,07	0,01	10,7	12,0	11,4	12,1
16–20	5	0,54	1,00	1,27	0,59	0,07	0,10	0,17	0,20	0,10	0,01	18,5	17,0	15,7	17,0
21–25	5	0,54	1,06	1,29	0,62	0,06	0,13	0,19	0,22	0,13	0,01	24,1	17,9	17,0	21,0
26–31	6	0,53	1,02	1,32	0,63	0,07	0,12	0,21	0,25	0,15	0,07	22,7	20,6	18,9	23,8
Июнь															
1–5	5	0,54	1,05	1,09	0,54	0,08	0,13	0,23	0,24	0,15	0,05	24,1	21,9	22,0	24,1
6–10	5	0,63	1,09	1,32	0,49	0,10	0,12	0,21	0,24	0,11	0,04	19,1	19,3	18,2	22,4
11–15	5	0,60	1,08	1,31	0,61	0,08	0,11	0,19	0,24	0,13	0,01	18,4	17,6	18,3	21,3
16–22	7	0,48	0,93	1,13	0,36	0,04	0,09	0,15	0,20	0,07	0,03	18,4	16,2	17,6	19,0
															б) Ячмень
Май															
6–10	5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
11–15	5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
16–20	5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
21–25	5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
26–31	6	0,56	0,85	1,20	0,70	0,08	0,12	0,19	0,24	0,13	0,01	21,4	22,4	20,0	18,6
Июнь															
1–5	5	0,57	1,18	1,27	0,74	0,09	0,16	0,21	0,23	0,16	0,03	28,1	17,8	18,1	21,6
6–10	5	0,68	1,05	1,40	0,75	0,08	0,13	0,20	0,24	0,15	0,03	19,2	19,0	17,1	20,0
11–15	5	0,70	1,08	0,94	0,65	0,05	0,14	0,22	0,16	0,12	0,01	20,0	20,2	17,0	18,5
16–20	5	0,67	0,99	1,27	0,73	0,06	0,15	0,22	0,24	0,11	0,04	22,4	22,2	18,9	15,1
21–24	4	0,64	1,00	1,28	0,68	0,04	0,16	0,24	0,23	0,15	0,04	25,0	24,0	18,0	22,1

Примечание. Радиационный баланс за 1, 4 и 22 часа принят на основании наблю

Рассматривая график можно видеть, что кривые суммарной, прямой и отраженной радиации, а также радиационного баланса асимметричны относительно полдня в одну сторону, а кривые рассеянной радиации и эффективного излучения — в другую сторону. Такой ход является вполне нормальным. Увеличение интенсивности инсоляции, а вместе с ней и радиационного баланса в предполуденные часы объясняется большей прозрачностью атмосферы в первую половину дня и уменьшением прозрачности во вторую половину дня. Этим же объясняется и увеличение рассеянной радиации в послеполуденные часы.

Повышение эффективного излучения и сдвиг максимума $E_{эф}$ на вторую половину дня связано с аналогичным сдвигом максимума температуры деятельной поверхности. Кривая суточного хода альбедо также асимметрична относительно полдня. Следуя за ходом прямой радиации, альбедо в первую половину дня больше, чем во вторую.

Переход радиационного баланса через нуль происходит примерно через 40—50 мин. после восхода солнца и за 70—80 мин. до его захода. В ночные часы радиационный баланс отрицательный, но мало меняется по величине. Такую же примерно картину суточного хода потоков радиации можно проследить и по данным табл. 2. На рис. 2 показан суточный ход Q, $R_к$ и B, полученный по осредненным данным за весь период наблюдений 1953, 1954 гг. (без выделения ясных дней).

Кривые на этом графике характеризуют средние значения потоков радиации и

Таблица 2

баланса по пятидневкам без учета облачности (кал/см^{2}мин.)

Радиационный баланс B								Эффективное излучение $E_{эф}$							
1	4	7	9—10	12—13	16—17	19	22	1	4	7	9—10	12—13	16—17	19	22
пшеница 1953 г.															
—	—	0,35	0,61	0,88	0,38	—0,09	—	—	—	0,17	0,24	0,27	0,07	0,03	—
—	—	0,32	0,64	0,82	0,34	—0,05	—	—	—	0,18	0,17	0,34	0,17	0,18	—
-0,05	—0,03	0,34	0,68	0,87	0,33	—0,06	—0,04	—0,05	—0,03	0,10	0,15	0,20	0,16	—	—0,04
-0,10	—0,02	0,35	0,68	0,89	0,35	—0,08	- 0,05	—0,10	—0,10	0,06	0,19	0,18	0,14	0,02	- 0,05
-0,01	—0,05	0,34	0,67	0,90	0,36	—0,12	—0,05	—0,01	—0,05	0,07	0,14	0,17	0,12	0,12	—0,05
-0,05	—0,02	0,34	0,66	0,71	0,19	—0,06	—0,06	—0,05	—0,02	0,07	0,16	0,14	0,22	0,04	—0,06
0,10	—0,06	0,35	0,65	0,80	0,28	—0,07	- 0,14	—0,10	—0,08	0,16	0,23	0,28	0,10	0,05	—0,15
-0,10	—0,05	0,32	0,68	0,76	0,31	—0,08	—0,11	—0,10	—0,05	0,17	0,21	0,31	0,17	—0,01	- 0,11
-0,09	—0,03	0,25	0,57	0,65	0,19	—0,05	—0,06	—0,09	—0,03	0,15	0,21	0,28	0,08	—0,04	—0,06
1954 г.															
—	—	0,06	0,72	1,01	0,06	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
-0,09	—0,04	0,32	0,73	0,76	0,19	—0,03	—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	0,28	0,70	0,77	0,32	—0,11	—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	0,22	0,72	0,73	0,23	—0,03	—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—0,04	0,21	0,44	0,69	0,16	—0,05	—	—	—0,04	0,26	0,22	0,30	0,45	0,12	—
-0,10	—0,10	0,27	0,67	0,72	0,29	—0,03	—	—0,10	—0,10	0,14	0,30	0,32	0,29	0,09	—
-0,10	—0,09	0,29	0,55	0,92	0,37	—0,02	—	—0,10	—0,09	0,26	0,30	0,24	0,23	0,07	—
—	—0,10	0,32	0,60	0,53	0,25	—0,03	—	—	—0,10	0,26	0,26	0,25	0,28	0,07	—
—	—0,09	0,27	0,59	0,80	0,30	- 0,02	—	—	—0,09	0,25	0,16	0,23	0,32	0,04	—
—	—	0,33	0,65	0,76	0,36	—0,02	—	—	—	0,15	0,09	0,29	0,17	—0,02	—

дений за отдельные серийные дни.

их суточный ход за весь период вегетации зерновых культур и типичны для всего района южных степей.

Как видно из рисунка, в период вегетации яровой пшеницы и ячменя, начинающийся обычно в начале мая и заканчивающийся в первую половину июля, среднесуточная сумма радиационного баланса составляет около 300—320 кал., а за весь период вегетации (2,5 месяца) — 22—24 ккал.

Характерно, что среднесуточная сумма радиационного баланса, полученная по данным за все дни наблюдений 1953—1954 гг., отличается от среднесуточной суммы радиационного баланса, полученной за тот же период в ясные дни, всего лишь на 10—15%. Это свидетельствует о том, что в период вегетации в районах южных степей характер облачности таков, что он не оказывает существенного влияния на поступление радиационного тепла на земную поверхность.

На основании полученных за два вегетационных периода данных можно судить и о возможных предельных значениях различных составляющих радиационного баланса на полях.

В табл. 3 приведены максимальные и минимальные значения составляющих радиационного баланса в полдень за периоды май — июнь 1953—1954 гг. для ст. Дубовская ($\varphi = 47°22'$ и $\lambda = 42°41'$).

Максимальные величины радиации приведены по данным наблюдений в ясные дни, а минимальные — в дни с полной нижней облачностью.

Следует отметить, что наибольшие значения прямой радиации получены в период вторжения холодных масс воздуха, обладающих большой прозрачностью и вызвавших заморозки на почве в конце мая. Максимальные значения суммарной радиации, как и следовало ожидать, приходятся на дни летнего солнцестояния.

Столь большие значения рассеянной радиации в ясный полдень связаны с наличием большого помутнения атмосферы, вызванного сильными суховеями, наблюдавшимися в этот период.

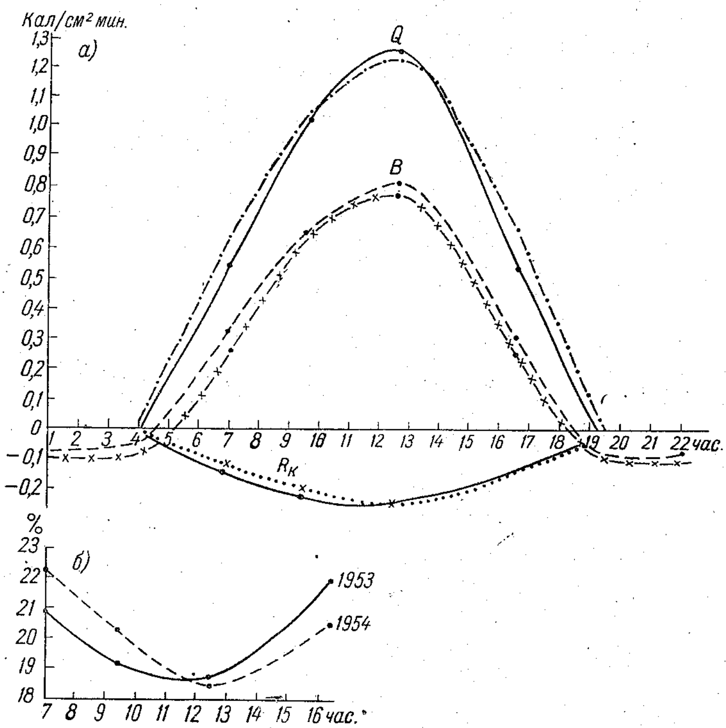

Рис. 2. Радиационный баланс и его составляющие на сельскохозяйственных полях 1953—1954 гг. (*а*) и альбедо за 1953—1954 гг. (разные периоды (*б*).

Сравнивая величины различных составляющих радиационного баланса за один и тот же период на поле с пшеницей (1953 г.) и на поле с ячменем (1954 г.), можно убедится, что они мало различаются между собой.

Таблица 3

Максимальные и минимальные величины S', D, Q, $R_к$ и B в полдень для ст. Дубовская

(кал. см² мин.)

	Максимальные					Минимальные		
	S'	D	Q	$R_к$	B	Q	$R_к$	B
Величина . . .	1,25	0,27	1,40	0,32	1,05	0,45	0,06	0,17
Дата измерения	27/VI	1/VI	20/VI	24/VI	9/V	18/VI	6/V	18/VI

Среднесуточная интенсивность B в 1953 г. равнялась 0,35 кал/см², мин., а в 1953 г. около 0,33 кал/см² мин., а среднесуточный радиационный баланс составил соответственно 320 и 300 кал/см² за сутки.

Близки между собой и величины Q, $R_к$ и A, приведенные на графике для одного и того же периода времени. Средняя за день интенсивность Q за период с 26 мая по 24 июня, т. е. от фазы трубкования до фазы спелости культур, в 1953 г. равнялась 0,67 кал/см² мин., а в 1954 г.—0,70 кал/см² мин. Среднее значение $R_к$ соответственно было равно 0,13 и 0,14 кал/см² мин., а средняя величина альбедо — 19 и 20%. То же самое относится и к среднесуточным суммам Q и $R_к$.

Среднесуточная сумма Q за тот же период времени в 1953 г. равнялась 605 кал., а в 1954 г. — 640 кал. Среднесуточная сумма $R_к$ соответственно равнялась 114 и 124 кал. Следует заметить, что и вегетационный период у обеих культур был примерно одинаковым и даже фазы развития почти совпадали по срокам.

При рассмотрении среднечасовых величин и суточного хода составляющих радиационного баланса на полях с зерновыми культурами несомненный интерес представляет сравнение полученных величин B, $R_к$ и A на полях с зерновыми культурами и на черном пару. Для выяснения этого вопроса в 1953 г., на ст. Дубовская помимо наблюдений на поле с пшеницей, были организованы параллельные наблюдения на черном пару. Наблюдения на пару проводились в средине и конце периода вегетации. В начале периода, когда всходы только что появились и поле под пшеницей не отличалось от черного пара, радиационный баланс на обоих полях практически можно считать одинаковым.

Среднечасовые значения $R_к$, B и A, полученные на пару в средине периода вегетации (фазе трубкования) и в конце его (фазе молочной спелости) приведены в табл. 4.

Таблица 4

Среднечасовые значения $R_к$, B и A на черном пару

Период наблюдения	Число дней осреднения	B кал/см²								
		1	4	7	9—10	12—13	16—17	19	22	Сумма за сутки
21—25/V	5	−0,10	−0,07	0,32	0,69	0,78	0,31	−0,06	−0,11	320
16—22/VI	7	−0,09	−0,01	0,23	0,63	0,73	0,17	−0,03	−0,07	270

Период наблюдений	Число дней осреднения	$R_к$ кал/см²						A %				
		7	9—10	12—13	16—17	19	Сумма за день	7	9—10	12—13	16—17	Среднее за день
21—25/V	5	0,10	0,14	0,16	0,10	0,01	85	18,5	13,3	12,4	16,1	14,1
16—22/VI	7	0,07	0,12	0,15	0,06	0,02	66	15,0	12,8	13,2	14,7	13,7

Сравнивая приведенные, правда, эпизодические данные с материалами наблюдений, помещенными в табл. 2, можно видеть, что радиационный баланс поля, занятого зерновыми культурами, в течение вегетационного периода существенно отличается от радиационного баланса черного пара, причем это различие возможно как в ту, так и в другую сторону.

Так, по данным табл. 2 радиационный баланс на поле с яровой пшеницей в средине вегетационного периода больше, а в конце — меньше, чем на пару. Примерно такие же данные были получены по наблюдениям в 1953 г. на агрометстанции Гигант (рис. 3), в то время как в 1954 г. на той же агрометстанции радиационный баланс на поле с озимой пшеницей в течение всего периода вегетации оставался на 10—15% больше, чем на оголенной поверхности.

Таким образом, соотношение между величинами радиационного баланса на поле, занятом зерновыми культурами, и на пару зависит прежде всего от состояния подстилающей поверхности, т. е. от того, какая составляющая радиационного баланса (отраженная радиация или эффективное излучение) играет преобладающую роль.

В период от кущения до созревания, когда велика транспирация и температура деятельной поверхности значительно ниже температуры поверхности оголенной почвы, несмотря на высокие альбедо, радиационный баланс поля с растительностью больше, чем на пару. В конце периода вегетации, когда температура растительного покрова становится выше, чем температура оголенной поверхности, а альбедо так же велико, радиационный баланс поля становится меньшим по сравнению с балансом оголенной поверхности (рис. 3).

В тех случаях, когда почва на поле с растительностью достаточно увлажнена, специально орошается, или же температура деятельной поверхности ниже температуры оголенной почвы из-за других каких-либо причин, радиационный баланс на этом поле будет выше, чем на пару. Такое явление, в частности, и имело место на поле с озимой пшеницей на агрометстанции Гигант в 1954 г. (рис. 3*б*).

Что касается разности в альбедо между указанными полями, то сравнивая данные, приведенные в табл. 1, 2 и 4, можно видеть, что характер суточного хода

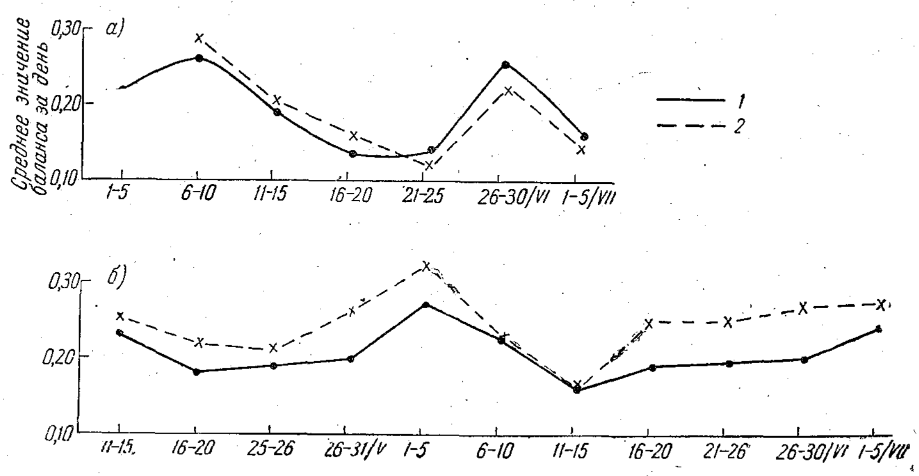

Рис. 3. Изменение радиационного баланса на поле с озимой пшеницей и на пару, ст. Гигант.

а — 1953 г., *б* — 1954 г.; *1* — поле, *2* — пар.

альбедо на обоих полях одинаковый, но количественные его характеристики разные.

Минимальные величины альбедо наблюдаются в полдень, а максимальные — утром и вечером. Разница в альбедо между паровым полем и полем, занятым зерновой культурой, увеличивается от начала до средины периода вегетации. В период наиболее развитого растительного покрова она достигает 30—35%; после этого разность мало меняется или даже убывает.

Изменения составляющих радиационного баланса на сельскохозяйственных полях в течение вегетационного периода

На основании среднечасовых значений составляющих радиационного баланса за каждый день и за весь период наблюдений были определены суточные суммы радиационного тепла, которые затем осреднялись по пятидневкам отдельно за ясные дни и за все дни вместе.

Среднесуточные значения S', D, Q, $R_к$, B и A по пятидневкам приведены в табл. 5 и 6.

Из приведенных таблиц следует, что в течение вегетационного периода радиационный баланс и особенно его отдельные составляющие подвергаются сильному изменению. Это изменение наиболее четко прослеживается по данным, приведенным в табл. 5. Хотя в этой таблице отсутствуют данные конца периода вегетации, начиная с фазы молочной спелости, но, восполнив их сведениями из табл. 6, можно получить полную характеристику составляющих радиационного баланса за весь вегетационный период.

Таблица 5

Среднесуточные суммы составляющих радиационного баланса в ясные дни (кал/см²) ст. Дубовская

Период наблюдения	Число дней осреднения	S'	D	Q	$R_к$	A %	B	$E_{эф}$	Фаза развития
Яровая пшеница 1953 г.									
Май									
6—10	1	510	75	585	64	10,9	443	101	всходы
11—15	2	504	98	602	71	11,8	420	111	кущение
16—20	2	529	98	627	105	16,2	402	120	кущение
21—25	4	531	108	639	124	19,4	396	119	трубкование
26—31	3	557	92	649	132	20,4	378	138	трубкование
Июнь									
1—5	1	550	116	666	142	21,2	372	152	трубкование
6—10	2	541	125	665	123	18,5	365	170	колошение
11—15	2	574	109	683	132	19,6	376	171	цветение
16—25	—	Ясных дней не было							

Таблица 6

Среднесуточные суммы составляющих радиационного баланса по пятидневкам (без выделения ясных дней). Ст. Дубовская

Период наблюдений	Число дней	$Q_{набл}$	B	$R_к$	A	$E_{эф}$	Фаза развития
Яровая пшеница 1953 г.							
Май							
6—10	5	569	360	56	9,9	153	всходы
11—15	5	580	352	70	12,1	158	кущение
16—20	5	595	344	101	16,9	150	кущение
21—25	5	636	355	120	20,2	181	трубкование
26—31	6	631	352	137	21,6	142	трубкование
Июнь							
1—5	5	595	305	136	22,8	154	трубкование
6—10	5	629	316	124	19,8	189	колошение
11—15	5	650	329	122	18,8	199	цветение
16—22	7	485	230	83	17,2	172	молочная и начало восковой спелости
Ячмень 1954 г.							
Май							
6-10	5	—	305	—	—	—	всходы
11—15	5	—	296	—	—	—	кущение
16-20	5	—	321	—	—	—	кущение
21—25	5	—	260	—	—	—	трубкование
26—31	6	597	261	108	18,0	228	трубкование
Июнь							
1—5	5	703	306	141	20,0	256	трубкование
6—10	5	700	344	133	19,1	233	трубкование
11—15	5	638	253	119	18,7	266	цветение
16—20	5	664	308	136	20,6	220	молочная спелость
21-24	4	615	315	151	24,4	149	восковая спелость

Таблица 5 показывает, что по мере роста приходной части баланса непрерывно увеличивается и расходная его часть. Более того, расход радиационного тепла возрастает намного быстрее по сравнению с приходом, поэтому радиационный баланс поля уменьшается к концу вегетационного периода, несмотря на непрерывный рост суммарной радиации.

Отдельные нарушения в общем ходе каждой из составляющих радиационного баланса полностью физически объяснимы. Так, возрастание среднесуточных значений прямой радиации в период с 26 по 31 мая связано с приходом холодных масс воздуха 27 и 28 мая, отличавшихся большой прозрачностью и вызвавших понижение температуры в ночь с 27 на 28 мая до заморозка. Уменьшение среднесуточных сумм прямой радиации и увеличение сумм рассеянной радиации в период

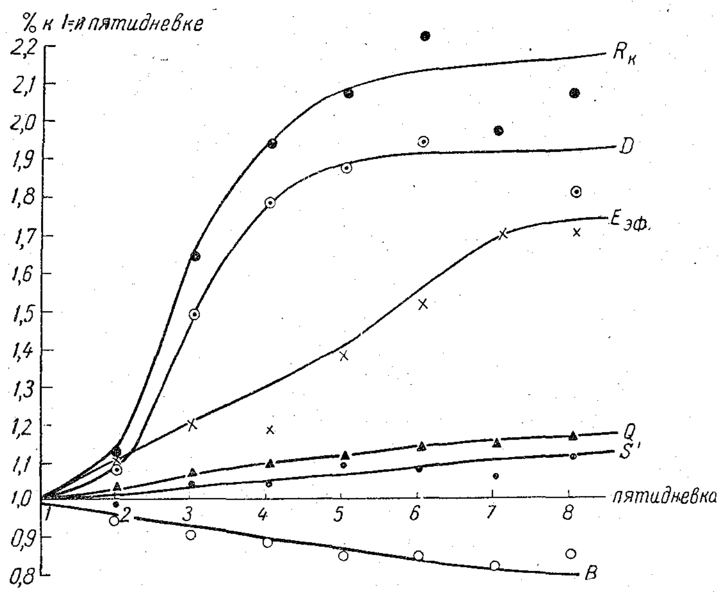

Рис. 4. Относительные изменения состояния радиационного баланса в течение вегетационного периода.

с 1 по 10 июня было связано с наличием интенсивных суховеев в этот период и сильным помутнением воздуха.

Понижение среднесуточных величин отраженной радиации и альбедо с 6 по 10 июня вызвано выпадением ливневых осадков в эту пятидневку и связанным с этим изменением цвета почвы и растений. Зеленые органы растений после дождя, как известно, приобретают темно-зеленую окраску. Несколько увеличенный радиационный баланс в период 21—25 мая связан с ливневым дождем, прошедшим в ночь на 21 мая, во время которого выпало около 45 мм осадков, и сильным увлажнением почвы. Этим же, очевидно, объясняется и почти неизменная величина эффективного излучения в третью и четвертую пятидневки.

Интенсивность изменения каждой составляющей радиационного баланса от пятидневки к пятидневке показана на рис. 4. Приращения S', D, Q, $R_к$, B и $E_{эф}$ за каждую пятидневку на рис. 4 приведены по отношению к первой пятидневке, данные которой условно приняты за единицу.

Из табл. 5 и рис. 4 следует, что в течение вегетационного периода все составляющие радиационного баланса меняются по-разному. Суммарная и прямая радиации медленно растут от начала к концу июня. Их рост связан с увеличением высоты солнца. Остальные составляющие баланса (отраженная радиация и эффективное излучение) меняются очень резко, что связано с изменением свойств подстилающей поверхности.

Больше всего меняется отраженная радиация, причем изменение альбедо носит различный характер.

Во-первых, наблюдается систематический рост альбедо от начала к концу периода вегетации за счет изменения физических и физиологических свойств растений по мере их роста и развития (изменения окраски растений, высоты, поверхностной яркости, шероховатости и т. д.).

Во-вторых, происходят кратковременные изменения альбедо как в ту, так и в другую сторону, которые вызываются временным изменением свойств растений и почвы (потемнением растений после дождя и почвы после полива, изменением цвета и даже поверхности растений во время суховеев и т. д.).

Первая группа факторов приводит к изменению альбедо подстилающей поверхности за период вегетации почти в два раза (с 11 до 21%). Альбедо в это время растет неравномерно. Больше всего меняется оно в начале вегетации, при выходе растений в трубку. К этому времени поверхность почвы почти полностью закрывается растительностью, шероховатость поверхности увеличивается и альбедо возрастает по сравнению с предыдущей пятидневкой почти на $\frac{1}{3}$. Несколько медленнее, но все же достаточно интенсивно меняется альбедо и в последующие пятидневки, вплоть до начала колошения. После колошения альбедо уже почти не увеличивается, а по некоторым данным даже уменьшается. Небольшое уменьшение альбедо к концу вегетации в 1953 г. наблюдалось и у нас, но оно было связано с увлажнением почвы после прошедших дождей. В 1954 г. непрерывное возрастание альбедо наблюдалось вплоть до наступления восковой спелости.

Некоторую роль в двукратном увеличении альбедо к концу вегетации играет и изменение физических свойств самой поверхности почвы. Как видно из табл. 4, средняя величина альбедо оголенной почвы к середине периода вегетации увеличивается на 3—4% по сравнению с начальным периодом (14% против 10—11%). Это частично связано с увеличением высоты солнца к июню, высыханием почвы, изменением ее структуры и цвета.

Некоторое влияние на ход отраженной радиации оказывают кратковременные изменения альбедо (вторая группа факторов). Так, например, параллельные наблюдения над альбедо, проведенные И. А. Покровской до полива и сразу же после полива участка, показали уменьшение альбедо на 2—3%, такая же примерно разница в альбедо была получена Т. В. Кирилловой на орошаемом и неорошаемом участках поля с пшеницей и даже на поле с редким хлопчатником до и после орошения.

Аналогичные разности в альбедо получаются и по данным, приведенным в табл. 5 и 6, за две смежных пятидневки (1—5 и 6—10 июня). Первая из них замыкала длительный бездождный период, а в течение второй ежедневно выпадали ливневые дожди. Среднесуточная разность в альбедо между этими пятидневками оказалось равной 2—3%. Такая, казалось бы, незначительная разница в альбедо между увлажненной и сухой почвами приводит к изменению отраженной радиации на 10—15%.

Уменьшение отраженной радиации и альбедо на увлажненном поле связано как с потемнением зеленых органов растений, так и с потемнением самой почвы. Имевшийся в нашем распоряжении, правда, сравнительно небольшой материал параллельных наблюдений над альбедо черного пара и поля с пшеницей, проведенных до и после дождя, позволил оценить раздельно влияние каждого из этих факторов. Оказалось, что потемнение почвы за счет увлажнения приводит к изменению отраженной радиации на 3—5%, что составляет примерно $\frac{1}{3}$ от абсолютного значения $R_к$ (11—14%). Остальные $\frac{2}{3}$ (7—10%) связаны с потемнением хлорофила растений после дождя. Кратковременные изменения альбедо и отраженной радиации могут быть вызваны также изменением физиологических свойств самих растений. Многие, видимо, наблюдали, как меняется, например, окраска растений при суховее. Они как бы сереют или блекнут под действием горячего ветра и солнца. Альбедо поверхности и отраженная радиация при этом существенно меняются.

В табл. 7 приведены среднечасовые величины отраженной радиации и альбедо за три ясных дня: до суховея, во время суховея и после него.

Таблица 7

Изменение отраженной радиации и альбедо при суховее

Дата	Время наблюдений (час.)						Средние за день	
	9—10		12-13		16—17			
	$R_к$	A	$R_к$	A	$R_к$	A	$R_к$	A
29/V	0,19	16,8	0,24	18,9	0,15	22,4	0,12	18,9
2/VI	0,26	22,6	0,27	21,2	0,17	23,8	0,15	22,8
8/VI	0,22	20,1	0,24	18,4	0,08	21,8	0,13	19,5

Сравнивая приведенные в табл. 7 величины, можно видеть, что при суховее альбедо в среднем увеличивается на 3—5%, что приводит к увеличению отраженной радиации примерно на 15—20% от ее абсолютного значения.

Второй составляющей радиационного баланса, существенно меняющейся в течение вегетационного периода, является эффективное излучение деятельной поверхности $E_{эф}$. К концу вегетации величина $E_{эф}$ увеличивается почти на 70% по сравнению с начальным периодом вегетации, причем приращение $E_{эф}$ от пятидневки к пятидневке происходит в отличие от $R_к$ более плавно (в среднем на 10% за пятидневку). Повышение $E_{эф}$ к концу вегетации связано с повышением температуры поверхности почвы и растений.

Материалы параллельных наблюдений за составляющими радиационного баланса на поле с зерновыми культурами и на пару в средине и в конце периода вегетации (табл. 2 и 4) показывают, что $E_{эф}$ на обоих полях остается почти одинаковым. Среднесуточная сумма $E_{эф}$ за пятидневку с 21 по 25 мая составляла на пару 139 кал., на поле с пшеницей — 135 кал., а за период с 16 по 22 июня $E_{эф}$ были равны соответственно 152 и 162 кал.

Приведенные данные показывают, что в период трубкования, когда у растений большая транспирация и температура деятельной поверхности поля, занятого пшеницей, ниже, чем на пару, $E_{эф}$ на пару несколько выше, чем на пшенице. В конце вегетации, когда температура поверхности растений становится выше, чем температура поверхности почвы, $E_{эф}$ на поле с пшеницей становится несколько выше, чем на пару. Однако в обоих случаях разности эти невелики. Приведенные данные показывают, что понижение радиационного баланса поля, занятого зерновыми культурами, к концу вегетационного периода связано главным образом с ростом альбедо культуры, а не с повышением эффективного излучения.

Аналогичные же выводы были получены Б. А. Айзенштатом по материалам параллельных наблюдений над составляющими радиационного баланса над оголенной почвой и травяным покровом в Ташкенте.

Теперь остается рассмотреть ход самой величины радиационного баланса в течение вегетационного периода.

Как уже указывалось, радиационный баланс поля, занятого зерновыми культурами, уменьшается к концу вегетации, несмотря на рост суммарной радиации.

Изменение величины баланса от начала к концу периода вегетации происходит медленно и почти линейно. По нашим наблюдениям, среднесуточную сумму B за ту или иную пятидневку за период от начала всходов до наступления восковой спелости можно выразить следующей формулой:

$$B_i = B_0 - 0{,}2n,$$

где B_i — среднесуточная сумма радиационного баланса за ту или иную пятидневку, считая от начала всходов, B_0 — среднесуточное значение баланса в начале вегетации (при появлении 2—3-го листа), n — число пятидневок от появления всходов.

После наступления восковой спелости радиационный баланс мало меняется и практически его можно считать постоянным. Представляет интерес сравнить ход радиационного баланса в течение периода вегетации зерновых на поле и на пару. Для этой цели можно привести материалы параллельных наблюдений за балансом на поле с озимой пшеницей и на основной площадке станции (оголенная поверхность) на агрометстанции Гигант за 1953 и 1954 гг. (табл. 8).

Таблица 8

Среднедневные суммы радиационного баланса на поле с пшеницей и на оголенной поверхности по пятидневкам (кал/см²)

Дата	Май				Июнь						Июль
	11—15	16—20	21—26	26—31	1—5	6—10	11—15	16—20	21—25	26—30	1—5
Пшеница	375	330	320	385	485	350	245	440	450	400	390
Пар	345	270	290	305	405	340	240	360	375	300	365

Из приведенной таблицы следует, что радиационный баланс на поле, засеянном пшеницей, был больше, чем на черном пару, в среднем на 10—12%. Однако такое явление не является закономерным. Как указывалось, в засушливый 1953 г. радиационный баланс на поле с пшеницей был ниже, чем на пару; то же самое наблюдалось и на поле с озимой пшеницей на агрометстанции Гигант в июне 1953 г. По данным наблюдений Т. В. Кирилловой в Пахта-Арале, радиационный баланс поливного поля был выше, чем на поле, где полива еще не было.

Таким образом, радиационный баланс сельскохозяйственного поля определяется двумя характеристиками: состоянием растительности и состоянием почвы, главным образом ее влажностью.

Таблица 9

Радиационный баланс на полях Ростовской обл., засеянных зерновыми культурами (кал/см²)

Фаза развития	Яровая пшеница 1953 г. (Дубовская)		Ячмень 1954 г. (Дубовская)		Озимая пшеница 1953 г. (Гигант)		Озимая пшеница 1954 г. (Гигант)	
	дата наступления фазы	B кал/см²	дата наступления фазы	B кал/см²	дата наступления фазы	B кал/см²	дата наступления фазы	B кал/см²
Посев	13/IV	—	—	—	—	—	11/IX	—
Всходы	2/V		23/IV				21/IX	—
		3100		3500				
Кущение . . .	12/V		8/V		—	—	9/X	
		3900		2000				—
Трубкование .	23/V		19/V				7/V	
		4700		6300	—	—		7200
Колошение . .	6/VI		11/VI				31/V	
		700		400	—	—		2000
Цветение . . .	8/VI		14/VI		3/VI		5/VI	
		2700		1600		2800		4900
Молочная спелость . . .	16/VI		19/VI		11/VI		20/VI	
		5700		5400		7600		6700
Полная спелость . . .	2/VII		5/VII		5/VII		7/VII	

Материалы систематических наблюдений за радиационным балансом в течение всего вегетационного периода позволили получить количественные величины сумм баланса в различные фазы развития зерновых культур.

В табл. 9 приведены суммы радиационного баланса на поле с яровой пшеницей на ст. Дубовская и агрометстанции Гигант Ростовской обл.

Из приведенной таблицы следует, что для различных зерновых культур в ранние периоды их роста и развития требуется разное количество радиационного тепла.

Конечно, данных, приведенных в табл. 9, пока еще слишком мало, чтобы установить зависимость между фазой развития растений и количеством радиационного тепла, но уже имеющиеся данные позволяют ориентировочно оценить количество тепла, которое требуется растению в ту или иную фазу его развития.

Суммируя эти величины, пополнив недостающие данные величинами баланса, полученными по соседним станциям, можно получить радиационный баланс за весь период вегетации зерновых. По полученным нами данным для яровых культур в южных районах Европейской территории СССР радиационный баланс равен 18—22 ккал.

Н. В. КУЧЕРОВ

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ГРАДИЕНТОВ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА

Для повышения точности и удобства работы в Главной геофизической обсерватории были разработаны две установки, позволяющие производить измерения температуры и влажности и все связанные с ними операции дистанционно. Одна из установок предназначалась для измерений над поверхностью воды, а другая — на телевизионной мачте.

Наземная установка

Дистанционная установка, предназначенная для измерений градиентов температуры и влажности на высотах 0,5 и 2,0 м над водной или земной поверхностью, выполнена из трех термопар и одного термометра сопротивления (рис. 1). Все термопары $ТБ_{1,2,3}$ изготовлены из медной и константановой проволок. Концы термопар поочередно подключались к гальванометру типа ГЗП-47, позволяющему измерять разность температур термопар $ТБ_{1,2}$ с точностью $\pm 0°,05$, а термопары $ТБ_3$ с точностью $\pm 0°,03$.

Термометр сопротивления, выполненный из медной проволоки, позволял измерять температуру с точностью $\pm 0°,1$. Все термопары и термометр сопротивления помещались в психрометры большой модели в места, предназначенные для ртутных термометров. Аспирация производилась с помощью электрических моторчиков постоянного тока. Конструкция дистанционного психрометра показана на рис. 2, где под соответствующими номерами показаны его детали: *1* — головка психрометра, *2* — реле клапана смачивания, *3* — трубка-баллон с дистиллированной водой, *4* — держатель сухого конца термобатареи, *5* — рычаг тяги клапана.

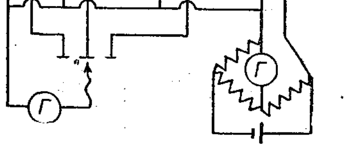

Рис. 1. Установка для градиентных измерений температуры и влажности.

На рис. 3 показан подробный чертеж трубки-баллона — наиболее существенного узла психрометра. В трубку *3* наливается запас дистиллированной воды, которого хватает на 40—60 смачиваний.

Вода поступает к смоченному концу термопары после срабатывания реле *2*, когда тягой *7* поднимается клапан *8* с резиновым наконечником *9*. После подъема клапана вода проникает через канал *11* и отверстие *13* эбонитового наконечника *12* к батисту, подвязанному на эбонитовый наконечник.

К батисту подвязывается „холодный“ конец термопары. После включения реле возвратная пружина *10* закрывает канал *11*.

Устройство для смачивания холодного конца термопары оказалось вполне удовлетворительным и действовало без отказа в течение всех лабораторных и поле-

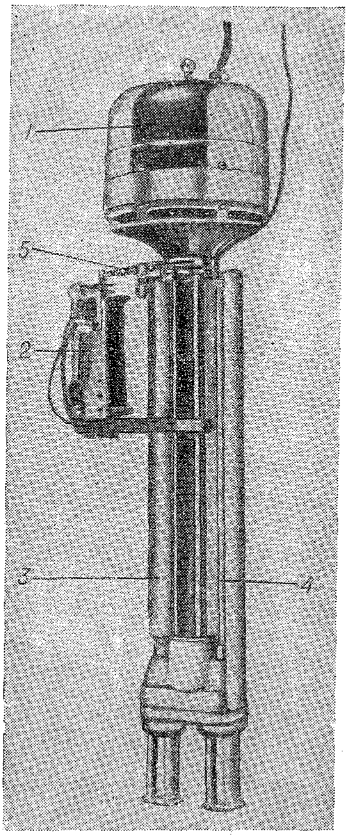

Рис. 2. Дистанционный психрометр.

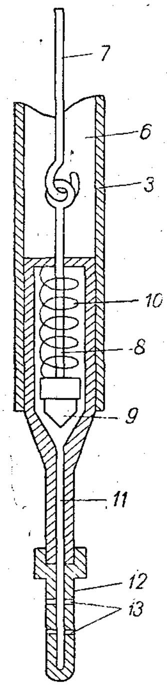

Рис. 3. Механизм смачивания.

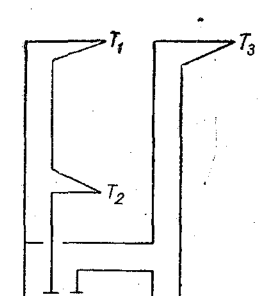

Рис. 4. Термоэлектрическая градиентная установка.

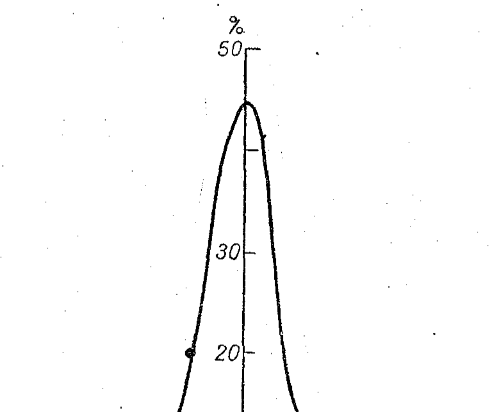

Рис. 5. Распределение отклонений в измерении температуры.

вых измерений. Лабораторные и дистанционные сравнения психрометров большой модели показали, что расхождения результатов измерений не превышают точности отсчетов, т. е. расхождения в большинстве случаев были в пределах $\pm0°,1$ и малое число случаев — в пределах $\pm0°,2$ и $\pm0°,3$.

Распределение ошибок по абсолютным значениям таково:

$\pm0,1$	82%
$\pm0,2$	98%
$\pm0,3$	100%

Испытание аналогичной установки для измерения градиента температуры и температур на высотах 0,5 и 2,0 м в течение весны, лета и осени 1957 г. в Колтушах показало, что ошибки установки находятся в пределах точности измерения температур психрометрами большой модели.

Градиентная установка для наземных наблюдений выполнена по схеме, показанной на рис. 4, где T_1, T_2 и T_3, T_4 — термопары, изготовленные из медной и константановой проволок. Концы термопар T_2 и T_3 помещены в аспиратор, который установлен на высоте 2,0 м. Конец термопары T_2 также расположен в аспираторе, находящемся на высоте 0,5 м. Термоэлемент T_4 помещен в почву на глубину 1,0 м вместе с вытяжным ртутным термометром и является контрольной точкой. По разности температур и температуре вытяжного термометра определяется температура на высоте 2,0 м, а по разности температур T_1 и T_2 находится температура на высоте 0,5 м.

Таким образом, установка позволяет измерять как непосредственные значения разности температур между высотами 0,5 и 2,0 м, так и значения температуры.

Кривая распределения отклонений в измерении градиента температуры дистанционными и обычными психрометрами дана на рис. 5. Из рисунка видно, что 45% случаев не имеет расхождений, 79% случаев отклонений находится в пределах $\pm0°,1$, а 89% — в пределах $\pm0°,2$.

Из симметрии кривой распределения следует, что отклонения имеют случайный характер и обусловлены, по-видимому, главным образом недостаточным количеством измерений.

Результаты измерений температуры и влажности над поверхностью оз. Севан

Установка была расположена над водной поверхностью на высотах 0,5 и 2,0 м в 40 м от берега на вдающемся в озеро мысе Норадуз. Всего было проведено пять дневных серий, каждая из которых продолжалась с 9 до 17 час., и две круглосуточных. Установка показана на рис. 6. Одновременно с дистанционной установкой производились измерения над поверхностью озера в 1 м от берега на высотах 0,5 и 1,4 м психрометрами большой модели.

Однородность суточных изменений температуры и влажности позволила осреднить все дневные серии наблюдений. Результаты осреднений сведены в табл. 1.

Таблица 1

Время (час.)	Термометры на высоте: ртутные, 0,5 м, а	ртутные, 0,5 м, б	ртутные, 1,4 м, а	ртутные, 1,4 м, б	дистанционные, 0,5 м, а	дистанционные, 0,5 м, б	дистанционные, 2,0 м, а	дистанционные, 2,0 м, б	Градиент по термометру ртутному	Градиент по термометру дистанционному	$T_{воды}$
9	16,0	12,6	15,8	12,2	15,6	12,3	15,6	12,2	0,2	0,0	13,7
11	17,8	13,2	17,2	12,5	16,8	12,7	16,6	12,1	0,6	0,2	16,7
13	18,9	13,0	18,6	12,6	18,5	13,1	18,3	12,7	0,3	0,2	17,3
15	19,6	13,5	19,6	13,0	19,4	13,8	19,3	13,3	0,0	0,1	20,0
17	18,4	13,9	18,5	13,6	18,6	14,1	18,6	13,8	−0,1	0,0	18,7
Среднее	18,2	13,2	17,9	12,9	17,8	13,2	17,7	12,9	0,2	0,1	17,4

а — сухие, б — смоченные.

Из таблицы следует, что в среднем температура береговой установки давала завышение на высотах 0,5 и 2,0 м соответственно на 0,4 и 0°,2.

Изменения градиента температуры более резко выражены у берега и находятся в пределах от 0,6 до —0°,7, в то время как в 40 м от берега за дневные серии градиент находился в пределах от 0,2 до —0°,1.

Среднедневные значения градиентов температуры оказались приблизительно одинаковыми. Различие амплитуд градиента температуры объясняется исключительно влиянием берега, а некоторое завышение температуры на высотах 0,5 и 1,4 м

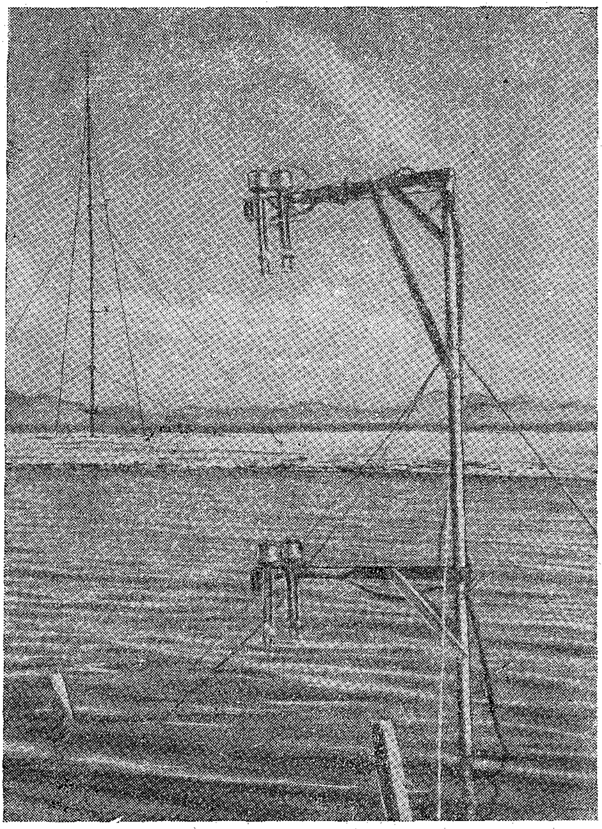

Рис. 6. Дистанционная установка.

береговой установки можно объяснить как влиянием берега, так и влиянием наблюдателя, находящегося в момент измерений вблизи термометров.

Для примера приведена табл. 2 суточных наблюдений. Из таблицы следует, что среднесуточные значения температур имеют близкие значения. Так, например, на высоте 0,5 м в 40 м от берега температура на 0°,1 ниже, чем в 2 м от берега, а на высоте 2,0 м береговая установка показывает на 0°,2 более высокие значения.

Несмотря на то, что отдельные измерения температуры, произведенные береговой и дистанционной установками, имеют значительные расхождения, у средних их величин наблюдается небольшое расхождение. Днем температура над поверхностью воды в 2 м от берега выше чем в 40 м, а ночью и утром ниже. Из этого следует, что температурный режим воздуха на уровне 0,5 м определяется главным образом температурой водной поверхности. Вблизи берега этот режим обусловливается прогревом и охлаждением почвы прибрежной полосы.

Верхний уровень 1,4 и 2,0 м дает отклонение температур, значительно меньшее по амплитуде, но имеет систематическое завышение, равное 0°,2, что, как уже говорилось, объясняется влиянием наблюдателя, пожалуй, в большей степени, чем влиянием берега.

Таблица 2

	Термометры на высоте													
	0,5 м					2,0—1,4 м					градиенты по термометрам		Разность градиентов	$T_В$
	ртутные		дистанционные		сухой	ртутные		дистанционные		сухой	ртутному	дистанционному		
	а	б	а	б		а	б	а	б					
19/IX														
9	15,6	12,4	14,6	11,5	1,0	15,0	11,8	14,6	11,5	0,4	0,6	0,0	0,6	13,4
11	17,2	12,4	16,2	11,4	1,0	16,6	11,6	16,0	11,5	0,6	0,6	0,2	0,4	16,7
13	18,9	13,5	17,2	12,9	1,7	18,0	12,7	17,0	12,6	1,0	0,9	0,2	0,7	19,1
15	18,4	14,2	18,7	14,1	—0,3	19,0	13,4	18,6	13,1	0,4	—0,6	0,1	—0,7	19,0
17	18,6	12,6	18,8	13,3	—0,2	18,8	12,3	18,8	12,6	0,0	—0,2	0,0	—0,2	17,9
19	13,9	11,4	16,0	12,9	-2,1	15,2	11,6	16,0	12,5	—0,8	—1,3	0,0	—1,3	16,6
22	11,8	9,2	14,7	13,4	—2,9	13,1	9,6	14,8	11,1	—1,7	—1,3	—0,1	—1,2	14,6
1	9,8	8,4	10,2	8,2	—0,4	10,2	7,7	10,1	7,9	0,1	—0,4	0,1	—0,5	13,8
4	8,2	5,6	9,0	6,5	—0,8	8,6	6,0	8,3	6,5	0,3	—0,4	0,7	-1,1	11,9
7	11,4	8,2	12,0	8,7	—0,6	11,4	8,0	12,0	8,5	—0,6	0,0	0,0	0,0	12,0
9	18,2	12,8	16,9	12,3	1,3	18,2	12,5	17,2	12,3	1,0	0,0	—0,3	0,3	13,6
11	18,4	12,2	18,2	12,9	0,2	19,0	12,1	18,4	12,4	0,6	—0,6	—0,2	—0,4	16,1
13	20,4	13,0	19,6	12,9	0,8	20,8	12,5	19,8	13,0	1,0	—0,4	—0,2	0,2	18,6
15	20,6	13,9	20,6	14,1	0,0	21,1	13,8	20,6	13,4	0,5	—0,5	0,0	—0,5	20,0
17	16,0	13,8	15,9	13,7	0,1	16,1	13,6	15,9	13,5	0,2	—0,1	0,0	—0,1	17,8
Сумма	237,4	173,6	238,6	178,8	—1,2	241,1	169,2	238,1	172,4	3,0	-3,7	—0,2	—4,2	233,1
Среднее	15,8	11,6	15,9	11,9	—0,1	16,1	11,3	15,9	11,5	0,2	—0,25	0,0	—0,3	15,5

а — сухие, *б* — смоченные.

Амплитуда изменения градиента температуры имеет такой же характер, как и в случае дневных серий. Причем береговая установка отмечает среднесуточную инверсию — 0°,25, а удаленная установка дает в среднем величину градиента, равную нулю.

Показания смоченных термометров у берега ниже, чем в 40 м, на 0,2—0°,3, что объясняется большей влажностью воздуха над поверхностью озера по сравнению с прибрежным.

Естественно, что и результаты измерений влажности в среднем расходятся в соответствии с температурами. Абсолютные среднесуточные влажности равны 10,4, 10,9 и 9,8, 10,2 соответственно для береговой и озерной установок для высот 0,5 и 1,4/2,0 м. Относительные влажности также составляют соответственно 58,61 и 54,57% Это показывает, что если при расчете испарения основываться только на установке, расположенной у уреза воды, то можно допустить значительные ошибки.

Установка для градиентных измерений температуры на телевизионной мачте

Дистанционная установка состояла из трех термометров сопротивления с электрическими аспираторами, расположенных на высотах 24, 96 и 180 м от земной поверхности. Измерение температуры производилось мостиком Уитстона по нулевому методу.

Перед установкой термометров на мачте основную трудность составило то, что было неизвестно сопротивление электрической линии термометров на телевизионной мачте. Устранена эта трудность тем, что термометры градуировались с дополнительным сопротивлением, учитывающим вероятное сопротивление линии, и введением корректировочных сопротивлений. Измерения производились на теле-

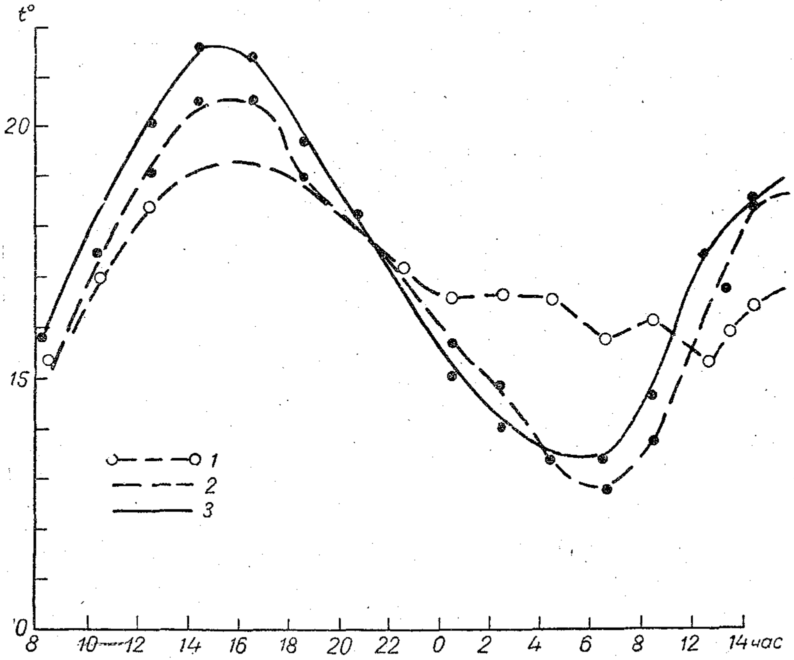

Рис. 7. Суточный ход температуры по высотам.
1 — для 180 м, *2* — для 96 м, *3* — для 24м.

визионной мачте в г. Киеве в августе — сентябре 1957 г. Всего было проведено семь суточных серий наблюдений в часы: 0—1, 2—3, 4—5, 6—7, 8—9, 10—11, 12—13, 14—15, 16—17, 18—19, 20—21 и 22—23.

Таблица 3

Серия № 10

Дата	Время (час.)	Высота (м)		
		24	96	180
3/IX	8—9	16,1	15,1	15,3
	10—11	18,5	17,5	17,0
	12—13	20,1	19,1	18,4
	14—15	21,6	20,5	
	16—17	21,4	20,5	
	18—19	19,7	19,0	
	20—21	18,2	18,2	
4/IX	0—1	15,1	15,5	16,6
	2—3	14,1	15,0	16,7
	4—5	13,6	13,4	16,6
	6—7	13,4	12,8	15,8
	8—9	14,7	13,8	16,2
	10—11	17,5	16,2	15,4
	11—12	18,0	16,8	16,0
	12—13	18,6	17,4	16,5
	13—14	18,9	17,7	16,6

В течение каждого часа наблюдений измерения производились три раза в сроки 0—5 мин., 20—25 мин. и 40—45 мин. Затем результаты часовых наблюдений осреднялись.

Ниже приводится наиболее характерная суточная серия наблюдений за 3—4 сентября (табл. 3) и осредненные данные за все серии (табл. 4), а на рис. 7, 8— суточный ход изменения температуры на высотах 24, 96 и 180 м и почасовые профили температуры за 3—4 сентября 1957 г.

Из таблиц и рис. 7 видно, что амплитуда изменения температуры с высотой уменьшается. К 22 час. устанавливается инверсия температуры, постепенно увели-

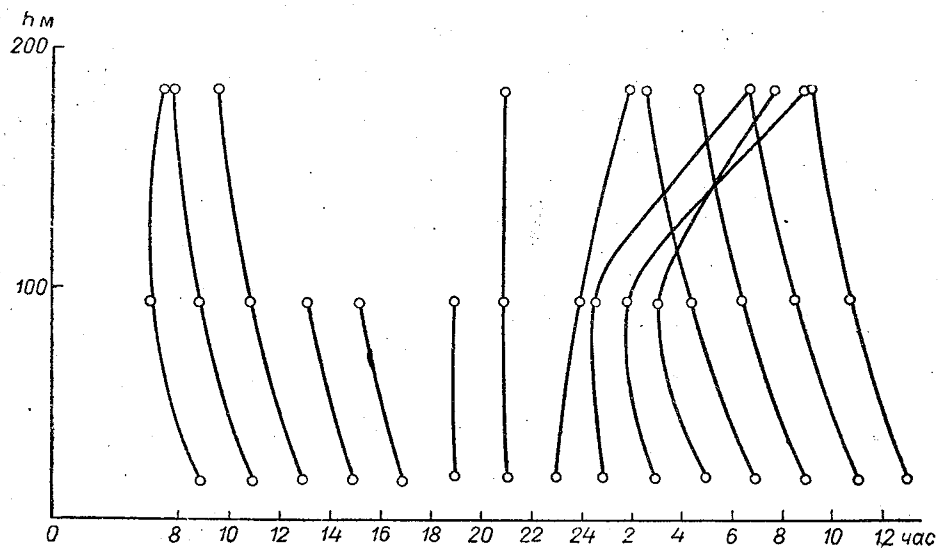

Рис. 8. Суточный ход профиля температуры.
Масштаб абсциссы 1 см = 1°.

чивающаяся и достигающая максимального значения к 6—7 час. В 8—9 час. она резко ослабляется и с 10—11 час. устанавливается сверхадиабатический градиент температуры.

Таблица 4

Время (час)	Высота (м)		
	24	96	180
0—1	20,2	20,1	20,7
2—3	18,9	18,6	19,1
4—5	17,6	17,2	17,9
6—7	16,8	16,8	18,6
8—9	18,9	18,1	18,9
10—11	22,6	22,3	21,3
12—13	25,8	25,2	24,2
14—15	30,6	29,1	27,7
16—17	30,7	30,6	29,3
18—19	25,9	25,6	—
20—21	24,3	24,1	—
22—23	22,0	22,1	—

Наблюдается некоторое занижение температуры на высоте 96 м в период с 1 часа и до 8—9 час., которое, по-видимому, можно объяснить тем, что телевизионная вышка находится в углублении склона горы, так что высота 96 м на мачте находится почти на одной горизонтальной поверхности с крышами недалеко отстоящих жилых зданий. Ночное выхолаживание крыш зданий, вероятно, и обусловило некоторое понижение температуры в ночное время на высоте 96 м.

С 18 до 23 час. измерения на высоте 180 м не производились вследствие того, что в это время обычно включался телецентр и верх мачты значительно подогревался токами высокой частоты передающей антенны. Превышение температуры достигало 5—6°, и оно увеличивалось с уменьшением скорости ветра.

Испытания установок в лаборатории, в Колтушах и на оз. Севан показали, что точность измерения температур дистанционными психрометрами и психрометрами большой модели одинакова. Отклонения результатов измерения температуры и влажности дистанционными психрометрами и психрометрами большой модели имеют случайный характер и обусловлены естественными пульсациями температур, а также ошибками наблюдений.

В. А. ШНАЙДМАН

ВЛИЯНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ ПОЛЯ ДАВЛЕНИЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕТРА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

До настоящего времени нет способа расчета скорости ветра в пограничном слое при меняющемся поле давления, следовательно, до сих пор мы не можем, имея ряд синоптических приземных карт, рассчитать скорость ветра на высоте флюгера при нестационарном поле давления.

Этому вопросу посвящены работа Дюбюка [1], однако, принципиально решая его, авторы не дают практически приемлемой методики расчета.

Настоящая работа представляет собой попытку вывода формул поправок для скорости ветра на нестационарность поля давления, которыми можно было бы воспользоваться при практической работе.

Предположим, что

$$u=\bar{u}(z)+u_1(t, z),$$
$$v=\bar{v}(z)+v_1(t, z),$$
$$u_г=\bar{u}_г+u'_г(t),$$
$$v_г=\bar{v}_г+v'_г(t),$$

где $\bar{u}$ и $\bar{v}$ — составляющие скорости ветра при стационарном поле давления, когда $\frac{\partial\bar{u}}{\partial t}=\frac{\partial\bar{v}}{\partial t}=0$, $u_1(t, z)$ и $v_1(t_1, z)$ — поправки к составляющим скорости при стационарном поле давления, возникшие за счет нестационарности его. Аналогично для геострофического ветра u, v, u_1, v_1 — скорости реального и геострофического ветра при нестационарном после давления.

Задача сводится к нахождению u_1 и v_1.

Запишем уравнения движения:

$$\frac{\partial u}{\partial t}=-2\omega_z(v_г-v)+\frac{\partial}{\partial z}k\frac{\partial u}{\partial z},$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}=2\omega_z(u_г-u)+\frac{\partial}{\partial z}k\frac{\partial v}{\partial z}.$$

Подставим вместо u, v, $u_г$, $v_г$ их значения и примем следующие допущения:

$$v'_г=0,$$

$u'_г(t)$ задается импульсивной функцией

$$k=\text{const}.$$

Тогда уравнения движения примут вид

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} = 2\omega_z v_1 + k\frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2},$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} = 2\omega_z (u'_\text{г} - u_1) + k\frac{\partial^2 v_1}{\partial z^2}.$$

Начальные и краевые условия

$$u_1\big|_{t=t_1} = v_1\big|_{t=t_1} = 0, \quad k\frac{\partial u_1}{\partial z}\Big|_{z\to\infty} = 0,$$

$$u_1\big|_{z=0} = v_1\big|_{z=0} = 0, \quad k\frac{\partial v_1}{\partial z}\Big|_{z\to\infty} = 0.$$

Вводя комплексную переменную $w(t, z) = u_1 + i v_1$, получим

$$\frac{\partial w}{\partial t} = k\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - 2\omega_z i w + 2\omega_z i u'_\text{г}.$$

Для решения этого уравнения применяем операторный метод: функцию $w(t, z)$ заменяем ее изображением (3) $F(p, z)$, причем $F(p, z)$ и $w(t, z)$ связаны следующим соотношением:

$$p\int_0^\infty e^{-pt} w(t, z)\, dt = F(p, z).$$

Для функции $F(p, z)$ мы получаем обыкновенное дифференциальное уравнение. После решения этого уравнения функция $w(t, z)$ находится по формуле обращения

$$w(t, z) = \frac{1}{2\pi i}\int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} e^{pt}\frac{F(p)}{p}\, dp.$$

Заметим, что для целого ряда изображений составлен „каталог", пользуясь которым по $F(p, z)$ можно найти $w(t, z)$.

Найденная функция $w(t, z)$ имеет вид: при $t_1 < t < t_2$ $m = \frac{z^2}{k}$, $n = 2\omega_z$,

$$w(t, z) = \Delta u'_\text{г}\Big\{1 - e^{-in(t-t_1)} - \frac{1}{2}\Big[e^{\sqrt{inm}}\operatorname{erfc}\Big(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{m}{t-t_1}} + \sqrt{in(t-t_1)}\Big) +$$

$$+ e^{-\sqrt{inm}}\operatorname{erfc}\Big(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{m}{t-t_1}} - \sqrt{in(t-t_1)}\Big)\Big] +$$

$$+ e^{-in(t-t_1)}\operatorname{erfc}\Big(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{m}{t-t_1}}\Big)\Big\} = \Delta u'_\text{г}\varphi(t - t_1; n; m)\Big),$$

при $t > t_2$

$$w(t, z) = \Delta u'_\text{г}\varphi(t - t_1; n; m)$$

Для нахождения составляющих u_1 и v_1 воспользуемся функцией

$$w(z) = e^{-z^2}\Big(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}}\int_0^z e^{t^2}\, dt\Big) = u(x, y) + iv(x, y),$$

$$z = x + iy.$$

Значения этой функции протабулированы Фадеевой и Терентьевым [3]. Тогда

$$u_1(\tau, z) = \Delta u'_{\text{г}} \left[\left[1 - \cos n\tau \Phi \left(\sqrt{\frac{m}{2\tau}} \right) - \right.\right.$$

$$- \frac{1}{2} \left\{ e^{\sqrt{\frac{mn}{2}}} e^{x^2 - y^2} \left[\cos \sqrt{\frac{mn}{2}} (u(X, Y) \cos 2XY - v(X, Y) \sin 2XY) + \right.\right.$$

$$+ \sin \sqrt{\frac{mn}{2}} (u(X, Y) \sin 2XY + v(X, Y) \cos 2XY) +$$

$$+ e^{-\sqrt{\frac{mn}{2}}} e^{x^2 - y^2} \left[\cos \sqrt{\frac{mn}{2}} (u(x, y) \cos 2xy - v(x, y) \sin 2xy) + \right.$$

$$\left.\left.\left.\left. + \sin \sqrt{\frac{mn}{2}} (u(x, y) \sin 2xy + v(x, y) \cos 2xy) \right] \right\} \right] \right],$$

$$v_1(\tau, z) = \Delta u'_{\text{г}} \left[\left[\sin n\tau \Phi \left(\sqrt{\frac{m}{2\tau}} \right) - \right.\right.$$

$$- \frac{1}{2} \left\{ e^{\sqrt{\frac{mn}{2}}} e^{X^2 - Y^2} \left[\sin \sqrt{\frac{mn}{2}} (u(X, Y) \cos 2XY - v(X, Y) \sin 2XY) - \right.\right.$$

$$- \cos \sqrt{\frac{mn}{2}} (u(X, Y) \sin 2XY + v(X, Y) \cos 2XY -$$

$$- e^{-\sqrt{\frac{mn}{2}}} e^{x^2 - y^2} \left[\sin \sqrt{\frac{mn}{2}} (u(x, y) \cos 2xy - v(x, y) \sin 2xy) - \right.$$

$$\left.\left.\left.\left. - \cos \sqrt{\frac{mn}{2}} (u(x, y) \sin 2xy + v(x, y) \cos 2xy) \right] \right\} \right] \right].$$

Здесь

$$\tau = t - t_1, \quad X = x = \sqrt{n\tau},$$

$$Y = \sqrt{\frac{m}{2\tau}} + \sqrt{n\tau},$$

$$y = \sqrt{\frac{m}{2\tau}} = \sqrt{n\tau}.$$

Формулы справедливы для $y > 0$.

При $y<0$ формулы принимают вид

$$u_1(\tau, z) = \Delta u'_\text{г}\left[\left[1 - \cos n\tau\Phi\sqrt{\frac{m}{2\tau}} - \right.\right.$$

$$-\frac{1}{2}\left\{e^{\sqrt{\frac{mn}{2}}}e^{X^2-Y^2}\left[\cos\sqrt{\frac{mn}{2}}\,(u(X, Y)\cos 2XY - v(X, Y)\sin 2XY) + \right.\right.$$

$$\left.+\sin\sqrt{\frac{mn}{2}}\,(u(X, Y)\sin 2XY + v(X, Y)\cos 2XY)\right] +$$

$$+e^{-\sqrt{\frac{mn}{2}}}\left[2\cos\sqrt{\frac{mn}{2}} - e^{X^2-Y^2}\left(\cos\sqrt{\frac{mn}{2}}\,(u(x,y)\cos 2xy - v(x,y)\sin 2xy) - \right.\right.$$

$$\left.\left.\left.\left.\left.- \sin\sqrt{\frac{mn}{2}}\,(u(x, y)\sin 2xy + v(x, y)\cos 2xy)\right)\right]\right\}\right]\right],$$

$$v_1(\tau, z) = \Delta u'_\text{г}\left[\left[\sin n\tau\Phi\sqrt{\frac{m}{2\tau}}\right] - \right.$$

$$-\frac{1}{2}\left\{e^{\sqrt{\frac{mn}{2}}}e^{X^2-Y^2}\left[\sin\sqrt{\frac{mn}{2}}\,(u(X, Y)\cos 2XY - v(X, Y)\sin 2XY) - \right.\right.$$

$$\left.-\cos\sqrt{\frac{mn}{2}}\,(u(X, Y)\sin 2XY + v(X, Y)\cos 2XY)\right] -$$

$$-e^{-\sqrt{\frac{mn}{2}}}\left[2\sin\sqrt{\frac{mn}{2}} - e^{X^2-Y^2}\left(\sin\sqrt{\frac{mn}{2}}\,(u(x, y)\cos 2xy - v(x, y)\sin 2xy) + \right.\right.$$

$$\left.\left.\left.\left.\left.+\cos\sqrt{\frac{mn}{2}}\,(u(x, y)\sin 2xy + v(x, y)\cos 2xy)\right)\right]\right\}\right]\right].$$

Входящие в эти формулы $\Phi\left(\sqrt{\frac{m}{2\tau}}\right)$ — интеграл вероятности, $u(x, y)$ и $v(x, y)$ находятся из таблиц, так что вычисление их не представляет трудностей.

Проанализируем полученные формулы.

Легко проверить, что при $\tau = 0$ и $z = 0$ функции u_1 и v_1 равны 0.

Зададим теперь $z = H$ и рассмотрим значения u_1 и v_1 при $\Delta t \to \infty$ и $\tau \to \infty$. При этих условиях

$$u_1 = \Delta u'_\text{г}\left(1 - e^{-aH}\cos aH\right),$$

$$v_1 = \Delta u'_\text{г}\, e^{-aH}\sin aH,$$

где $a = \sqrt{\frac{\omega_z}{k}}$,

т. е. u_1 и v_1 изменяются с высотой так же, как и составляющие скорости ветра при стационарном поле давления.

Этот вывод вполне ясен физически. Условия $\Delta t \to \infty$ и $\tau \to \infty$ означают, что в некоторый момент времени произошло изменение скорости геострофического ветра, которое сохраняется все время, а при большом t состояние системы вновь становится стационарным, но уже при новом значении составляющих скорости ветра, которые изменились по сравнению с предыдущими на u_1 и v_1.

Если теперь мы зададим $t_1 < T < t_2$ и устремим z к ∞, то

$$w(T, z) = \left(1 - e^{-in(T-t_1)}\right)\Delta u'_\text{г}.$$

Таким образом, в конкретный момент времени T на бесконечно большой высоте возникают волны.

Период их равен

$$T = \frac{\pi}{\omega} \frac{1}{\sin \varphi}.$$

Физически это можно объяснить так.

Изменение скорости геострофического ветра произошло за счет изменения градиента давления, т. е. за счет горизонтально неравномерного сжатия или разрежения столба воздуха. На бесконечно большой высоте это проявляется в виде волн.

Проанализируем полученные формулы при условии, что z и τ малы. Мы получим, что угол, образованный вектором изменения скорости ветра и изобарой, равен примерно 90°. А это означает, что угол отклонения скорости ветра у земли от изобары может быть значительно больше чем 45°. Следовательно, учет нестационарности поля давления приближает рассчитанный годограф скорости к действительному.

Приведенное выше решение вопроса о влиянии нестационарности поля давления является ограниченным, так как скорость геострофического ветра должна меняться как импульсная функция.

Покажем, что это решение можно обобщить для любого хода скорости геострофического ветра со временем.

Пусть $u'_\text{г}$ со временем меняется непрерывно. Заменим плавную кривую ступенчатой.

Для первой ступени справедливо приведенное решение, так как предыдущее состояние системы стационарное. Докажем, что оно справедливо для любой ступени, в частности для второй.

Для промежутка времени $t_2 - t_3$

$$u = \bar{u} + u_1 + u_2,$$

$$v = \bar{v} + v_1 + v_2,$$

$$u_\text{г} = \bar{u}_\text{г} + u'_\text{г} + u''_\text{г},$$

$$v_\text{г} = \bar{v}_\text{г} + v'_\text{г} + v''_\text{г}.$$

Если подставить u, v, $u_\text{г}$ и $v_\text{г}$ в уравнения движения, то мы получим, что

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} = 2\omega_z v_2 + k \frac{\partial^2 u_2}{\partial z^2},$$

$$\frac{\partial v_2}{\partial t} = 2\omega_z \left(u''_\text{г} - u_2\right) + k \frac{\partial^2 v_2}{\partial z^2},$$

т. е. уравнения для u_2 и v_2 получились те же, что и для u_1 и v_1.

Проверим краевые условия

$$u \big|_{t=t_2} = \bar{u} + u_1,$$

$$v \big|_{t=t_2} = \bar{v} + v_1,$$

$$\bar{u} + u_1 + u_2 \big|_{t=t_2} = \bar{u} + u_1,$$

т. е. $$u_2 \big|_{t=t_2} = 0,$$

$$v_2 \big|_{t=t_2} = 0,$$

$$k \frac{\partial u_2}{\partial z} \bigg|_{z \to \infty} = 0, \qquad k \frac{\partial v_2}{\partial z} \bigg|_{z \to \infty} = 0.$$

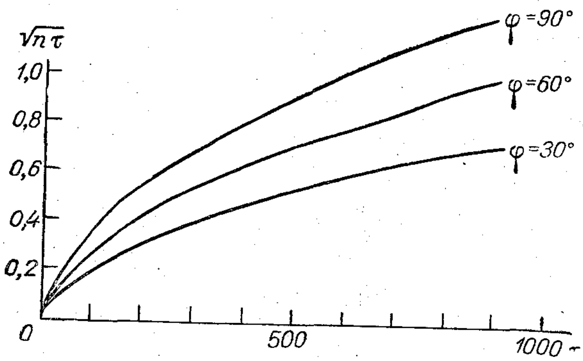

Рис. 1. Номограмма для нахождения $\sqrt{n\tau}$.

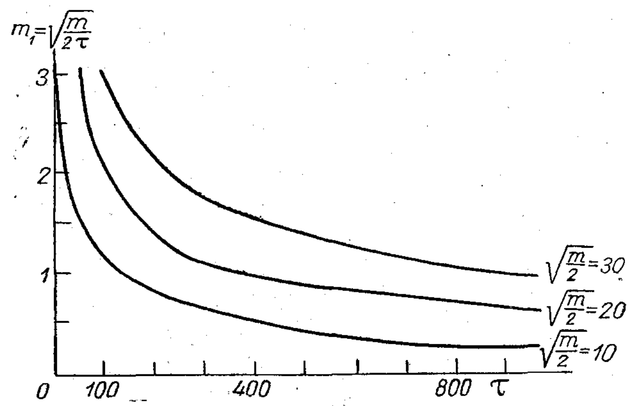

Рис. 2. Номограмма для нахождения $m_1 = \sqrt{\frac{m}{2\tau}}$.

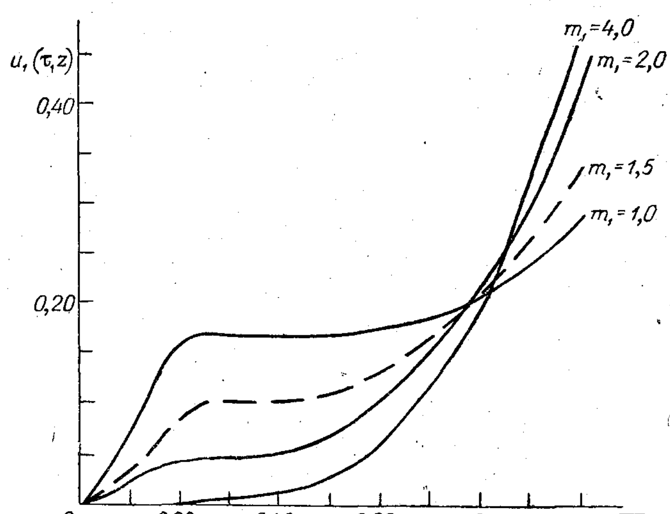

Рис. 3. Номограмма для нахождения $u_1(\tau,z)$ при $\Delta u_\Gamma^1 = 1$ м/сек.

Таким образом, формулы для u_2 и v_2 остаются теми же, только для u_2 и v_2 вместо $\Delta u'_г$ (приращение геострофического ветра над скоростью его при стационарном состоянии) необходимо брать $\Delta u''_г$ (приращение над скоростью геострофического ветра за предыдущий промежуток времени).

Таким образом, полученное решение можно использовать для любого изменения скорости геострофического ветра со временем.

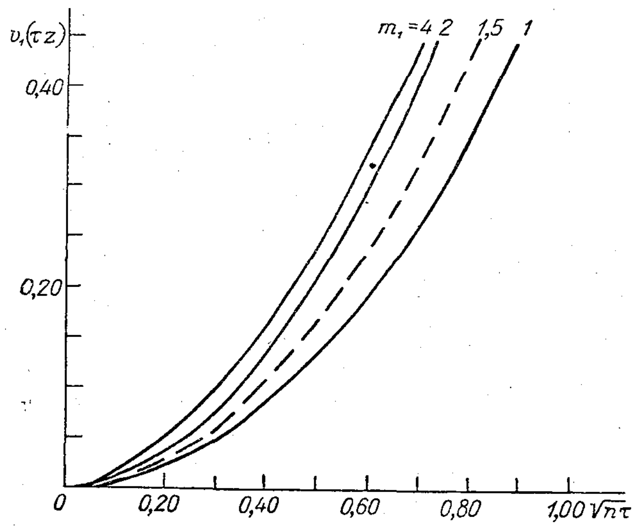

Рис. 4. Номограмма для нахождения $v_1(\tau, z)$ при $\Delta u^1_Г = 1$ м/сек.

Заметим еще, что если $v'_г \neq 0$, т. е. меняется не только скорость геострофического ветра, но и его направление, формулы имеют вид:

$$u_{11}(t, z) = u_1 + \frac{\Delta v'_г}{\Delta u'_г} v_1,$$

$$v_{11}(t, z) = v_1 + \frac{\Delta v'_г}{\Delta u'_г} v_1.$$

Для практического использования полученных формул построены номограммы. Методика расчета следующая: зная время, прошедшее от начала изменения геострофического ветра, τ и широту места по графику (рис. 1), находят $\sqrt{u\tau}$, затем по z и k вычисляют $\sqrt{\frac{m}{2}} = \frac{z}{\sqrt{2k}}$, по $\sqrt{\frac{m}{2}}$ и τ находят $\sqrt{\frac{m}{2\tau}}$ по графику (рис. 2). Найденные величины являются входом в номограммы (рис. 3 и 4), по которым снимаются u_1 и v_1 при $\Delta u'_г = 1$. Для нахождения самих поправок на нестационарность полученные величины необходимо умножить на величину изменения скорости геострофического ветра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дюбюк А. Ф. Применение метода интервала Фурье к определению ветра по полю давления. Труды ЦИП, вып. 15 (42), 1949.

А. Г. ТАРНОПОЛЬСКИЙ

СОВМЕСТНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ И КОЛИЧЕСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Хаотическое перемешивание воздушных масс в той или иной мере всегда наблюдается в атмосфере.

В пограничном слое атмосферы вертикальный турбулентный обмен оказывает существенное влияние на распределение метеорологических элементов. Вихревое перемешивание обусловливает передачу количества движения, тепла, влаги и других свойств с одних уровней на другие, в результате чего и устанавливается определенный профиль этих элементов.

Очевидно, что при интенсивном турбулентном обмене вертикальные градиенты скорости ветра, температуры и влажности малы, а в случае ослабленного обмена велики (при установившемся состоянии и фиксированных граничных условиях). На этом основании по заданному вертикальному распределению метэлементов можно определить коэффициент турбулентности k в пограничном слое.

Известны исследования, проведенные Д. Л. Лайхтманом [1], [3], разработавшим несколько методов расчета k по профилю ветра. Совсем недавно им получена еще одна формула для определения коэффициента турбулентности во всем слое перемешивания по заданному вертикальному распределению температуры [2]. В работе [2] показано также, что при использовании уравнения баланса энергии турбулентности возможно совместное определение профилей метэлементов и количественных характеристик турбулентности в пограничном слое атмосферы. Решение дано только для термически однородной воздушной массы, когда горизонтальный градиент давления не зависит от высоты.

Взяв задачу в постановке Д. Л Лайхтмана, мы решили ее для более общего случая, когда горизонтальный градиент давления линейно меняется с высотой. Рассматриваемый случай имеет место при горизонтальном температурном градиенте, не меняющемся с высотой.

Допустим, что нам известны термобарическое поле у земли и вертикальный профиль температуры, а необходимо найти вертикальное распределение ветра, значение коэффициента турбулентности и высоту пограничного слоя.

Воспользуемся тем, что при рассмотрении всего слоя механического перемешивания коэффициент турбулентности можно полагать постоянным по высоте. Будем рассматривать установившееся во времени движение, при котором непосредственная диссипация энергии турбулентности в тепловую энергию мала.

Таким образом, задача сводится к решению следующей системы уравнений:

$$k\frac{d^2u}{dz^2}+2\omega_z v-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}=0, \tag{1}$$

$$k\frac{d^2v}{dz^2}-2\omega_z u-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}=0, \tag{2}$$

$$\int_0^H k\left[\left(\frac{du}{dz}\right)^2+\left(\frac{dv}{dz}\right)^2-g\frac{d\ln\theta}{dz}\right]dz=0. \tag{3}$$

Здесь u и v — компоненты скорости ветра, $\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}$ и $\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}$ — составляющие силы градиента давления, отнесенные к единице массы, θ — потенциальная температура, g — ускорение силы тяжести, $\omega_z = \omega \sin\varphi$, где $\omega = 7{,}27 \cdot 10^{-5}$ 1/сек — угловая скорость вращения земли, φ — широта места.

Из уравнений (1) и (2), так как

$$u\frac{d^2u}{dz^2} + v\frac{d^2v}{\partial z^2} = \frac{d}{dz}\left(u\frac{du}{dz} + v\frac{dv}{dz}\right) - \left[\left(\frac{du}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dz}\right)^2\right],$$

следует, что

$$k\left[\left(\frac{du}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dz}\right)^2\right] = -\frac{1}{\rho}\left(u\frac{\partial p}{\partial x} + v\frac{\partial p}{\partial y}\right) + k\frac{d}{dz}\left[\frac{d}{dz}\left(\frac{u^2+v^2}{2}\right)\right]. \tag{4}$$

Тогда уравнение (3) может быть записано таким образом

$$-\int_0^H \frac{1}{\rho}\left(u\frac{\partial p}{\partial x} + v\frac{\partial p}{\partial y}\right)dz + kg\int_0^H \frac{d\ln\theta}{dz}dz + k\frac{d}{dz}\left(\frac{u^2+v^2}{2}\right)\Big|_{z=H} = 0. \tag{5}$$

Из этого уравнения определим k.

Известно, что в политропной атмосфере компоненты скорости ветра в пограничном слое имеют следующий вид:

$$u = V\left(1 - e^{-az}\cos az\right) - \frac{gz}{2\omega_z T_0}\frac{\partial T_0}{\partial y}, \tag{6}$$

$$v = Ve^{-az}\sin az + \frac{gz}{2\omega_z T_0}\frac{\partial T_0}{\partial x}, \tag{7}$$

где $a = \sqrt{\frac{\omega_z}{k}}$, T_0 — температура воздуха у земли, $V = -\frac{1}{2\omega_z\rho_0}\frac{\partial p_0}{\partial y}$, а ось x направлена по изобаре нижнего уровня.

Первые слагаемые уравнений (6) и (7) определяют так называемый барический ветер, вторые — термический ветер.

За высоту пограничного слоя H принимается тот уровень, на котором производная от модуля барического ветра первый раз обращается в нуль. Значит

$$\frac{d}{dz}\left(\frac{u_б^2+v_б^2}{2}\right)\Big|_{z=H} = aV^2e^{-aH}\left(\cos aH + \sin aH - e^{-aH}\right) = 0,$$

откуда

$$\sqrt{\frac{\omega_z}{k}}\,H = 2{,}28, \tag{8}$$

т. е. высота пограничного слоя прямо пропорциональна корню квадратному из коэффициента турбулентности.

Так как

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{gz}{T_0}\frac{\partial T_0}{\partial x},$$

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p_0}{\partial y} + \frac{gz}{T_0}\frac{\partial T_0}{\partial y},$$

то после несложных преобразований получим

$$-\int_0^H \frac{1}{\rho}\left(u\frac{\partial p}{\partial x}+v\frac{\partial p_0}{\partial y}\right)dz=-\frac{V}{2a\rho_0}\frac{\partial p_0}{\partial y}-\frac{Vg}{2a^2T_0}\left[\frac{\partial T_0}{\partial y}(e^{-aH}-aH\sin aH-\right.$$

$$\left.-aH\cos aH-\cos aH)e^{-aH}+\frac{\partial T_0}{\partial x}(aH\sin aH-aH\cos aH+\sin aH)e^{-aH}\right]. \quad (9)$$

Найдем также

$$\frac{d}{dz}\left(\frac{u^2+v^2}{2}\right)\Big|_{z=H}=\frac{g^2H}{4\omega_z^2T_0^2}\left[\left(\frac{\partial T_0}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial T_0}{\partial y}\right)^2\right]+$$

$$+\frac{Vg}{2\omega_zT_0}\left[\frac{\partial T_0}{\partial y}(\cos aH-aH\cos aH-aH\sin aH-e^{-aH})e^{-aH}+\right.$$

$$\left.+\frac{\partial T_0}{\partial x}(\sin aH+aH\cos aH-aH\sin aH)e^{-aH}\right]. \quad (10)$$

Подставляя (9) и (10) в (5), после некоторых упрощений получим

$$V^2\sqrt{k\omega_z}+k\left\{\frac{Vg}{\omega_zT_0}\left[\frac{\partial T_0}{\partial y}(e^{-aH}\cos aH-1)+\frac{\partial T_0}{\partial x}e^{-aH}\sin aH\right]+\right.$$

$$\left.+\frac{g^2H}{4\omega_z^2T_0^2}\left[\left(\frac{\partial T_0}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial T_0}{\partial y}\right)^2\right]-g\ln\frac{\theta_н}{\theta_0}\right\}=0.$$

Из последнего уравнения, воспользовавшись приближенным соотношением

$$\ln\frac{\theta_н}{\theta_0}=\ln\left[\frac{\theta_0+(\gamma_a-\gamma)H}{\theta_0}\right]=\frac{\gamma_a-\gamma}{\theta_0}H,$$

определим коэффициент турбулентности

$$k=\frac{\omega_zV^4}{\left\{\frac{V_g}{\omega_zT_0}\left(-1{,}07\frac{\partial T_0}{\partial y}+0{,}08\frac{\partial T_0}{\partial x}\right)-g\ln\frac{\theta_н}{\theta_0}\left[1-\frac{g}{4\omega_z^2T_0(\gamma_a-\gamma)}\left(\frac{\partial T_0}{\partial n}\right)^2\right]\right\}^2}, \quad (11)$$

где γ_a и γ — сухоадиабатический и фактический вертикальные градиенты температуры, $\frac{\partial T_0}{\partial n}$ — горизонтальный градиент температуры.

На основании (8) и (11)

$$H=\frac{2{,}28V^2}{\frac{Vg}{\omega_zT_0}\left(1{,}07\frac{\partial T_0}{\partial y}-0{,}08\frac{\partial T_0}{\partial x}\right)+g\ln\frac{\theta_н}{\theta_0}\left[1-\frac{g}{4\omega_z^2T_0(\gamma_a-\gamma)}\left(\frac{\partial T_0}{\partial n}\right)^2\right]}. \quad (12)$$

Определение H следует производить графически. На графике зависимости

$$L(z)=\frac{2{,}28V^2}{\frac{Vg}{\omega_zT_0}\left(1{,}07\frac{\partial T_0}{\partial y}-0{,}08\frac{\partial T_0}{\partial x}\right)+g\ln\frac{\theta_н}{\theta_0}\left[1-\frac{g}{4\omega_z^2T_0(\gamma_a-\gamma)}\left(\frac{\partial T_0}{\partial n}\right)^2\right]}$$

от z пересечение биссектрисы с кривой дает искомое значение H. По известному H можно рассчитать k по формуле

$$k=\frac{\omega_zH^4}{5{,}20}=0{,}19\omega_zH^2.$$

Если знаменатель формулы (12) обозначить через f, то выражения для компонентов ветра запишутся в следующем виде:

$$u = V\left(1 - e^{-\frac{fz}{V^2}} \cos \frac{f}{V^2} z\right) - \frac{gz}{2\omega_z T_0} \frac{\partial T_0}{\partial y}, \tag{13}$$

$$v = Ve^{-\frac{fz}{V^2}} \sin \frac{f}{V^2} z + \frac{gz}{2\omega_z T_0} \frac{\partial T_0}{\partial x}. \tag{14}$$

Формулы (13) и (14) выражают связь между вертикальным распределением ветра и температуры.

В заключение заметим еще раз, что приведенное выше решение не является принципиально новым. Постановка задачи и в определенной мере ход решения были заимствованы у Д. Л. Лайхтмана [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Лайхтман Д. Л. Новый метод определения коэффициента турбулентной вязкости в пограничном слое атмосферы. Труды ГГО, вып. 37 (99), 1952.
2. Лайхтман Д. Л. Некоторые свойства пограничного слоя атмосферы. Труды ГГО, вып. 56 (118), 1956.
3. Лайхтман Д. Л. и Чудновский А. Ф. Физика приземного слоя атмосферы. Гостехиздат, 1949.

Г. Х. ЦЕЙТИН

НЕКОТОРЫЕ СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ

В работах [1], [2] были теоретически рассмотрены задачи о трансформации воздушных масс над ограниченными подстилающими поверхностями с учетом горизонтальной, точнее боковой (в поперечном к ветру направлении) турбулентной диффузии. Коэффициент боковой диффузии был, как обычно, принят пропорциональным скорости ветра

$$k_y = au, \tag{1}$$

где a — некоторая постоянная, имеющая размерность длины.

Немногочисленные литературные данные [3], [4] о коэффициенте горизонтальной диффузии позволяют лишь ориентировочно судить о величине параметра a.

Известные методы [3], [4], [5] определения характеристик горизонтальной диффузии основаны на измерении распределения примеси от мгновенных или непрерывных источников.

Результаты работ [1], [2] позволяют рекомендовать другие экспериментальные способы определения коэффициента горизонтальной турбулентной диффузии (точнее параметра a), основанные на измерениях обычных метеоэлементов, как-то: испарения, потоков тепла, влажности, температуры и т. п.

Остановимся на некоторых из этих методов.

При рассмотрении задачи о трансформации воздушной массы над ограниченной поверхностью в форме прямого угла (квадранта) отмечалось [2], что влияние боковой диффузии на испарение (или турбулентный поток тепла), на влажность (или температуру) практически распространяется внутри некоторой пограничной области, охватывающей край, вдоль которого движется воздушная масса.

Рекомендуемые способы основаны на измерениях какого-нибудь метеоэлемента внутри и вне указанной области и на сравнении этих измерений.

а) Способ, основанный на измерении испарения или турбулентного потока тепла

В работе [2] была получена следующая формула для испарения с единицы поверхности водоема в форме квадранта [см. [2], формула (37)]

$$Q(x, y) = \frac{\rho k_1 \varepsilon}{n z_1 \Gamma(n)} \left(\frac{n z_1}{\varepsilon} \sqrt{\frac{u_1}{k_1}}\right)^{2n} \frac{(q_0 - q_0^*)}{x^n} \left[S_0(\delta n) + \frac{1}{2}\right], \tag{2}$$

где x — направление ветра, y — перпендикулярное ветру направление (положительные оси координат x, y совпадают с краями водоема), k_1 — коэффициент вертикальной турбулентной диффузии на высоте z_1, u_1 — скорость ветра на той же высоте, ρ — плотность воздуха, $\varepsilon = \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon + \varepsilon_1}$ (ε и ε_1 параметры, характеризующие степень роста с высотой коэффициента турбулентности и скорости ветра), q_0 — удельная влажность на уровне поверхности водоема, q_0^* — удельная влажность проходящей воздушной массы, S_0 — некоторая функция (определение этой функции и таблица ее приведены в работе [1]).

Предположим теперь, что $Q^{(1)}$ — величина испарения, измеренная в точке (x_1, y_1), расположенной вблизи увлажненного края $y=0$ (внутри пограничной области влияния), а $Q^{(2)}$ — измеренная величина испарения в точке (x_2, y_2), расположенной на достаточно большом расстоянии от указанного края (вне области влияния).

Тогда на основании формулы (2) и формулы (41′) работы [2] имеем

$$Q^{(1)}=\frac{\rho k_1\varepsilon}{nz_1\Gamma(n)}\left(\frac{nz_1}{\varepsilon}\sqrt{\frac{u_1}{k_1}}\right)^{2n}\frac{(q_0-q_0^*)}{x_1^n}\left[S_0(\delta^{(1)},\ n)+\frac{1}{2}\right],$$

$$Q^{(2)}=\frac{\rho k_1\varepsilon}{nz_1\Gamma(n)}\left(\frac{nz_1}{\varepsilon}\sqrt{\frac{u_1}{k_1}}\right)^{2n}\frac{(q_0-q_0^*)}{x_2^n},$$

где

$$\delta^{(1)}=\frac{y_1}{2\sqrt{ax_1}},$$

откуда

$$S_0(\delta^{(1)},\ n)=-\frac{1}{2}+\left(\frac{x_2}{x_1}\right)^n\frac{Q^{(1)}}{Q^{(2)}}. \tag{3}$$

Поскольку правая часть (3) известна, то по таблице функции $S_0(\delta, n)$ (см. [1], приложение 4) может быть найден параметр $\delta^{(1)}$, а следовательно, и искомый параметр a

$$a=\frac{y_1^2}{4x_1\,[\delta^{(1)}]^2}. \tag{4}$$

б) Способ, основанный на измерении влажности или температуры

В работе [2] была получена формула для распределения влажности над водоемом в форме квадранта [см. [2], формула (36)]

$$q(x,\ y,\ z)=q_0^*+(q_0-q_0^*)\left[S_1(s,\ \delta,\ n)+\frac{1}{2}P(2s^2,\ 2n)\right], \tag{5}$$

где

$$s=\frac{nz_1}{\varepsilon}\left(\frac{z}{z_1}\right)^{\frac{\varepsilon}{2n}}\sqrt{\frac{u_1}{k_1x}}, \tag{6}$$

$S_1(s, \delta, n)$ и $P(2s^2,\ 2n)$ — некоторые функции (их определения и таблицы приведены в работе [1]).

Пусть $q^{(1)}$ — температура или влажность, измеренная в точке (x, y, $z^{(1)}$), расположенной внутри области влияния, а $q^{(2)}$ — та же величина, измеренная в точке (x_2, y_2, $z^{(2)}$) вне указанной области.

Тогда, согласно (5) и формуле (41) работы [2], получим

$$q^{(1)}-q_0^*=(q_0-q_0^*)\left\{S_1(s^{(1)},\ \delta^{(1)},\ n)+\frac{1}{2}P\left[2(s^{(1)})^2,\ 2n\right]\right\},$$

$$q^{(2)}-q_0^*=(q_0-q_0^*)P\left[2(s^{(2)})^2,\ 2n\right],$$

где

$$s^{(1)}=\frac{nz_1}{\varepsilon}\left(\frac{z^{(1)}}{z_1}\right)^{\frac{\varepsilon}{2n}}\sqrt{\frac{u_1}{k_1x_1}},\qquad s^{(2)}=\frac{nz_1}{\varepsilon}\left(\frac{z^{(2)}}{z_1}\right)^{\frac{\varepsilon}{2n}}\sqrt{\frac{u_1}{k_1x_2}},$$

а остальные обозначения прежние.

Определение искомого параметра производится, исходя из уравнения

$$\frac{S_1(s^{(1)}, \delta^{(1)}, n)+\frac{1}{2}P[2(s^{(1)})^2, 2n]}{P[2(s^{(2)})^2, 2n]}=\frac{q^{(1)}-q_0^*}{q^{(2)}-q_0^*}. \tag{7}$$

Следует заметить, что этот способ по сравнению с предыдущим может быть связан с большими погрешностями вычислительного характера, обусловленными необходимостью определения коэффициента k_1. Однако, с другой стороны, измерение влажности или температуры производится значительно проще и надежнее, чем измерение испарения и турбулентных потоков тепла.

Вопрос о преимуществе того или иного из предложенных методов можно решить проверкой формул на основе специально поставленных и достаточно подробных измерений необходимых метеоэлементов.

Мы рассмотрели два способа определения параметра горизонтальной диффузии a, вытекающих из теории трансформации воздушной массы над ограниченной поверхностью в форме квадранта. Очевидно, аналогичные методы могут быть выведены из теории трансформации над другими ограниченными поверхностями. Однако рассмотренные выше способы являются, по-видимому, наиболее простыми по осуществлению.

В заключение отметим, что параметр a можно определить путем сравнения величин суммарного испарения с ограниченных водоемов различных размеров. Для этой цели может быть, например, использовано соотношение, полученное нами для двух водоемов круглой формы [см. [2], формула (66)]. Если выбрать один водоем достаточно большим (например, испарительный бассейн), а второй достаточно малым (например, испаритель), то указанное соотношение примет вид

$$R_n(\delta_1^{(1)})=\frac{Q_c^{(1)}}{Q_c^{(2)}}\frac{(q_0^{(2)}-q_0^*)}{(q_0^{(1)}-q_0^*)}\left(\frac{\Pi_2}{\Pi_1}\right)^{1-\frac{n}{2}}, \tag{8}$$

где $Q_c^{(1)}$, Π_1 и $q_0^{(1)}$ — соответственно суммарное испарение, площадь испаряющей поверхности и удельная влажность над ней для испарителя, а $Q_c^{(2)}$, Π_2 и $q_0^{(2)}$ — те же величины для испарительного бассейна, $R_n(\delta^{(1)})$ — некоторая функция (определение ее и таблица приведены в [2]), $\delta^{(1)}\approx 0{,}665\sqrt{\frac{r_1}{a}}$, где r_1 — радиус испарителя.

Поскольку все величины в правой части считаются известными, вычисление a производится по формуле

$$a=\frac{0{,}44r_1}{[\delta_1^{(1)}]^2}. \tag{9}$$

К сожалению, в настоящее время отсутствует весь комплекс измерений метеоэлементов, необходимый для определения параметра a по этому методу, равно как и по предыдущим. Однако на основе изложенного может быть разработана методика таких измерений и более подробные практические рекомендации по применению этих методов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цейтин Г. Х. К вопросу об учете горизонтальной диффузии при трансформации воздушной массы. Труды ГГО, вып. 60 (122), 1956.
2. Цейтин Г. Х. Некоторые вопросы трансформации воздушных масс и теории испарения. Труды ГГО, вып. 71 (133), 1957.
3. Берлянд М. Е. Определение горизонтальной составляющей коэффициента турбулентной диффузии. Изв. АН СССР, № 1, 1944.
4. Davies D. R. and Walters D. E. The effect of finite width of area on the rate avaporation in turbulent atmosphere. The Quart. Journ. of Mechanics and appl. Math., vol. IV, part 4, 1951.
5. Davies D. R. Three-dimen gional turbulence and evaporation in the lower atmosphere. II. The Quart. Journ. of Mechanics and appl. Math., vol. III, part 1, 1950.

И. Г. ГОРБУНОВА, Т. В. ДЬЯЧКОВА, Н. В. СЕРОВА

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЧВЫ В ЕСТЕСТВЕННЫХ УСЛОВИЯХ

Известно, что почвы в их естественном виде состоят из твердых частиц различных размеров и заполняющих промежутки между частицами воздуха и влаги.

Следовательно, теплофизические характеристики почвы (тепло- и температуропроводность и объемная теплоемкость) будут зависеть от теплофизических свойств ее составных частей и соотношения между ними.

Наибольшей теплопроводностью обладают твердые частицы почвы, наименьшей — находящийся между частицами воздух; теплопроводность почвенной влаги занимает по величине промежуточное положение.

Отсюда можно сделать качественный вывод о том, что теплопроводность почвы должна меняться с изменением ее плотности и влажности.

До настоящего времени подавляющее большинство исследований теплофизических свойств почвы проводилось в лабораторных условиях с почвами, структура которых в большей или меньшей степени отличалась от естественной [1] — [12].

Цель данной работы — получение теплофизических характеристик почв в естественных условиях и исследование зависимости этих характеристик от плотности и влажности почвы. В соответствии с этим наблюдения были поставлены в двух пунктах: 1) агрометстанция Колтуши, почва — мелкозернистый песок следующего механического состава:

Фракции (мм)	1—0,05	0,05—0,005
%	70	30

2) метстанция Воейково, почва — легкий суглинок.

Для определения теплофизических характеристик почвы — теплопроводности λ и температуропроводности k — использовался прибор, предложенный Д. Л. Лайхтманом. Принцип действия прибора заключается в измерении некоторых параметров неустановившегося температурного поля от линейного источника.

Конструкция прибора, представляющего собой рамку 110×200 мм с натянутыми на нее тонкими проводниками, позволяет производить измерения при минимальном нарушении естественной структуры почв. Показания прибора устойчивы. Это иллюстрируется табл. 1, в которой приводятся значения k, λ и $c\rho$, полученные в различные дни, но при одинаковой плотности $\rho_{сп}$ и влажности W почвы.[1] (Под плотностью $\rho_{сп}$ почвы здесь и в дальнейшем понимается плотность скелета сухой почвы).

[1] ст. Воейково, июнь 1956, $\rho_{сп} = 0{,}65$, $W = 17\%$.

В обоих пунктах наблюдений приборы устанавливались на площадках, лишенных растительного покрова, но способы установки несколько отличались, потому следует особо остановиться на их описании.

Таблица 1

Дата	$\lambda \cdot 10^{-3}$	$k \cdot 10^{-3}$	$c\rho$
8/VI	0,84	3,30	0,25
	0,80	3,25	0,25
14/VI	0,72	3,17	0,23
	0,70	3,03	0,23
	0,78	3,34	0,23
18/VI	0,73	3,10	0,24
	0,74	3,18	0,23
19/VI	0,78	3,10	0,25
	0,73	3,04	0,24
	0,74	2,90	0,25

В Колтушах было установлено шесть приборов, из них три — № 1, 2, 3 — стационарно. Для этого вынималась почва до нужной глубины, а затем выравнивалась горизонтальная площадка. Прибор укладывался на ней таким образом, что проводнички вдавливались в почву, и засыпался вынутым грунтом. Структура почвы между проводничками оставалась ненарушенной.

Прибор № 1 стоял в чистом песке на глубине 23—25 см, приборы № 2 и 3 — в дерновом слое (глубина соответственно 10 и 5 см), причем прибор № 3 — в разрыхленной почве. Дерновый слой в Колтушах — это песок с примесью гумуса.

Приборы № 4, 5, 6 переустанавливались в почвы с различными плотностями. Для получения этих различных плотностей верхний слой почвы (до глубины 10—15 см) на той же площадке искусственно взрыхлялся или уплотнялся. При каждом изменении плотности измерялись λ, k и одновременно определялись W и $\rho_{сп}$.

Наблюдения проводились в течение августа — сентября 1957 г. Всего было сделано 78 отсчетов по приборам, установленным стационарно, и 148 отсчетов по передвижным.

На ст. Воейково для установки приборов был вырыт шурф. В его вертикальной стенке на заданной глубине делались горизонтальные прорези, в которые вдвигались приборы. Затем шурф засыпался,

В июле — августе 1956 г. в Воейково наблюдения велись по одному прибору, установленному на глубине 5 см в рыхлом дерновом слое. Всего было сделано 50 отсчетов при различной влажности почвы и постоянном $\rho_{сп} = 0{,}65$ г/см^3. В июне 1957 г. измерения производились по четырем приборам, установленным попарно на глубинах 10 см (№ и 2 и 3) и 35 см (№ 4 и 5). Всего было сделано 174 отсчета. Одновременно с отсчетами по приборам на расстоянии 1 — 1,5 м от места установки и на соответствующих глубинах брались пробы почвы для определения ее влажности. Определение плотности почвы на глубине установки приборов производилось на той же площадке обычным методом.

Следует отметить, что как в Колтушах, так и в Воейково от момента установки приборов до начала наблюдений проходило не менее месяца. Таким образом, можно считать, что приборы были установлены в грунте с ненарушенной структурой, т. е. в естественных условиях.

Перейдем теперь к анализу полученных результатов,

В месте стационарной установки приборов плотность почвы практически не менялась. Следовательно, изменения λ и k в этом случае вызывались лишь изменением W. Полученные зависимости показаны на рис. 1 и 2. Нанесенные на рис. 1 точки — результат осреднений показаний приборов по нескольким повторностям (от 2 до 5) за один день наблюдений. На рис. 2 результаты осреднены не только по повторностям за каждый день, но и по одинаковым значениям влажности за все время наблюдений.

Расхождения значений между отдельными повторностями были, как правило, небольшими. В качестве примера приводится табл. 2.[1]

На рис. 1 кривые *1* характеризуют чистый песок, кривые 2 — слежавшийся дерновый слой, кривые *3* — рыхлый дерновый слой. Из этого графика следует,

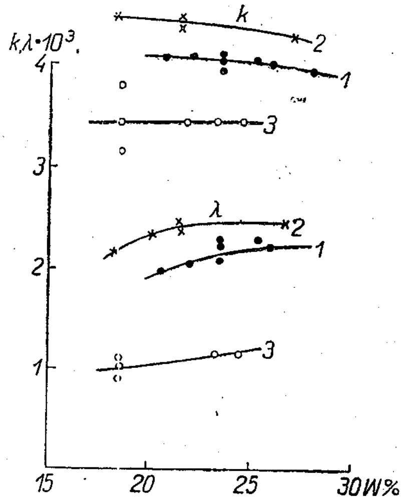

Рис. 1. Зависимость теплопроводности и температуропроводности от влажности для песчаной почвы.

1 — мелкозернистый песок, $\rho_{сп} = 1{,}2$—$1{,}3$ г/см³; *2* — мелкозернистый песок с примесью гумуса, слежавшийся, $\rho_{сп} = 1{,}3$—$1{,}4$ г/см³; *3* — мелкозернистый песок с примесью гумуса, рыхлый, $\rho_{сп} = 0{,}8$ г/см³.

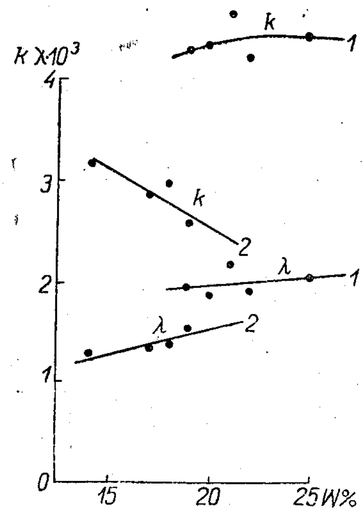

Рис. 2. Зависимость теплопроводности и температуропроводности от влажности для суглинистой почвы.

1 — суглинистая почва, дерновый слой, $\rho = 1{,}0$ г/см³; *2* — легкий суглинок, $\rho = 1{,}3$ г/см³.

что теплопроводность песчаной почвы (без подразделения на дерновый и нижележащие слои) возрастает с увеличением W в пределах от 18 до 23—25%, хотя и незначительно. Температуропроводность в этих же пределах влажности практически не меняется. При увеличении влажности почвы свыше 23—25% λ остается неизменной, а k несколько понижается.

Таблица 2

№ прибора	W %	$k \cdot 10^{-3}$ см²/сек	$\lambda \cdot 10^{-3}$ кал/см. сек. град.	$c\rho$ кал/см³ град.	$\rho_{сп}$ г/см³
1	25,9	4,06 3,96	2,23 2,22	0,56 0,45	1,24
2	21,4	4,60 4,80 4,23	2,48 2,62 2,38	0,54 0,55 0,56	1,36
3	24,4	3,50 3,45 3,42	1,13 1,13 1,08	0,32 0,33 0,32	0,75

[1] Агрометстанция Колтуши, 27 августа 1957 г.

Рисунок 2 дает изменение λ и k от W для суглинистой почвы. Кривые *1* соответствуют верхнему дерновому слою (глубина 10 см, $\rho = 1{,}0$ г/см^3), кривые *2* — чистому легкому суглинку (глубина 35 см, $\rho = 1{,}3$ г/см^3). Для дернового слоя изменение W от 19 до 25% вызывает лишь незначительное разрастание λ и k. В суглинке изменение W от 14 до 20% также сопровождается увеличением λ. Значения же k с ростом W довольно резко убывают.

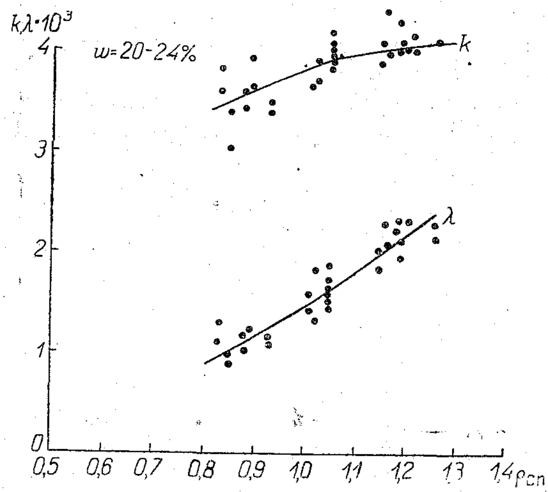

Рис. 3. Зависимость теплопроводности и температуропроводности от плотности для песчаной почвы.

Рисунки 3 и 4 показывают изменения теплофизических характеристик почвы в зависимости от изменений ее плотности. Для построения графика (рис. 3) взяты дни с примерно одинаковой влажностью. (Наибольшее количество наблюдений для песчаной почвы было при $W = 20$—24%). На этом графике каждая точка соответствует осредненному значению величины λ и k за данный день по каждому из приборов. Приведенные данные свидетельствуют о том, что в пределах значений $\rho_{сп} = 0{,}8$—$1{,}3$ г/см^3 теплопроводность песчаной почвы с увеличением ее плотности сильно возрастает. Увеличение температуропроводности с возрастанием ρ значительно слабее. Пределы

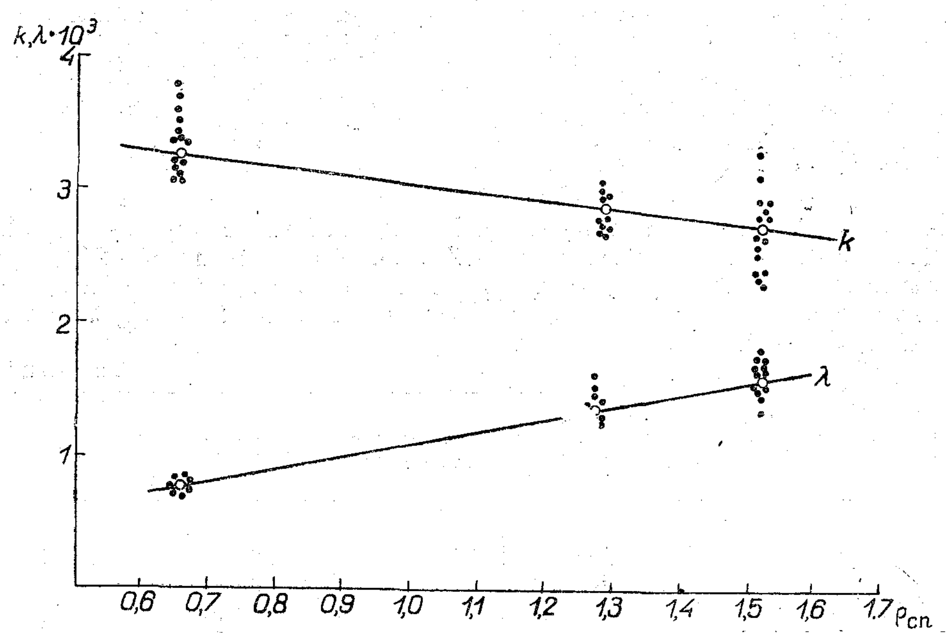

Рис. 4. Зависимость теплопроводности и температуропроводности от плотности для суглинистой почвы.

изменений влажности для построения графика на рис. 4 (для суглинка) 17—19%. Кривые проведены по трем точкам, являющимся средними величинами из всех случаев наблюдений.

Для суглинка возрастание λ с увеличением плотности почвы значительно слабее, чем для песчаной почвы, а k с увеличением плотности убывает.

На основании приведенных выше результатов наблюдений можно сделать следующие выводы.

1. Теплопроводность песчаной почвы при $\rho_{сп} = 1,2—1,4$ г/см^3 в пределах изменений W от 18 до 28% слабо возрастает от $2 \cdot 10^{-3}$ до $2,5 \cdot 10^{-3}$ кал/см сек. град. При $\rho_{сп} = 0,8$ г/см^3 (что соответствует плотности пахотного слоя) λ меняется от $1,0 \cdot 10^{-3}$ до $1,2 \cdot 10^{-3}$ кал/см сек. град. Температуропроводность песчаной почвы в тех же пределах изменения влажности практически не изменяется. При $\rho_{сп} = 1,2—1,4$ г/см^3 $k = 4 \cdot 10^{-3}$ см^2/сек., при $\rho_{сп} = 0,8$ $k = 3,5 \cdot 10^{-3}$ см^2/сек.

2. Для легкого суглинка ($\rho_{сп} = 1,3$) теплопроводность с увеличением влажности от 14 до 20% возрастает от $1,2 \cdot 10^{-3}$ до $1,5 \cdot 10^{-3}$ кал/см сек. град.

Температуропроводность в тех же пределах изменения влажности резко убывает от $3 \cdot 10^{-3}$ до $2,5 \cdot 10^{-3}$ см^2/сек. Теплофизические характеристики верхнего дернового слоя суглинистой почвы близки по своим значениям к таковым для дернового слоя песчаной почвы (с учетом различий в плотностях).

3. Теплопроводность влажной песчаной почвы ($W = 20 — 24\%$) резко увеличивается при увеличении плотности. Изменение $\rho_{сп}$ от 0,8 до 1,3 г/см^3 вызывает изменение λ от $0,9 \cdot 10^{-3}$ до $2,5 \cdot 10^{-3}$ кал/см сек. град. Температуропроводность влажной почвы при изменении $\rho_{сп}$ в тех же пределах увеличивается слабее: от $3,3 \cdot 10^{-3}$ до $4,1 \cdot 10^{-3}$ см^2/сек.

4. Теплопроводность суглинистой почвы при изменении $\rho_{сп}$ от 0,7 до 1,5 г/см^3 соответственно меняется от $0,75 \cdot 10^{-3}$ до $1,5 \cdot 10^{-3}$ кал/см сек. град. Температуропроводность в этом случае убывает от $3,2 \cdot 10^{-3}$ до $2,7 \cdot 10^{-3}$ см^2/сек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андрианов П. И. Теплопроводность почвы. Научно-агрономический журнал, № 12, 1928.
2. Андрианов П. И. Теплопроводность почв и грунтов. Труды комитета по вечной мерзлоте, т. VII, 1939.
3. Димо В. Н. К вопросу о зависимости между температуропроводностью и влажностью почв. Почвоведение, № 12, 1948
4. Димо В. Н. Основные тепловые свойства некоторых почв террас Култука. Труды Почв. ин-та им. Докучаева, т. XXXVII, 1952.
5. Кондратьев Г. М. Приборы для скоростного определения тепловых свойств материалов. Машгиз, 1949.
6. Муминов М. М. Метод дифференциального калориметра в применении к определению удельной теплоемкости почвы. Труды Узбекск. гос. ин-та, № 44, 1950.
7. Покровский Г. И., Булычев В. Г. О теплопроводности грунтов. Жури. техн. физ., т. VIII, вып. 17, 1938.
8. Фокин К. Ф. Прибор для определения коэффициента теплопроводности строительных материалов. Исследование по строит. физике. Сб. под ред. Н. М. Гусева. Стройиздат, 1949.
9. Франчук. Теплопроводность строительных материалов зернистой структуры в зависимости от их влажности. 1941.
10. Чудновский А. Ф. Теплообмен в дисперсных средах. М., 1954.
11. Higashi A. On the thermal conductivity of soil, with special reference to that of frozen soil. Transact., Am geoph. Union., vol. 34, № 5, 1953.
12. Kersten M. S. Thermal properties of soils. Univ. of Minesotta, Bull. № 28, vol. VII, № 21, 1949.

Л. С. ГАНДИН, Р. Э. СОЛОВЕЙЧИК

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ДЫМА ИЗ ФАБРИЧНЫХ ТРУБ

§ 1. Теоретический анализ распространения дыма из фабричных труб позволяет предсказать степень задымления местности при определенных характеристиках труб и дыма, выбрасываемого в атмосферу, и при определенных метеорологических условиях. Зная последние, можно на основе теоретического анализа установить такие характеристики труб и дыма, при которых концентрация дыма не выходит за пределы некоторых установленных норм.

При анализе диффузии дыма важно учитывать, вообще говоря, что частицы дыма не являются взвешенными, а обладают собственной вертикальной скоростью. Часто вследствие перегретости дым обладает в некоторой начальной фазе своего распространения восходящей скоростью, однако эта начальная фаза непродолжительна, поскольку под действием турбулентной теплопроводности температуры частиц дыма и воздушной среды быстро выравниваются. Точно учесть указанный эффект чрезвычайно трудно, так как пришлось бы решать совместно уравнение диффузии и уравнения свободной конвекции частиц дыма. Однако даже при значительных перегревах дыма этот эффект можно учесть приближенно, заменяя реальный источник дыма фиктивным, несколько приподнятым источником (см. [1]). Чаще всего этот эффект пренебрежимо мал вследствие малой продолжительности указанной первой фазы распространения дыма, а иногда и вовсе отсутствует. Поэтому мы не будем учитывать вертикальных скоростей, обусловленных перегревом. Значительно более существенны нисходящие собственные скорости частиц дыма, обусловленные их собственным весом. Для частиц заданного размера собственная скорость их падения w может быть принята постоянной. Хотя обычные значения w весьма невелики, их влияние может быть значительным, поскольку оно осуществляется в течение всего времени движения частицы за исключением, быть может, упомянутой выше начальной фазы. Кроме того, наличие скорости w приводит к некоторым качественно новым эффектам.

Так, если дымовая примесь полидисперсна, т. е. частицы дыма, поступающие из трубы, имеют различные размеры, то в процессе распространения примеси происходит перераспределение частиц по размерам — более тяжелые частицы выпадают на меньших расстояниях от источника, чем более легкие. Этот факт, разумеется, невозможно описать, если пренебречь собственными скоростями падения частиц.

Наличие собственных скоростей w приводит и к другому эффекту, на первый взгляд парадоксальному: с увеличением мощности источника дыма Q, т. е. количества дыма, поступающего в атмосферу за единицу времени, концентрация дыма на заданном расстоянии от источника растет лишь до некоторого предела, а при дальнейшем увеличении Q уменьшается. Этот парадокс легко объяснить, если учесть, что с ростом Q должен увеличиваться и средний размер частиц дыма, а потому и среднее значение w. Рост Q сам по себе приводит к увеличению концентрации примеси q на любом расстоянии от источника, а рост w — к уменьшению q. При небольших Q более существенно непосредственное влияние роста Q, так что q увеличивается. При больших же мощностях $\dot{Q}$ более существенно влияние соответствующего увеличения собственных скоростей падения w, и поэтому с ростом Q концентрация q уменьшается.

Теория распространения примеси дыма в атмосфере и аналогичных процессов рассматривалась в ряде работ. Сеттон [2] и М. Е. Берлянд [1] не учитывали при этом собственных скоростей падения частиц дыма (см. также [3]). Ченеди [4] предложил приближенно учитывать собственную скорость w путем замены оси источника (т. е. горизонтальной прямой, направленной от источника по ветру) прямой, наклоненной по отношению к оси вниз под определенным углом. Такой способ, разумеется, не является законным уже потому, что линия максимальных значений q в случае $w \neq 0$ существенно отличается от прямой.

М. И. Юдин [5], [6], а также Л. С. Гандин и А. С. Дубов [7] рассматривали задачу, по существу эквивалентную задаче о двухмерном распространении тяжелой примеси, в пренебрежении горизонтальным турбулентным обменом или, что то же, задаче о распространении примеси от линейного источника. Такую же задачу, но при более общем начальном условии рассмотрел Фортак [8] в связи с вопросом о распространении песка с пустыни на море, причем в противоположность ранее упомянутым авторам Фортак ограничился простейшим предположением о постоянстве коэффициента вертикального турбулентного обмена с высотой. Пространственная задача о распространении тяжелой примеси была рассмотрена Бозанке и др. [9], [10], которые, однако, не получили полного ее решения. Это полное решение нашел недавно А. И. Денисов [11], установивший попутно ошибочность одной из формул Бозанке.

Настоящая работа посвящена решению задачи, в ряде отношений более общей и более близко описывающей поведение дыма в атмосферных условиях, чем ранее решавшиеся задачи. При анализе полученного решения обращено особое внимание на специфические эффекты, обусловленные влиянием собственной скорости падения частиц дыма.

§ 2. Будем решать уравнение стационарной турбулентной диффузии тяжелых частиц

$$u \frac{\partial q}{\partial x} - w \frac{\partial q}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y}\left(k_y \frac{\partial q}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k_z \frac{\partial q}{\partial z}\right), \tag{1}$$

где x и y — горизонтальные координаты, направленные вдоль и поперек ветра соответственно, z — высота, k_y — коэффициент горизонтальной турбулентной диффузии, k_z — коэффициент турбулентной диффузии по вертикали, u — скорость ветра.

Если q — концентрация частиц некоторого характерного размера (радиуса) r, то собственную скорость падения w можно, согласно сказанному выше, положить постоянной. Скорость ветра u и коэффициент k_y будем считать степенными функциями высоты

$$u = u_1 z^m, \quad k_y = k_0 z^m \tag{2}$$

с одним и тем же показателем степени m.

Такая апроксимация применялась в ряде работ (например, [1], [12], [13]) и оказалась удачной. Заметим, что m всегда правильная дробь. Практически обычно $0{,}1 < m < 0{,}2$.

Коэффициент k_z примем линейно растущим с высотой

$$k_z = k_1 z. \tag{3}$$

Решим задачу в области $0 \leqslant x < \infty$, $-\infty < y < +\infty$, $0 \leqslant z < \infty$. В качестве граничных условий примем ограниченность концентрации на бесконечности

$$|q|_{z=\infty} \neq \infty, \tag{4}$$

$$|q|_{y=\pm\infty} \neq \infty, \tag{5}$$

заданное распределение концентрации в „начальной“ плоскости

$$q|_{x=0}=F(y, z) \tag{6}$$

и равенство нулю турбулентного потока примеси на подстилающей поверхности

$$\left(k_z \frac{\partial q}{\partial z}\right)\Big|_{z=0}=0. \tag{7}$$

Заметим, что при условии (7) суммарный поток примеси отличен от нуля за счет седиментационного потока $wq|_{z=0}$, но он ограничен. Можно показать, что для нашей задачи условие (7) эквивалентно условию ограниченности концентрации на подстилающей поверхности

$$|q|_{z=0} \neq \infty. \tag{8}$$

В такой постановке задача о распространении тяжелых частиц дыма наиболее близка к задаче Бозанке — Пирсона, решенной Денисовым, но отличается от нее в следующих отношениях.

1. Вместо „начального“ условия типа источника используется условие (6) общего вида. Следует заметить, что источник дыма в виде отверстия дымовой трубы можно, вообще говоря, считать точечным, т. е. полагать

$$F(y, z)=Q\delta(y)\delta(z-h), \tag{9}$$

где h — высота источника, δ — дельта-функция.

Однако для ряда других практических задач, как например для упоминавшейся выше задачи о распространении песка, приходится использовать условие в начальной плоскости более общего вида, чем (9), поэтому полезно получить решение при условии (6), тем более, что способ решения, использованный в [11], при условии типа источника, не может быть непосредственно применен в случае условия (6). Разумеется, из решения при условии (6) легко получить „источниковое“ решение, для чего достаточно определить $F(y, z)$ равенством (9) и воспользоваться основным свойством дельта-функции

$$\int_a^b \Phi(x)\delta(x-c)\,dx=\Phi(c), \quad a<c<b. \tag{10}$$

2. Скорость ветра u и коэффициент горизонтального обмена k_y приняты не постоянными, а растущими с высотой по законам (2). Понятно, что это дает лучшее приближение к реальным атмосферным условиям.

3. Коэффициент k_y принят не зависящим от горизонтальной координаты x, в то время как в работах [9] — [11] полагается, что он пропорционален x. Последнее предположение, принимавшееся в ряде работ английских авторов, обосновывается тем, что интенсивность турбулентного перемешивания примеси должна зависеть от характерных размеров „облака“ примеси, увеличиваясь с их ростом; поскольку же „облако“ примеси разбухает в направлении x, то k_y принимают растущим с ростом x. Это предположение представляется неубедительным по следующим соображениям.

Во-первых, если бы можно было согласиться с приведенными доводами, то они относятся не только к коэффициенту k_y, но и в равной мере к коэффициенту k_z, поскольку облако примеси „разбухает“ с ростом x и по вертикали. При этом следует считать эти коэффициенты зависящими не от координаты x, а от распределения диффундирующей примеси $q(x, y, z)$, т. е. решать нелинейную задачу. Во-вторых, совершенно неясно, каким образом можно применять эти доводы в случае начального распределения общего вида (6), а не типа источника. Наконец, в третьих, существует множество теоретических исследований, в которых коэффициент горизонтального перемешивания принимался не зависящим от горизонтальных координат (например, [1], [3], [13]). Хорошее согласование результатов теории с данными наблюдений показывает при этом, что коэффициенты турбулентной диффузии можно считать не зависящими от горизонтальных координат.

§ 3. Подставляя (2) и (3) в (1), приведем уравнение задачи к виду

$$u_1 \frac{\partial q}{\partial x} - wz^{-m} \frac{\partial q}{\partial z} = k_1 z^{-m} \frac{\partial}{\partial z}\left(z \frac{\partial q}{\partial z}\right) + k_0 \frac{\partial^2 q}{\partial y^2}. \tag{11}$$

Предположим сначала, что распределение q в начальной плоскости симметрично относительно оси z, т. е. что функция $F(y, z)$ — четная по y. Умножим тогда уравнение (11) на

$$Y(y;\lambda) = \cos \lambda y \tag{12}$$

и введем обозначения

$$\int_{-\infty}^{\infty} q(x, y, z)\, Y(y;\lambda)\, dy = \Psi(x, z; \lambda) \tag{13}$$

и

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(y, z)\, Y(y;\lambda)\, dy = f(z;\lambda). \tag{14}$$

При этом, согласно (12) и (13),

$$q(x, y, z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \Psi(x, z; \lambda)\, Y(y;\lambda)\, d\lambda. \tag{15}$$

Интегрируя уравнение (11), умноженное на Y, от $-\infty$ до ∞ по переменной y, получим, используя условие (5),

$$u_1 \frac{\partial \Psi}{\partial x} - wz^{-m} \frac{\partial \Psi}{\partial z} = k_1 z^{-m} \frac{\partial}{\partial z}\left(z \frac{\partial \Psi}{\partial z}\right) - k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^2 q}{\partial y^2} Y\, dy$$

или после двукратного интегрирования по частям в последнем члене

$$u_1 \frac{\partial \Psi}{\partial x} - wz^{-m} \frac{\partial \Psi}{\partial z} = k_1 z^{-m} \frac{\partial}{\partial z}\left(z \frac{\partial \Psi}{\partial z}\right) - k_0 \lambda^2 \Psi. \tag{16}$$

Выполним далее операционное преобразование по координате x. Так как в силу (6), (13) и (14)

$$\Psi|_{x=0} = f,$$

то преобразование уравнения (16) дает

$$u_1 p\,(\overline{\Psi} - f) - wz^{-m} \frac{d\overline{\Psi}}{dz} = k_1 z^{-m} \frac{d}{dz}\left(z \frac{d\overline{\Psi}}{dz}\right) - k_0 \lambda^2 \overline{\Psi},$$

или

$$\frac{d^2\overline{\Psi}}{dz^2} + \left(1 + \frac{w}{k_1}\right) \frac{1}{z} \frac{d\overline{\Psi}}{dz} - \frac{k_0\lambda^2 + u_1 p}{k_1} z^{m-1} \overline{\Psi} = \frac{u_1 p}{k_1} z^{m-1} f, \tag{17}$$

где $\overline{\Psi}$ — изображение функции Ψ.

Общее решение уравнения (17) может быть записано в виде

$$\overline{\Psi} = \frac{2u_1 p}{(1+m)k_1} \left\{ \left[\int_z^{\infty} f(\zeta;\lambda)\, \zeta^{m+\frac{w}{2k_1}} z^{-\frac{w}{2k_1}} \cdot K_{\frac{w}{(1+m)k_1}} \left(\frac{2}{1+m} \sqrt{\frac{k_0\lambda^2 + u_1 p}{k_1}}\, \zeta^{\frac{1+m}{2}} \right) d\zeta + \right.\right.$$

$$\left. + A \right] I_{\frac{w}{(1+m)k_1}} \left(\frac{2}{1+m} \sqrt{\frac{k_0\lambda^2 + u_1 p}{k_1}}\, z^{\frac{1+m}{2}} \right) +$$

$$+ \left[\int_0^z f(\zeta;\lambda)\, \zeta^{m+\frac{w}{2k_1}} z^{-\frac{w}{2k_1}} I_{\frac{w}{(1+m)k_1}} \left(\frac{2}{1+m} \sqrt{\frac{k_0\lambda^2 + u_1 p}{k_1}}\, \zeta^{\frac{1+m}{2}} \right) d\zeta + \right.$$

$$\left.\left. + B \right] K_{\frac{w}{(1+m)k_1}} \left(\frac{2}{1+m} \sqrt{\frac{k_0\lambda^2 + u_1 p}{k_1}}\, z^{\frac{1+m}{2}} \right) \right\},$$

где A и B — постоянные интегрирования. Для определения их используем граничные условия (4) и (8), приводящие к условиям для $\overline{\Psi}$,

$$|\overline{\Psi}|_{z=\infty} \neq \infty, \quad |\overline{\Psi}|_{z=0} \neq \infty.$$

Вследствие первого из этих условий $A=0$, а вследствие второго $B=0$, так что решение для $\overline{\Psi}$ принимает вид

$$\overline{\Psi} = \frac{2u_1 pz^{-\frac{w}{2k_1}}}{(1+m)k_1}\left[\int\limits_z^\infty f(\zeta;\lambda)\zeta^{m+\frac{w}{2k_1}} K_{\frac{w}{(1+m)k_1}}\left(\frac{2}{1+m}\sqrt{\frac{k_0\lambda^2+u_1 p}{k_1}}\,\zeta^{\frac{1+m}{2}}\right)\times\right.$$

$$\times d\zeta\cdot I_{\frac{w}{(1+m)k_1}}\left(\frac{2}{1+m}\sqrt{\frac{k_0\lambda^2+u_1 p}{k_1}}\,z^{\frac{1+m}{2}}\right)+\int\limits_0^z f(\zeta;\lambda)\zeta^{m+\frac{w}{2k_1}}\times$$

$$\left.\times I_{\frac{w}{(1+m)k_1}}\left(\frac{2}{1+m}\sqrt{\frac{k_0\lambda^2+u_1 p}{k_1}}\,\zeta^{\frac{1+m}{2}}\right)d\zeta\, K_{\frac{w}{(1+m)k_1}}\left(\frac{2}{1+m}\sqrt{\frac{k_0\lambda^2+u_1 p}{k_1}}\,z^{\frac{1+m}{2}}\right)\right]. \quad (18)$$

Легко убедиться на основании (18), что $\left(k_1 z\frac{\partial\overline{\Psi}}{\partial z}\right)_{z=0}=0$, так что решение удовлетворяет также условию (7).

Для перехода от изображения $\overline{\Psi}(z;\ p,\ \lambda)$ к оригиналу $\Psi(x,\ z;\ \lambda)$ воспользуемся известной формулой [см., например, [14], формула (9. 140)]

$$pK_\nu\left[(\sqrt{\alpha}+\sqrt{\beta})\sqrt{p+\gamma}\right] I_\nu\left[(\sqrt{\alpha}-\sqrt{\beta})\sqrt{p+\gamma}\right] \doteqdot \frac{1}{2t}e^{-\gamma t-\frac{\alpha+\beta}{2t}} I_\nu\left(\frac{\alpha-\beta}{2t}\right),$$

где роль t у нас играет координата x.

Тогда получим, объединяя интегралы,

$$\Psi = \frac{u_1}{(1+m)k_1 x}e^{-\frac{k_0\lambda^2 x}{u_1}}\int\limits_0^\infty f(\zeta;\lambda)\zeta^m\left(\frac{\zeta}{z}\right)^{\frac{w}{2k_1}} e^{-\frac{u_1(\zeta^{1+m}+z^{1+m})}{(1+m)^2 k_1 x}}\times$$

$$\times I_{\frac{w}{(1+m)k_1}}\left[\frac{2u_1(z\zeta)^{\frac{1+m}{2}}}{(1+m)^2 k_1 x}\right]d\zeta. \quad (19)$$

Возвращаясь к q, имеем на основании (12), (14), (15) и 19)

$$q = \frac{u_1}{(1+m)k_1\pi x}\int\limits_0^\infty\int\limits_{-\infty}^\infty\int\limits_0^\infty F(\eta,\ \zeta)\cos\lambda y\cos\lambda\eta e^{-\frac{k_0\lambda^2 x}{u_1}}\zeta^m\left(\frac{\zeta}{z}\right)^{\frac{w}{2k_1}}\times$$

$$\times e^{-\frac{u_1(\zeta^{1+m}+z^{1+m})}{(1+m)^2 k_1 x}} I_{\frac{w}{(1+m)k_1}}\left[\frac{2u_1(z\zeta)^{\frac{1+m}{2}}}{(1+m)^2 k_1 x}\right]d\lambda\, d\eta\, d\zeta$$

или, выполняя интегрирование по λ, окончательно

$$q = \frac{1}{4(1+m)\sqrt{\pi k_0}k_1}\left(\frac{u_1}{x}\right)^{\frac{3}{2}}\int\limits_0^\infty\int\limits_{-\infty}^\infty F(\eta,\ \zeta)\left[e^{-\frac{u_1(y-\eta)^2}{4k_0 x}}+\right.$$

$$\left.+e^{-\frac{u_1(y+\eta)^2}{4k_0 x}}\right]\zeta^m\left(\frac{\zeta}{z}\right)^{\frac{w}{2k_1}} e^{-\frac{u_1(\zeta^{1+m}+z^{1+m})}{(1+m)^2 k_1 x}} I_{\frac{w}{(1+m)k_1}}\left\{\frac{2u_1(z\zeta)^{\frac{1+m}{2}}}{(1+m)^2 k_1 x}\right\}d\eta\, d\zeta. \quad (20)$$

Аналогично решается задача в случае, если $F(y, z)$ является нечетной функцией координаты y. Тогда в качестве множителя Y следует взять $\sin\lambda y$, и соответственно этому окончательная формула будет отличаться от формулы (20) лишь тем, что в квадратных скобках вместо суммы экспонент будет стоять разность. Наконец, в общем случае легко получить решение, представляя функцию $F(y, z)$ в виде суммы четной и нечетной функций

$$F(y, z)=\frac{1}{2}[F(y, z)+F(-y, z)]+\frac{1}{2}[F(y, z)-F(-y, z)].$$

Тогда получим

$$q=\frac{1}{4(1+m)\sqrt{\pi k_0}k_1}\left(\frac{u_1}{x}\right)^{\frac{3}{2}}\int_0^\infty\int_{-\infty}^{\infty}\left[F(\eta, \zeta)e^{-\frac{u_1(y-\eta)^2}{4k_0x}}+\right.$$

$$\left.+F(-\eta, \zeta)e^{-\frac{u_1(y+\eta)^2}{4k_0x}}\right]\zeta^m\left(\frac{\zeta}{z}\right)^{\frac{w}{2k_1}}\times$$

$$\times e^{-\frac{u_1(\zeta^{1+m}+z^{1+m})}{(1+m)^2k_1x}}I_{\frac{w}{(1+m)k_1}}\left\{\frac{2u_1(z\zeta)^{\frac{1+m}{2}}}{(1+m)^2k_1x}\right\}d\eta\, d\zeta. \tag{21}$$

Формула (21) дает полное решение поставленной задачи. В частности, для точечного источника (9) получим из (21) или (20) на основании (10)

$$q=\frac{\left(\frac{u_1}{x}\right)^{\frac{3}{2}}Qh^m}{2(1+m)\sqrt{\pi k_0}k_1}\left(\frac{h}{z}\right)^{\frac{w}{2k_1}}e^{-\frac{u_1y^2}{4k_0x}-\frac{u_1(h^{1+m}+z^{1+m})}{(1+m)^2k_1x}}I_{\frac{w}{(1+m)k_1}}\left\{\frac{2u_1(hz)^{\frac{1+m}{2}}}{(1+m)^2k_1x}\right\}. \tag{22}$$

Из (22) получаются простые выражения для распределения концентрации q_h на высотной оси источника ($y=0$, $z=h$)

$$q_h=\frac{\left(\frac{u_1}{x}\right)^{\frac{3}{2}}Qh^m}{2(1+m)\sqrt{\pi k_0}k_1}e^{-\frac{2u_1h^{1+m}}{(1+m)^2k_1x}}I_{\frac{w}{(1+m)k_1}}\left\{\frac{2u_1h^{1+m}}{(1+m)^2k_1x}\right\} \tag{23}$$

и для распределения концентрации q_0 на наземной оси источника ($y=z=0$)

$$q_0=\frac{\left(\frac{u_1}{x}\right)^{\frac{3}{2}}Qh^{m+\frac{w}{k_1}}}{2(1+m)\Gamma\left\{1+\frac{w}{(1+m)k_1}\right\}\sqrt{\pi k_0}k_1}\left[\frac{u_1}{(1+m)^2k_1x}\right]^{\frac{w}{(1+m)k_1}}e^{-\frac{u_1h^{1+m}}{(1+m)^2k_1x}}. \tag{24}$$

§ 4. При анализе решения удобно перейти к безразмерным переменным с помощью соотношений

$$\sqrt{\frac{u_1}{k_0x}}\cdot\frac{y}{2}=\eta,\qquad \frac{w}{(1+m)k_1}=p,\qquad \frac{2}{(1+m)^2}\sqrt{\frac{\pi k_0}{k_1}}h^{3+m}\frac{q}{Q}=\sigma,$$

$$\frac{1}{1+m}\sqrt{\frac{u_1}{k_1x}z^{1+m}}=\zeta,\qquad \frac{1}{1+m}\sqrt{\frac{u_1}{k_1x}h^{1+m}}=H. \tag{25}$$

Тогда вместо формулы (22) получим

$$\sigma(\eta, \zeta; H)=H^3\left(\frac{H}{\zeta}\right)^pe^{-\eta^2-H^2-\zeta^2}I_p(2H\zeta) \tag{26}$$

и соответственно вместо формул (23) и (24)

$$\sigma(0,\ H;\ H) = H^3 e^{-2H^2} I_p(2H^2) \tag{27}$$

и

$$\sigma(0,\ 0;\ H) = \frac{1}{\Gamma(1+p)} H^{3+2p} e^{-H^2}. \tag{28}$$

Формула (27) показывает, что концентрация на высотной оси источника монотонно убывает с ростом расстояния от оси источника, т. е. с убыванием H. Вдоль всех других горизонтальных прямых в плоскости $y=0$ концентрация примеси с удалением от точки $x=0$ сначала растет и лишь затем, по достижении некоторого максимума, начинает убывать. В частности, на наземной оси источника максимальное значение σ, согласно (28), достигается в точке

$$H = H_m = \sqrt{p + \frac{3}{2}} \tag{29}$$

и равно

$$\sigma_m = \sigma(0,\ 0;\ H_m) = \frac{1}{\Gamma(1+p)} \left(\frac{p+\frac{3}{2}}{e}\right)^{p+\frac{3}{2}}. \tag{30}$$

Интересно отметить, что расстояние

$$x_m = \frac{1}{(1+m)^2\left[\frac{w}{(1+m)k_1} + \frac{3}{2}\right]} \frac{u_1}{k_1} h^{1+m}, \tag{31}$$

на котором, согласно (29) и (25), достигается **максимум концентрации, не зависит** от коэффициента горизонтальной диффузии k_0, а максимальная концентрация, равная, согласно (30) и (25)

$$q_m = \frac{(1+m)^2}{2} \frac{Q\sqrt{k_1}}{\sqrt{\pi k_0 h^{3+m}}} \frac{1}{\Gamma\left\{1+\frac{w}{(1+m)k_1}\right\}} \left[\frac{\frac{w}{(1+m)k_1} + \frac{3}{2}}{e}\right]^{\frac{w}{(1+m)k_1}+\frac{3}{2}}, \tag{32}$$

не зависит от скорости ветра u_1.

Оба эти вывода ясны из простых физических соображений. Действительно, максимальная концентрация должна зависеть лишь от времени $\frac{x}{u_1}$, за которое частицы переносятся ветром от источника к точке с абсциссой x, а это время, очевидно, не зависит от u_1. Что касается коэффициента k_0, то его значение должно влиять на величину максимальной концентрации, но не на расположение точки, где эта концентрация достигается.

Заметим, что наличие на подстилающей поверхности точки с максимальной концентрацией не является характерным только для диффузии тяжелых частиц. В случае взвешенных частиц общий характер распределения q на линии $y=z=0$ такой же. В этом отношении влияние собственного веса частиц примеси носит лишь количественный характер. Именно, как видно из (31) и (32), с ростом скорости оседания частиц точка, где достигается максимум концентрации, приближается к источнику, а само значение максимума концентрации увеличивается.

Вообще, пространственное распределение концентрации не испытывает качественных изменений под влиянием веса частиц примеси. Поэтому мы не будем далее описывать распределение q, а обратимся к анализу специфических эффектов, обусловленных влиянием собственных скоростей падения частиц.

Пусть примесь полидисперсна, и кривая распределения числа частиц, испускаемых источником, по размерам r описывается функцией $f(r)$. Для упрощения примем частицы шаровыми и в качестве r будем рассматривать радиус частицы. Рассуждения могут быть легко обобщены на случай частиц произвольной формы, если только отсутствует связь между размером и формой частиц.

Если N_0 есть общее количество частиц примеси, испускаемых источником за единицу времени, то, согласно сказанному,

$$N_0 f(r)\,dr$$

есть количество частиц (среди общего числа N_0), радиус которых лежит между r и $r+dr$. Тогда мощность источника Q равна, очевидно,

$$Q=\int \frac{4}{3}\pi r^3 \rho N_0 f(r)\,dr,$$

где ρ — плотность вещества примеси, а интегрирование выполняется по всему спектру размеров частиц.

Будем считать, что размер каждой частицы не меняется в процессе диффузии примеси и что частицы не взаимодействуют друг с другом. Это предположение может приводить к некоторым ошибкам лишь в непосредственной близости от источника, а в удалении от него, где концентрация q невелика, оно весьма близко к действительности. Вследствие этого предположения можно рассматривать поведение частиц каждого фиксированного размера независимо.

Заменим в (28)

$$\sigma(0,\ 0,\ H)=\frac{1}{Q}s,$$

чтобы выделить зависимость концентрации от Q.

Тогда формула (28) для концентрации частиц заданного размера на наземной оси источника запишется в виде

$$s=\frac{Q_r}{\Gamma(1+p_r)}H^{3+2p_r}e^{-H^2}, \tag{33}$$

где, кроме

$$Q_r=\frac{4}{3}\pi r^3 \rho N_0 f(r), \tag{34}$$

от радиуса частиц r зависит еще только параметр $p=p_r$, поскольку он связан по (25) со скоростью оседания частиц. Именно вследствие малости размеров частиц естественно считать скорость их оседания пропорциональной квадрату радиуса

$$w=w_0\left(\frac{r}{r_0}\right)^2,$$

тогда

$$p=\frac{w_0}{(1+m)\,k_1 r_0^2}r^2. \tag{35}$$

Имея конкретную кривую $f(r)$ распределения частиц, испускаемых источником, по размерам и зная параметр $\frac{w_0}{r_0^2}$[1], можно на основании (33), (34) и (35) найти распределение концентрации частиц заданных размеров на подстилающей поверхности. После этого, интегрируя по r, можно найти и распределение суммарной концентрации. При этом существенно иметь в виду, что распределение суммарной концентрации будет отличаться от распределения соответствующей монодисперсной примеси, получаемой заменой размеров всех частиц средними размерами. В частности, на поверхности земли суммарная концентрация полидисперсной примеси будет большей, чем соответствующая концентрация монодисперсной примеси.

[1] Если, например, оседание частиц происходит по закону Стокса, то

$$\frac{w_0}{r_0^2}=\frac{2\rho g}{9\mu}.$$

Еще более существенно учитывать перераспределение частиц по размерам в процессе распространения примеси. Рассматривая концентрацию на подстилающей поверхности, естественно ввести коэффициент

$$\chi(r)=\frac{H^{2p_r}}{\Gamma(1+p_r)}, \tag{36}$$

описывающий, согласно (33), распределение s по размерам в случае $\frac{dQ_r}{dr}=0$, т. е. в случае, когда мощность источника для частиц разных размеров одинакова. Иначе говоря, коэффициент $\chi(r)$ описывает в чистом виде влияние оседания частиц на распределение массы их на подстилающей поверхности по размерам.

Функция $\chi(r)$ ведет себя по-разному в зависимости от H. Именно для малых H (большие расстояния x) $\chi(r)$ монотонно убывает с ростом r, а для больших H (малые x) $\chi(r)$ растет до некоторого максимума и лишь затем убывает. Легко количественно описать этот эффект, если принять во внимание, что $p_r \ll 1$ $\left(\text{в силу малости параметра } \frac{w_0}{[(1+m)k_1]}\right)$. Условие максимума $\chi(r)$ дает

$$2\ln H-\psi(1+p)=0,$$

где ψ — логарифмическая производная гамма-функции.

Раскладывая функцию ψ в ряд и ограничиваясь двумя членами

$$\psi(1+p)=-1+\frac{\pi^2 p}{6},$$

получим значение p, соответствующее максимуму $\chi(r)$,

$$p_m=\frac{12}{\pi^2}\left(\ln H+\frac{1}{2}\right). \tag{37}$$

Поскольку всегда $p>0$, то, согласно (37), максимум $\chi(r)$ имеет место, только, если

$$\ln H>-\frac{1}{2},$$

т. е., согласно (25), если

$$x<x_n=\frac{e}{(1+m)^2}\,\frac{u_1}{k_1}h^{1+m}. \tag{38}$$

Физическое объяснение этого факта состоит в следующем. Вообще говоря, чем крупнее частицы, тем в большей мере уменьшена их концентрация на заданном удалении от источника, ибо большая часть таких частиц вследствие оседания выпадает на более близких расстояниях. Но на малых удалениях (38) концентрация очень мелких частиц мала за счет того, что вследствие небольшой скорости оседания они не успевают опуститься до подстилающей поверхности. На средних удалениях при прочих равных условиях присутствует больше всего частиц промежуточных размеров, удовлетворяющих формуле (37).

Интересно заметить, что верхний предел x_n удалений, где кривая $\chi(r)$ имеет максимум, весьма просто связан с абсциссой x_m, для которой концентрация частиц некоторого заданного размера максимальна. Согласно (31) и (38),

$$\frac{x_n}{x_m}=e\left[\frac{w}{(1+m)k_1}+\frac{3}{2}\right]\approx\frac{3}{2}e\approx 4{,}38.$$

Рассмотрим, наконец, вопрос о зависимости концентрации частиц от мощности источника. Очевидно, что если процесс распространения примеси не зависит от мощности источника, то в каждой точке концентрация пропорциональна мощности источника и неограниченно растет с ростом ее. В действительности, однако, дело обстоит сложнее. Именно с изменением мощности источника меняется, вообще говоря, и кривая распределения испускаемых им частиц по размерам, так что с ростом мощности увеличивается и средний размер частиц. Поэтому частицы оседают более интенсивно, и можно думать, что на некотором большом удалении от источника в результате концентрация с ростом мощности не возрастет, а уменьшится.

Разберем наиболее простую физическую схему этого эффекта, а именно предположим, что

а) примесь монодисперсна и

б) количество частиц, испускаемое источником за единицу времени, не зависит от его мощности.

Тогда, очевидно,

$$Q = Q_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^3, \tag{39}$$

где Q_0 — значение Q при $r = r_0$.

Вследствие (35) и 39)

$$Q = Q_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{3}{2}} \quad \left(p_0 = p \,|_{r = r_0}\right). \tag{40}$$

Подставляя (40) в (33), получаем

$$s = \frac{Q_0}{p_0^{\frac{3}{2}}} \frac{H^{3+2p}}{\Gamma(1+p)} p^{\frac{3}{2}} e^{-H^2}. \tag{41}$$

Условие максимума s по p дает, согласно (41),

$$3 + 4p \ln H - 2p\psi(1+p) = 0,$$

откуда, если ограничиться первым членом разложения $\psi(1+p)$ в ряд,

$$p = -\frac{3}{4} \frac{1}{\ln H + \frac{1}{2}}. \tag{42}$$

Из (42) следует, что s как функция от p (или, что то же, как функция от Q) имеет максимум только, если

$$\ln H < -\frac{1}{2},$$

т. е. если

$$x > x_{\text{п}} = \frac{e}{(1+m)^2} \frac{u_1}{k_1} h^{1+m}.$$

Нижний предел $x_{\text{п}}$ этих значений x совпадает с верхним пределом из формулы (38). Таким образом, для всех достаточно больших удалений $x > x_{\text{п}}$ концентрация с ростом мощности источника не растет беспредельно, а достигает некоторого максимума при значении Q, получающемся подстановкой (42) в (40), и при дальнейшем росте Q убывает. Значения p и соответственно Q, при которых достигается указанный максимум, существенно зависят от удаления x от источника, а именно

$$p = \frac{3}{2 \ln \frac{x}{x_{\text{п}}}}$$

и

$$Q = Q_0 \left[\frac{3}{2p_0 \ln \frac{x}{x_{\text{п}}}}\right]^{\frac{3}{2}}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Берлянд М. Е. Предсказание и регулирование теплового режима приземного слоя атмосферы. Гидрометеоиздат, Л., 1956.
2. Sutton O. G. The theoretical distribution of air-borne pollution from factory chimneys. Quarterly Journ. Royal Meteorol. Soc., v. 73, № 317/18, 426, 1947.
3. Монин А. С. Полуэмпирическая теория турбулентной диффузии. Труды Геофиз. ин-та, № 33 (160), 3, 1956.
4. Csanady G. T. Dispersal of dust particles from elevated sources. Austral. Journ. Phys., v. 8, № 4, 545, 1955.
5. Юдин М. И. Вопросы теории турбулентности и структуры ветра с приложением к задаче о колебаниях самолета. Труды НИУ ГУГМС (I), № 35, 1946.
6. Юдин М. И. К вопросу о рассеянии тяжелых частиц в турбулентном потоке. Метеорология и гидрология, №, 5, 1946.
7. Гандин Л. С., Дубов А. С. Об определении хода коэффициента перемешивания с высотой с помощью наблюдения над рассеянием времен падения тяжелых частиц. Труды ГГО, вып. 16 (78), 1949.
8. Fortak H. Zur quantitativen Beschreibung der Passatenstaubfälle und verwandten Erscheinungen. Gerlands Beiträge z. Geophysik. Bd 66, № 2, 116, 1957.
9. Bosanquet C. H., Pearson J. H. The spread of smoke and gases from chimneys. Trans. Faraday Soc., v. 2. 249, 1947.
10. Bosanquet C. H., Carey W. F., Halton E. M. Dust deposition from chimney stacks. Proc. Inst. mech. Engin., v. 162. № 3, 1950.
11. Денисов А. И. О распространении пыли и газов из дымовых труб. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 834, 1957.
12. Цейтин Г. Х. К вопросу об учете горизонтальной диффузии при трансформации воздушной массы. Труды ГГО, вып. 60 (122), 1956.
13. Цейтин Г. Х. Некоторые вопросы трансформации воздушных масс и теории испарения. Труды ГГО, вып. 71 (133), 1957.
14. Диткин В. А., Кузнецов П. И. Справочник по операционному исчислению. ГИТТЛ, 1951.

А. Г. БРОЙДО, С. Л. КОЖАР

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЧНОСТИ СТАНЦИОННОГО МЕТОДА РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТА ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ ПОЧВЫ

Как показал Н. П. Русин [7], расчет потока тепла в почве с точностью, достаточной для практических целей, может производиться без учета величины коэффициента температуропроводности почвы. Тем не менее знание величины этого коэффициента остается необходимым при решении таких важных в практическом отношении задач, как определение глубины проникновения температурных колебаний в почву, глубины ее промерзания и т. д. На основании ряда имеющихся данных [3] и др. относительно точными расчетными методами определения коэффициента температуропроводности почвы в настоящее время можно считать методы, разработанные Г. Х. Цейтиным [9], [10]. Наиболее объективная методика, изложенная в работе Г. Х. Цейтина [10], требует, однако, довольно трудоемких вычислений. Несколько более простой в этом отношении является методика, предложенная тем же автором в работе [9] и получившая широкое распространение [1], [2], [4], [5], и др. Эта методика развита в двух вариантах — в более строгом и в несколько упрощенном, причем последний из них послужил основой для разработки Н. П. Русиным [6] „станционного" варианта метода определения коэффициента температуропроводности почвы.

Однако насколько нам известно до настоящего времени не публиковались какие-либо результаты сопоставления значений рассматриваемого коэффициента, рассчитанных по строгой и по более приближенной станционной методикам. В связи с этим отсутствовала возможность суждения о степени достоверности результатов, получаемых по станционной методике. Целью настоящей работы являлось установление погрешностей этой методики в более или менее разнообразных условиях, причем в качестве критерия использовались значения, получаемые по более строгому методу. Последние значения рассчитывались по приводимой в работе [9] формуле

$$a=\frac{M}{N}, \tag{1}$$

где

$$M=L\sum_{i=1}^{n}\alpha_i F(z_i, \tau)$$

и

$$N=\theta\sum_{j=1}^{m}\beta_j D(\tau_j). \tag{2}$$

В этих формулах L и α_i — коэффициенты, зависящие только от глубин z_i измерения температуры почвы (всего n глубин), β_j — коэффициенты, зависящие от числа сроков наблюдений за рассматриваемый интервал времени, θ — промежуток времени между двумя соседними сроками наблюдений, τ_j — сроки наблюдений (всего m сроков), F и D — функции вида

$$F(z_i, \tau) = t(z_i, \tau) - t(z_i, 0),$$

$$D(\tau_j) = t(0, \tau_j) - t(h, \tau_j) + \frac{h}{H-h}\left[t(H, \tau_j) - t(h, \tau_j)\right], \qquad (3)$$

где h и H — две произвольно выбранные глубины в пределах рассматриваемого слоя почвы, причем $H > h$.

В настоящей работе расчеты коэффициента температуропроводности проводились на основании наблюдений за температурой почвы на поверхности и на стандартных глубинах 5, 10, 15 и 20 см. При этом, как рекомендовано и в станционной методике [6], было выбрано $h = 10$ см и $H = 20$ см, в связи с чем выражение (3) для каждого отдельного срока наблюдений τ_j преобразовывалось в виде

$$D = t_0 + t_{20} - 2t_{10}, \qquad (4)$$

где t_0, t_{10} и t_{20} — температура почвы на поверхности и на глубинах 10 и 20 см соответственно.

Станционная методика отличается от описанной более строгой методики только тем, что знаменатель соотношения (1) вычисляется не по формуле (2), а по несколько более простому выражению

$$N = \theta\left[\frac{D(\tau_1) + D(\tau_m)}{2} + D(\tau_2) + \ldots + D(\tau_{m-1})\right],$$

в котором функции D имеют прежнее значение, в настоящей работе определявшееся по формуле (4).

Для проведения расчетов были использованы результаты наблюдений над температурой почвы, выполнявшихся в ряде экспедиций Главной геофизической обсерватории имени А. И. Воейкова, а именно в Арысской экспедиции 1945 г. (рабочие площадки — оголенная и покрытая мелким кустарником), в Каменно-степной экспедиции 1951 г. (рабочие площадки на паровых полях в степи и среди лесополос и площадка на поле с овсом) и в Пахта-Аральской экспедиции 1952 г. (площадка в полупустыне). Кроме того, использовались данные наблюдений за июль и август 1951 г. на станции Физики приземного слоя воздуха в Колтушах, где температура почвы измерялась на площадке с травостоем средней высоты.

По всем этим исходным данным определялись средние значения коэффициента температуропроводности верхнего 20-сантиметрового слоя почвы за дневные часы. Всего по строгой и по станционной методикам была определена 91 пара значений изучаемого коэффициента. Для каждой пары значений вычислялись абсолютная $\Delta a = a_{\text{станц}} - a_{\text{строг}}$ и относительная $\frac{\Delta a}{a_{\text{строг}}}\,\%$ погрешности. Полученные результаты представлены в приведенных ниже таблицах.

Таблица 1

Распределение абсолютных погрешностей по знаку

	Район				Всего
	Арысь	Каменная Степь	Пахта-Арал	Колтуши	
Всего случаев	10	35	7	39	91
В том числе					
$\Delta a > 0$					
Число случаев	10	27	7	36	80
%	100	77	100	92	88
$\Delta a < 0$					
Число случаев	—	8	—	3	11
%	—	23	—	8	12

Из табл. 1 следует, что станционная методика в подавляющем большинстве случаев (в среднем около 90%) приводит к несколько завышенным значениям коэффициента температуропроводности.

Таблица 2

Распределение абсолютных погрешностей по градациям (см²/час)

Δa	0,0—0,3	0,4—0,6	0,7—1,0	1,1—1,6	1,7—2,0	>2,0	Всего
Число случаев	44	18	15	5	3	6	91
%	48	20	16	6	3	7	100

Из табл. 2 видно, в частности, что почти в 85% всех случаев станционная методика позволяет определять значения коэффициента температуропроводности с ошибкой, не превосходящей $\pm 1{,}0$ см²/час. Добавим еще, что средняя из абсолютных величин всех погрешностей составила 0,7 см²/час. Можно считать, что одни эти результаты уже характеризуют станционную методику как вполне удовлетворительную в практическом отношении. Тем не менее рассмотрим еще относительные погрешности расчетов по этой методике.

Таблица 3

Относительные погрешности (%)

	Район				Всего
	Арысь	Каменная Степь	Пахта-Арал	Колтуши	
Число случаев	10	35	7	39	91
Относительная погрешность (%)	4	5	1	19	11

Данные табл. 3 показывают прежде всего, что средняя относительная погрешность расчета коэффициента температуропроводности по станционной методике составляет 11%. Однако значения этой погрешности для отдельных районов могут сильно отличаться от средней величины. Можно предполагать, что заметное увеличение погрешности для ст. Колтуши и уменьшение ее для Пахта-Арала тесно связаны с известной [8] значительной зависимостью коэффициента температуропроводности почвы от ее влажности, причем увеличение последней не только ведет к возрастанию указанного коэффициента, но и делает его значения неустойчивыми во времени, что и отражается на точности расчета.

Таблица 4

Распеределение относительных погрешностей по градациям

Относительные погрешности (%)	0—9	10—19	20—29	30—39	40—49	⩾50	Всего
Число случаев	49	27	10	3	1	1	91
%	54	30	11	3	1	1	100

Из табл. 4 следует, что почти в 85% всех случаев относительная погрешность расчета коэффициента температуропроводности не достигает 20%.

Следует подчеркнуть, что, как видно из табл. 1 и 3, все эти выводы получены при наиболее неблагоприятных условиях сравнения, когда общее число случаев, обладающих наименьшими погрешностями (Пахта-Арал и Арысь), было значительно меньше числа случаев с большими погрешностями, а именно составляло лишь 17 из 91, т. е. около 19%.

Все изложенное приводит к заключению, что станционная методика расчета коэффициента температуропроводности почвы [6] в общем дает вполне удовлетворительные результаты, но что весьма часто имеет место некоторое, хотя и незначительное, завышение вычисляемого коэффициента.

Некоторые расчеты, использованные в настоящей работе, выполнены студенткой Ленинградского гидрометеорологического института Е. С. Усенко.

ЛИТЕРАТУРА

1. Айзенштат Б. А., Кириллова Т. В. и др. Изменение теплового баланса деятельной поверхности при орошении. Труды ГГО, вып. 39 (101), 1953.
2. Архипова Е. П., Глебова М. Я. и др. Некоторые данные по тепловому балансу на осушенном болоте и на суходоле. Труды ГГО, вып. 49 (111), 1955.
3. Волошинова Г. А. Сравнение различных методов определения коэффициента температуропроводности. Труды ГГО, вып. 22 (84), 1950.
4. Несина Л. В. К вопросу о влиянии орошения на теплообмен в почве. Труды ГГО, вып. 53 (115), 1955.
5. Огнева Т. А. Некоторые особенности теплового баланса деятельной поверхности. Гидрометеоиздат, 1955.
6. Русин Н. П. Методические указания гидрометеорологическим станциям, № 5, ГГО. Гидрометеоиздат, 1954.
7. Русин Н. П. Об определении теплообмена в почве на гидрометеорологических станциях. Труды ГГО, вып. 52 (114), 1955.
8. Чудновский А. Ф. Физика теплообмена в почве. Гостехиздат, 1948.
9. Цейтин Г. Х. К вопросу об определении некоторых тепловых свойств почвы. Труды ГГО, вып. 39 (101), 1953.
10. Цейтин Г. Х. О вычислении коэффициента температуропроводности и потока тепла в почву по осредненным температурам. Труды ГГО, вып. 60 (122), 1956.

А. Г. БРОЙДО, Н. А. СУБОЧЬ

О ТОЧНОСТИ ПРИБЛИЖЕННОГО МЕТОДА РАСЧЕТА ПОТОКА ТЕПЛА В ПОЧВЕ

Ввиду отсутствия приборов для непосредственного измерения вертикальных потоков тепла в верхних слоях почвы эта важная составляющая теплового баланса деятельного слоя определяется в настоящее время исключительно расчетными методами. Различные проверки и сопоставления [1]—[6] показали, что относительно наиболее точным является расчетный метод, разработанный Г. Х. Цейтиным [13], [14], [15] на основе дальнейшего развития теории Д. Л. Лайхтмана [7], [8]. Этот метод, как показал Н. П. Русин [10], приводит к следующей рабочей формуле для определения величины вертикального потока тепла в верхнем 20-сантиметровом слое почвы по данным станционных наблюдений над температурой на поверхности и на глубинах 5, 10, 15 и 20 см

$$B = \frac{c}{\tau}\left[S_1 - \frac{a}{10}S_2\right] \text{ кал/см}^2 \text{ мин.}, \qquad (1)$$

где c — средняя объемная теплоемкость верхнего 20-сантиметрового слоя почвы, τ — продолжительность интервала времени между двумя соседними сроками наблюдений, т. е. того интервала, для которого по данной формуле определяется среднее значение потока тепла в почве, a — средний коэффициент температуропроводности указанного слоя почвы, S_1 — функция, связанная с изменением теплосодержания этого слоя за рассматриваемый интервал времени, S_2 — функция, связанная с изменением температуры на определенных глубинах за тот же интервал.

Способы определения a, S_1 и S_2 подробно пояснены в [10], [14].

Расчеты по формуле (1) отличаются значительной трудоемкостью. Кроме того, как справедливо отмечает автор описываемой методики [15], значения коэффициента температуропроводности, получаемые по ней, зависят от продолжительности рассматриваемого интервала и от времени суток, на которые приходится этот интервал. Можно также показать, что эти значения зависят еще и от того, за сколько сроков наблюдений, имеющихся в рассматриваемом интервале, будут использованы исходные данные. Наконец, значения a, получающиеся по рассматриваемой методике, заметно различаются в случае применения ее ко всему верхнему 20-сантиметровому слою и в случае послойного ее использования для отдельных составных частей этого слоя, например для прослоек 0—10 и 10—20 см с последующим нахождением средних значений.

Указанные обстоятельства несколько затрудняют использование формулы (1). Поэтому представляет большой интерес отмеченная Н. П. Русиным [11] возможность упрощения ее. Для расчета потока тепла в почве на гидрометстанциях Н. П. Русин считает возможным пренебречь вторым слагаемым в скобках формулы (1) сравнительно с первым слагаемым, т. е. использовать формулу (1) в виде

$$B = \frac{c}{\tau} S_1 \text{ кал/см}^2 \text{ мин.} \qquad (2)$$

Сравнение приводимых в работе [11] результатов расчета потоков тепла в почве по формулам (1) и (2) для района ст. Дубовская за три отдельных дня 1953 г. показало, что эти результаты различаются между собой лишь на 5—10%, за исключением тех переходных часов суток, в которые данный поток меняет свой знак и по абсолютной величине делается весьма незначительным. Однако указанный важный вывод получен в работе [11] путем сопоставления друг с другом только 38 отдельных значений потока тепла, вычисленных по приведенным формулам.

Учитывая то значительное упрощение расчетов, которое внесло бы использование формулы (2) вместо формулы (1), представлялось целесообразным, во-первых, рассмотреть данные работы [11] более детально и, во-вторых, проверить полученные в ней выводы на более обширном опытном материале.

Условимся ниже средние значения потока тепла в почве за промежутки времени порядка нескольких часов, вычисленные по „полной" формуле (1), обозначать $B_п$, а найденные по „сокращенной" формуле (2) — $B_с$. Для достижения двух указанных выше целей в настоящей работе были рассмотрены следующие три группы исходных значений потоков тепла в почве, вычисленных по формулам (1) и (2):

а) средние значения потоков за отдельные интервалы времени для ст. Дубовская за 21—22 и 27—28 мая и за 2—3 июня 1953 г. Эти значения потоков приведены в работе Н. П. Русина [11] — всего 38 пар значений $B_п$ и $B_с$;

б) средние значения потоков за интервалы 0—4, 4—8, 8—12, 12—16, 16—20 и 20—24 часа за все дни июля 1951 г. для ст. Колтуши (под Ленинградом) — всего 182 пары значений $B_п$ и $B_с$;

в) средние значения потоков за интервалы 1—7, 7—10, 10—13, 13—16, 16—19 и 19—1 час за 11 дней июля 1951 г. для площадки на паровом поле в Каменной Степи [12] — всего 61 пара значений $B_п$ и $B_с$.

При вычислении значений $B_п$ по материалам наблюдений в Колтушах коэффициент температуропроводности почвы был определен для дневного времени с 8 до 20 час. за 1, 5, 10, 15, 20, 25 и 31 июля, а для промежуточных чисел получен путем интерполяции между значениями, найденными для перечисленных дат. В соответствии с указаниями работы [2] объемная теплоемкость почвы здесь была принята равной 0,42 кал/см^3 град., что соответствует глинисто-песчаной почве при умеренном увлажнении. Взятое значение теплоемкости удовлетворительно согласуется с величиной, приводимой Т. А. Огневой [9] для июля и для той же площадки.

При вычислении значений $B_п$ по материалам наблюдений в Каменной Степи коэффициент температуропроводности определялся для дневного времени с 7 до 19 час. для отдельных дней (3, 5, 8, 13, 16, 21 июля), а для других дней находился путем интерполяции. Значение объемной теплоемкости здесь было принято равным 0,23—0,24 кал/см^{2}мин. Все значения потока тепла, как и в работе [11], вычислялись с точностью до тысячных долей кал/см^2 мин.

Для каждой пары значений $B_п$ и $B_с$ вычислялось абсолютное отклонение величины потока тепла, вычисленной по сокращенной формуле (2), от величины, вычисленной по полной формуле (1):

$$\Delta B = B_с - B_п$$

и относительная погрешность

$$\left|\frac{\Delta B}{B_п}\right| 100\% .$$

Последняя величина вычислялась только для значений $B_п \geqslant 0,010$ кал/см^2 мин., так как при меньших значениях $B_п$ погрешность определения данной величины резко увеличивается. В связи с этим часть исходного материала была отбракована и дальнейшему анализу подверглась по ст. Дубовская 35 пар значений B, по ст. Колтуши 171 пара и по ст. Каменная Степь 50 пар, что более чем в 7 раз превышает объем материала, освещенного приложением 4 к работе [11]. Сопоставление результатов расчета по формулам (1) и (2) представлено в виде табл. 1—4.

Таблица 1

Распределение абсолютных отклонений $B_п$ от $B_с$ по знаку

Район	$\Delta B > 0$		$\Delta B < 0$		$\Delta B = 0$		Всего	
	число случаев	%	число случаев	%	число случаев	%	число случаев	%
Дубовская	16	45	18	52	1	3	35	100
Каменная Степь	8	16	40	80	2	4	50	100
Колтуши	43	25	112	66	16	9	171	100

Из табл. 1 видно, что расчет потока тепла по формуле (2) в общем несколько чаще приводит к заниженным, чем к завышенным, значениям по сравнению с результатами расчета по формуле (1). Перейдем к рассмотрению средних абсолютных отклонений.

Таблица 2

Средние абсолютные отклонения $B_с$ от $B_п$ (кал/см^2 мин.)

Район	Дубовская	Каменная Степь	Колтуши	Все случаи
$\overline{\Delta B}_+$	0,006	0,003	0,003	0,004
$\overline{\Delta B}_-$	0,008	0,009	0,005	0,006
$\lvert\overline{\Delta B}\rvert$	0,007	0,008	0,004	0,005

Из табл. 2 следует, что завышения потоков тепла, вычисляемых по формуле (2), по сравнению с результатами расчета по формуле (1) не только встречаются реже занижений, но и по своей абсолютной величине в среднем первые отклонения несколько меньше вторых. В целом же замена расчетов по формуле (1) расчетами по формуле (2) позволяет получать значения потока тепла в почве со средней ошибкой всего в 0,005 кал/см^2 мин. Обычно в дальнейших расчетах, например в расчетах составляющих теплового баланса деятельного слоя методом теплового баланса [3], [10], используются значения потока тепла в почве, округляемые до сотых долей кал/см^2 мин. Поэтому полученный вывод свидетельствует, что замена формулы (1) формулой (2) дает ошибку, которая в среднем лежит в пределах общей погрешности расчета.

Приведенные результаты уже убедительно подтверждают вывод Н. П. Русина о возможности замены формулы (1) формулой (2).

Однако для полноты анализа остановимся еще на рассмотрении относительных отклонений $B_с$ от $B_п$ (табл. 3).

Из табл. 3 следует, что относительное отклонение потоков тепла, рассчитанных по формуле (2), от значений, получающихся по формуле (1), составляет в среднем около 15%. Если условно принять значения, вычисляемые по формуле (1), за „точные", то среднее относительное отклонение, получаемое при использовании формулы (2), по порядку своей величины примерно соответствует той точности, с которой в настоящее время определяются и другие члены теплового баланса деятельного слоя [4], [5]. Кроме того, отметим, что, согласно данным табл. 3, в 70—80% (в среднем в 74%) всех рассмотренных случаев относительное отклонение $B_с$ от $B_п$ не превышает 20%.

Таблица 3

Средние относительные отклонения $B_с$ от $B_п$ (%) и их распределение по градациям

Район	Среднее относительное отклонение (%)	Распределение по градациям (% от числа случаев)			
		0—9	10—19	20—29	≥30%
Дубовская	16	57,2	20,0	11,4	11,4
Каменная Степь	24	42,0	24,0	8,0	26,0
Колтуши	12	52,0	24,0	14,0	10,0
Все случаи	15	50,8	23,4	12,5	13,3

В заключение было рассмотрено распределение относительных отклонений $B_с$ от $B_п$ по часам суток, для чего были найдены средние значения этих отклонений в различные интервалы, освещенные в исходном материале.

Таблица 4

Средние относительные отклонения $B_с$ от $B_п$ в различные часы суток

Дубовская

Часы	1—4	4—7	7—8	8—9	9—10	10—12	12—13	13—14	14—16	16—17	17—19	19—22	22—01
%	16	78	14	6	5	3	8	14	28	30	5	4	5

Каменная Степь

Часы	1—7	7—10	10—13	13—16	16—19	19—1
%	11	3	16	36	28	5

Колтуши

Часы	0—4	4—8	8—12	12—16	16—20	20—24
%	9	8	6	27	18	10

Данные табл. 4 вполне согласуются с положением работы [11] о том, что относительная погрешность расчета по формуле (2) сравнительно с формулой (1) становится значительной только в те переходные часы суток, когда сами потоки тепла в почве невелики, в часы же с сильно развитым потоком указанное относительное отклонение лежит в пределах 5—10%.

Таким образом, вывод работы Н. П. Русина [11] о возможности расчета потока тепла в почве по формуле (2) вместо формулы (1) полностью подтверждается также и на материале, значительно более обширном, чем исходные данные работы [11].

ЛИТЕРАТУРА

1. Борушко И. С. Сравнение различных методов определения тепловых потоков в почве. Труды ГГО, вып. 37 (99), 1952.
2. Борушко И. С., Кириллова Т. В., Кучеров Н. В., Тимофеев М. П. Инструкция по определению компонентов теплового баланса подстилающей поверхности. Труды ГГО, вып. 27 (89), 1951.
3. Будыко М. И., Лайхтман Д. Л., Тимофеев М. П. Определение коэффициента турбулентного обмена в приземном слое воздуха. Метеорология и гидрология, № 3, 1953.
4. Будыко М. И., Ефимова Н. А. О точности карт составляющих теплового баланса. Труды ГГО, вып. 50 (112), 1955.
5. Будыко М. И. Тепловой баланс земной поверхности. Гидрометеоиздат, Л., 1956.

6. Волошинова Г. А. Сравнение различных методов определения коэффициента температуропроводности. Труды ГГО, вып. 22 (84), 1950.
7. Лайхтман Д. Л. О точном методе получения коэффициента температуропроводности почвы. Труды ГГО, вып. 2(64), 1947.
8. Лайхтман Д. Л. Новая формула для вычисления теплового потока в почве по экспериментальным данным Труды НИУ ГУГМС, сер. 1, вып. 39, 1947.
9. Огнева Т. А. Некоторые особенности теплового баланса деятельной поверхности. Гидрометеоиздат, Л., 1955.
10. Русин Н. П. Методические указания гидрометстанциям и постам. № 5, 1954.
11. Русин Н. П Об определении теплообмена в почве на гидрометеорологических станциях. Труды ГГО, вып. 52 (114), 1955.
12. Сварчевский В. Н., Щербакова Л. Ф. Метеорологические наблюдения экспедиции ГГО в Каменной Степи (июнь—июль 1951 г.). Труды ГГО, вып. 40 (102), 1953.
13. Цейтин Г. Х. Численные методы расчета теплоотдачи почвы. Труды ГГО, вып. 27 (89), 1951.
14. Цейтин Г. Х. К вопросу об определении некоторых тепловых свойств почвы. Труды ГГО, вып. 39 (101), 1953.
15. Цейтин Г. Х. О вычислении коэффициента температуропроводности и потока тепла в почву по осредненным температурам. Труды ГГО, вып. 60 (122), 1956.

СОДЕРЖАНИЕ

Редактор *Ю. В. Власова*. Техн. редактор *А. Н. Сергеев*.
Корректоры: *Е. П. Баскакова* и *Н. И. Оршер*.

Сдано в набор 12/VII 1958 г. Подписано к печати 11/X 1958 г.
Бумага 70 × 108 1/16. Бум. л. 3,25 + 4 вкл. Печ. л. 9,3. Уч.-изд. л. 9,5
Тираж 1300 экз. М-04857. Индекс МЛ-337.
Гидрометеорологическое издательство. Ленинград, В-53, 2-я линия, д. № 23.
Заказ № 315. Цена 6 руб. 65 коп.

Типография № 8 Управления полиграфической промышленности Ленсовнархоза.
Ленинград, Прачечный пер., д. 6.