

06
ГГО 53

ПРОВЕРЕНО
1930 г.

Т Р У Д Ы ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

имени А. И. Воейкова

ВЫПУСК 53(115)

ФИЗИКА ПРИЗЕМНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Под редакцией
докт. физ.-мат. наук
Д. Л. ЛАЙХТМАНА

БИБЛИОТЕКА
ЛЕНИНА РОДСКОГО
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО
УЧЕБНОГО ЦЕНТРА



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД • 1955

АННОТАЦИЯ

В сборник включены работы по физике приземного слоя, законченные в 1954 г.

В первой статье дается анализ современного состояния физики приземного слоя и указываются наиболее актуальные задачи. Несколько статей посвящено разработке вопросов температурного режима приземного слоя атмосферы и деятельного слоя почвы.

Две работы посвящены изучению температурного режима при орошении.

2,5

Д. Л. ЛАЙХТМАН

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ОСНОВНЫЕ ЗАДАЧИ ФИЗИКИ ПРИЗЕМНОГО СЛОЯ

1. Определение приземного слоя атмосферы

Благодаря взаимодействию земной поверхности и атмосферы в некотором пограничном слое возникает непрерывный поток к поверхности почвы или от нее количества движения, тепла, водяного пара и других субстанций, неравномерно распределенных в атмосфере. Основным механизмом, определяющим взаимодействие сферы и деятельной поверхности является турбулентность.

Наличие земной поверхности обуславливает как возникновение основных запасов энергии атмосферной турбулентности, так и пространственную неравномерность вышеупомянутых свойств; последнее объясняется тем, что деятельная поверхность играет роль своеобразного источника или стока тепла, водяного пара и количества движения. По мере удаления от поверхности почвы ее непосредственное влияние на атмосферные процессы ослабевает. Хотя здесь речь идет об асимптотическом ослаблении воздействия, можно тем не менее выделить некоторый граничный слой, в котором влияние деятельной поверхности существенно. Этот слой называется приземным пограничным слоем атмосферы. Нетрудно дать общую оценку толщине приземного слоя.

Пусть $\Pi(z)$ и $\Pi(0)$ турбулентный поток некоторой субстанции. Тогда в общем случае

$$\Pi(z) = \Pi(0) + \delta(z).$$

С удалением от земной поверхности $\Pi(z)$ непрерывно убывает, а $\delta(z)$ стремится к $-\Pi(0)$. Для оценки высоты приземного слоя перепишем это уравнение следующей форме:

$$\frac{\Pi(z)}{\Pi(0)} = 1 + \frac{\delta(z)}{\Pi(0)}. \quad (1)$$

Из этого соотношения и определим высоту приземного слоя как уровень, которым $\frac{\Pi(z)}{\Pi(0)}$ становится существенно меньше единицы.

Условимся, что высота приземного слоя H — высота, на которой $\frac{\Pi(z)}{\Pi(0)} = \frac{1}{100}$. Такого типа условие о мере малости является обязательным, когда пограничный слой носит асимптотический характер. Эта мера малости определяется теми погрешностями, которые допустимы в каждой конкретной задаче.

Воспользуемся теперь известными закономерностями полей ветра и температуры для оценки высоты приземного слоя.

Для определения высоты динамического пограничного слоя на основании закономерностей установившегося распределения скорости ветра имеем

$$\frac{\Pi_u(z)}{\Pi_u(0)} = e^{-az} (\cos az + \sin az),$$

откуда

$$e^{-aH}(\cos aH + \sin aH) = \frac{1}{100},$$

где $a = \sqrt{\frac{\omega \sin \varphi}{k}}$.

В таком случае

$$H = \frac{2,3}{\sqrt{\frac{\omega \sin \varphi}{k}}}.$$

Для определения высоты теплового пограничного слоя воспользуемся затуханием с высотой амплитуды турбулентного потока тепла, вызванного суточными колебаниями температуры деятельной поверхности

$$\frac{\Pi_T(z)}{\Pi_T(0)} = e^{-\sqrt{\frac{\omega}{k}} z},$$

откуда

$$e^{-\sqrt{\frac{\omega}{k}} H} = \frac{1}{100}, \quad H = \frac{4,6}{\sqrt{\frac{\omega}{k}}}.$$

На рис. 1 приводится высота динамического пограничного слоя в зависимости от величины коэффициента турбулентности. Интересно отметить существенное различие динамического и теплового пограничных слоев; только первый из них зависит от широты места. Хотя оба они и зависят от угловой скорости вращения земли, эта зависимость обусловлена принципиально различными воздействиями.

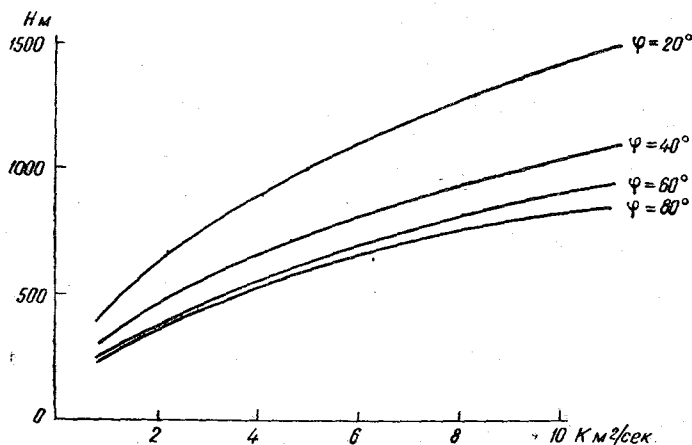


Рис. 1. Высота приземного пограничного слоя в зависимости от величины коэффициента турбулентности.

Внутри приземного слоя атмосферы можно выделить некоторый подслой, который играет наиболее существенную роль во взаимодействии деятельной поверхности и атмосферы. Поскольку в уравнении (1) $\delta(z)$ — непрерывная функция и стремится к нулю с приближением к земной поверхности, то в некотором тонком слое $\frac{\delta(z)}{\Pi(0)}$ — малая величина, так что $\frac{\Pi(z)}{\Pi(0)} \approx 1$ или, что то же, $\frac{\delta(z)}{\Pi(0)} \leq \beta$, где β — малая по сравнению с единицей величина. В этом слое турбулентный поток любой примеси можно считать не зависящим от высоты. Указанный слой будем в дальнейшем называть квазистационарным подслоем. Его высота h может быть

делена из следующего уравнения:

$$\frac{\partial(h)}{\Pi(0)} = \beta. \quad (3)$$

Воспользовавшись уравнением турбулентной теплопроводности

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial \Pi}{\partial z}, \quad (4)$$

но для определения h написать следующее выражение:

$$\frac{\int_0^h c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} dz}{k \rho c_p \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0}} = \beta. \quad (5)$$

Здесь $\frac{\partial T}{\partial t}$ — изменение температуры во времени.

На основании опытных данных по формуле (5) можно рассчитать высоту квазистационарного подслоя. На рис. 2 дан дневной ход высоты квазистационарного

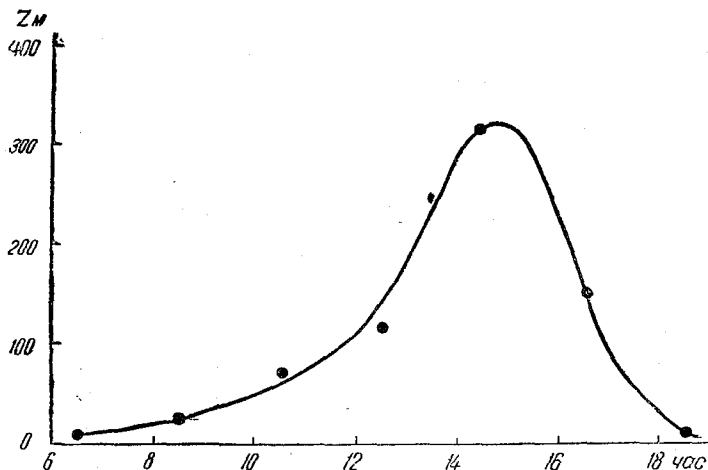


Рис. 2. Дневной ход высоты „квазистационарного подслоя“

$$\frac{\int_0^z \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} dz}{\Pi(0)} = 0,1.$$

подслоя, полученный Л. Р. Орленко¹ по материалам наблюдений в Пахта-Арал. Аналогичных соображений можно получить и квазистационарный динамический подслой.

2. Строение квазистационарного подслоя

а) Состояние безразличного равновесия

Рассмотрим строение квазистационарного подслоя при безразличном равновесии. В этом случае турбулентный поток количества движения может зависеть только от соответствующего градиента и от расстояния от земной поверхности. В таком случае

$$\frac{\tau}{\rho} = k \frac{\partial u}{\partial z} \sim \left(z \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2. \quad (6)$$

¹ Л. Р. Орленко. Анализ экспериментального материала по суточному ходу температуры воздуха (см. настоящий сборник).

Так как в квазистационарном подслое $\frac{\tau}{\rho}$ не зависит от высоты, то, интегрируя (6), получим

$$u = \frac{1}{x_a} \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \ln \frac{z}{z_0}.$$

Здесь z_0 — высота шероховатости.

На основании (6) и (7) находим выражение для коэффициента турбулентности

$$k = x_a \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} z.$$

Коэффициент пропорциональности x_a в формулах (7) и (8) находится из экспериментальных данных. Воспользовавшись доказанным выше постоянством потока тепла и водяного пара

$$\left. \begin{aligned} P &= -k\rho c_p \frac{dT}{dz} = \text{const} \\ E &= -k\rho \frac{dq}{dz} = \text{const} \end{aligned} \right\}$$

найдем распределение температуры и влажности

$$T(z) = T(z_1) - \frac{P}{\rho c_p} \frac{1}{x_a \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}} \ln \frac{z}{z_1}, \quad (1)$$

$$q(z) = q(z_1) - \frac{E}{\rho} \frac{1}{x_a \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}} \ln \frac{z}{z_1}. \quad (1)$$

б) Неравновесное состояние

Фактическое распределение температуры в квазистационарном подслое обычно в большей или меньшей степени отличается от равновесного. Полученные выше формулы могут существенно расходиться с опытными данными и поэтому потребовались дополнительные соображения для характеристики состояния при неравновесном состоянии.

Новый фактор, который приходится учитывать, обусловлен тем, что при неравновесном состоянии перемещение вихрей по вертикали связано с работой против архимедовых сил. Благодаря этому при неравновесном состоянии вертикальный турбулентный обмен связан с увеличением (при устойчивом состоянии) или уменьшением (при неустойчивом состоянии) потенциальной энергии слоя. Этот дополнительный энергетический фактор уменьшает или увеличивает интенсивность вертикального перемешивания и соответствующим образом сказывается на вертикальных градиентах метеорологических элементов.

Поскольку и при неравновесной стратификации остается в силе предположение о постоянстве турбулентных потоков в квазистационарном подслое, то вертикальное распределение метеозадающих элементов в нем может быть найдено, если определить зависимость коэффициента турбулентности от высоты. В настоящее время известны два решения этого вопроса. В ряде работ на основании уравнения баланса энергии турбулентности предполагается, что

$$k = k_p f(Ri), \quad (12)$$

где

$$Ri = \frac{g}{v} \frac{\frac{d\theta}{dz}}{\left(\frac{du}{dz}\right)^2} \quad (13)$$

— число Ричардсона, k_p — коэффициент турбулентности при равновесном состоянии

Для выяснения вида функции $f(Ri)$ привлекаются дополнительные соображения. Некоторые авторы (А. М. Обухов, А. С. Монин) получают

$$f(Ri) = \sqrt[4]{1 + \alpha Ri(z)}, \quad (14)$$

а другие (М. И. Будыко) получают

$$f(Ri) = \sqrt{1 + \beta Ri(h)}. \quad (15)$$

В этих работах наибольшие трудности возникают при обосновании дополнительных гипотез, которые привлекаются для определения $f(Ri)$. В работах, развиваемых, главным образом, М. И. Будыко, принимается так называемая интегральная теория турбулентного обмена, согласно которой коэффициент турбулентности на любом уровне (в пределах квазистационарного подслоя) зависит только от среднего по слою числа Ричардсона. М. И. Будыко принимает при любой неравноситной стратификации коэффициент турбулентности линейной функцией высоты, метеорологические элементы — логарифмическими функциями высоты.

В другой группе работ на основании соображений кинетики турбулентного обмена дается обобщение пути смещения для случая неравновесной стратификации. При этом оказывается, что путь смещения при любой стратификации

$$l = \kappa \left(\frac{z}{z_0} \right)^{1-\varepsilon} z_0, \quad (16)$$

$$k = \kappa^2 z_0^{2\varepsilon} \frac{u_1 \varepsilon}{(z_1^\varepsilon - z_0^\varepsilon)} z^{1-\varepsilon}, \quad (17)$$

$$u = u_1 \frac{z^\varepsilon - z_0^\varepsilon}{z_1^\varepsilon - z_0^\varepsilon}, \quad (18)$$

$$T(z) = T(z_0) + [T(z_1) - T(z_0)] \frac{z^\varepsilon - z_0^\varepsilon}{z_1^\varepsilon - z_0^\varepsilon}, \quad (19)$$

$$q(z) = q(z_0) + [q(z_1) - q(z_0)] \frac{z^\varepsilon - z_0^\varepsilon}{z_1^\varepsilon - z_0^\varepsilon}. \quad (20)$$

В этих формулах ε — безразмерный параметр, характеризующий температурную стратификацию; $\varepsilon > 0$ при устойчивой стратификации, $\varepsilon < 0$ при неустойчивой стратификации.

Основное различие двух вышеизложенных методов описания неравновесных состояний заключается в разном характере вертикального распределения метеорологических элементов.

На основании большого количества исследований, выполненных за последние годы в Главной геофизической обсерватории, удалось проверить и уточнить изложенные выше результаты. В настоящее время установлено, что значения коэффициента турбулентности на высоте 1 м (в наиболее важной для практики области), полученные как по формуле (12), так и по формуле (17), различаются не более, чем на 10—20%. Обе формулы прономографированы, и расчет в принципе можно производить, воспользовавшись измерениями температуры на двух уровнях и скорости ветра на одном. Вертикальное изменение коэффициента турбулентности и всех метеорологических элементов лучше всего описывается приведенными выше степенными формулами. Эти результаты окончательно разъясняют дискуссировавшийся в течение ряда лет в печати вопрос о том, какая формула точнее описывает вертикальное распределение метеорологических элементов — логарифмическая или степенная.

На основании обобщения колоссального опытного материала найдена зависимость аэродинамического параметра ε и шероховатости от стратификации. Как и можно было ожидать из элементарных физических соображений, шероховатость увеличивается с ростом неустойчивости. На этот результат надо смотреть не как на простое определение некоторого параметра, а как на вскрытие важной закономерности.

в) Влияние лесных массивов на ветер и турбулентный обмен

Полученные выше соотношения справедливы для открытого места с сравнительно небольшими неровностями. Для решения ряда важных вопросов практики требуются, однако, сведения о турбулентном обмене в условиях сложного рельефа. В этой трудной проблеме недавно получены некоторые существенные результаты. Мы имеем ввиду влияние леса на скорость ветра и турбулентный обмен. Рассмотрим условия на краю леса. При проникновении воздушного потока в лес происходит дробление крупных вихрей, и возникает дополнительно турбулентное трение. Оба эти фактора приводят к ослаблению скорости ветра и коэффициента турбулентности. Рассмотрим осредненные по вертикали значения скорости ветра и коэффициента турбулентности. Пусть D_t — количество кинетической энергии, которое за единицу времени в каждой единице массы движущегося воздуха превращается в вихревую энергию, тогда изменение кинетической энергии единицы массы на пути dx равно

$$-\frac{d}{dx} \left(\frac{u^2}{2} \right) dx = \beta D_t dt, \quad (21)$$

$$dt = \frac{dx}{u}$$

Величина D_t может зависеть только от скорости ветра и среднего размера просветов δ . В таком случае должно быть $D_t = \beta \frac{u^3}{\delta}$. Тогда из формулы (21) следует

$$u = u_0 e^{-\frac{\beta}{\delta} x}. \quad (22)$$

Это соотношение, как известно, хорошо согласуется с опытными данными. Из соображений теории размерностей вытекает, что коэффициент турбулентности $k \sim u \cdot \delta$; из формулы (22) в таком случае следует, что

$$k = k_0 e^{-\frac{\beta}{\delta} x}. \quad (23)$$

На далеком расстоянии от края леса турбулентный обмен обусловлен диффузией вихревой энергии сверху. При установившемся состоянии должно существовать равновесие между количеством энергии турбулентности E , которое проникает сверху за единицу времени, и количеством энергии α , которое диссипируется в тепло. На этом основании

$$\frac{d}{dz} k \frac{dE}{dz} = \rho \alpha.$$

Если предположить, что k и α могут зависеть только от некоторого характерного масштаба, за который можно принять среднее расстояние между деревьями, то

$$\alpha \sim \frac{E}{l}, \quad k \sim l E^{\frac{1}{2}}.$$

Тогда из предыдущего уравнения следует

$$\frac{d^2}{dz^2} (k^3) = \frac{\alpha^2 k^3}{l^2}$$

$$k = k_0 e^{\frac{\beta(z-h)}{l}}. \quad (24)$$

Рост коэффициента турбулентности с высотой внутри леса происходит быстрее, чем на открытом месте. Это представляется вполне естественным, так как на открытом месте энергия турбулентности обусловлена не только диффузией из верхних слоев, но и благодаря диссипации энергии основного движения на каждом из уровней. М. И. Юдин впервые рационально сформулировал требования, кото-

должна удовлетворять лесная полоса оптимальной ширины. Из формул (21) и (22) нетрудно получить, что для оптимальной полосы должно выполняться следующее условие:

$$pu(L) \int_0^L D \frac{dx}{u} = F(L) = \text{maximum},$$

э. произведение из прошедшей через полосу массы воздуха на полную по всей полосе диссипацию должно быть максимальным, откуда $\left(\frac{L}{\delta}\right)_{\text{опт}} = \beta \frac{\ln 3}{2}$, где β — некоторый численный коэффициент. Этот результат близок к полученной М. И. Юдиной оценке.

3. Тепловой баланс деятельной поверхности

Падающая на деятельную поверхность лучистая энергия тратится на нагревание почвы и воздуха, на испарение и излучение. Распределение ее по этим составляющим зависит от физико-географических условий и меняется с течением времени. Нетрудно понять, что соотношение составляющих теплового баланса является важным фактором теплового режима приземного слоя и связанных с ним процессов; в связи с этим этому вопросу уделялось много внимания.

Однако определение составляющих теплового баланса, обусловленных турбулентным обменом, оказалось возможным проводить достаточно надежно только после того, как в Главной геофизической обсерватории и ряде других научно-исследовательских учреждений были развиты методы определения коэффициентов турбулентного обмена и выяснены закономерности вертикального распределения температуры и влажности.

Серия работ была выполнена М. И. Будыко и его сотрудниками по выяснению географических закономерностей теплового баланса. Этим работам мы обязаны наиболее полными и достоверными данными по осредненным характеристикам теплового баланса для всего земного шара. Вместе с тем широкое развитие получили отдельные исследования, касающиеся суточных колебаний теплового баланса деятельной поверхности и изменений теплового баланса при гидромелиоративных мероприятиях. Эти работы послужили в дальнейшем для решения ряда важных прикладных задач.

Необходимость расчета составляющих теплового баланса стимулировала развитие ряда исследований по лучистому теплообмену. Были развиты графические и аналитические методы расчета таких сложных явлений как лучистый теплообмен в атмосфере. В настоящее время эти методы проверены на большом опытном материале. Разработанная методика позволила не только провести большое количество важных расчетов, уточнить решение такой задачи, как прогноз ночного понижения температуры, но и выявить ряд важных закономерностей (например, влияние облачности на эффективное излучение, теоретическое обоснование и уточнение известных эмпирических формул для расчета эффективного излучения). В этой связи укажем, например, что значительное уменьшение эффективного излучения при облачном небе связано не только с увеличением противоизлучения на уровне облаков, но и с изменением спектрального состава радиации. При помощи радиационной диаграммы рассчитана зависимость противоизлучения от характера облачности. Теоретически подтверждена пропорциональность противоизлучения корню квадратному из наземной абсолютной влажности.

4. Изучение нестационарных процессов в приземном слое атмосферы

Выполнение ряда работ по турбулентности и тепловому балансу дало возможность решить или уточнить некоторые важные для практики нестационарные задачи. Здесь необходимо отметить работы по суточным колебаниям температуры и по трансформации воздушных масс.

Первые важные в принципиальном отношении исследования А. А. Дородницына, М. Е. Швеца, А. Ф. Чудновского и И. Г. Лютерштейна оказались неудачными при применении в оперативной работе синоптиков. В этих работах ищет отклонение температуры от ее среднесуточного значения, между тем на практике нужны абсолютные значения температуры. В связи с этим были разработаны методы предвычисления температуры при произвольном начальном состоянии определенных гипотезах о будущем изменении баланса на деятельной поверхности. Разумеется, что эти гипотезы оказались достаточно удовлетворительными лишь благодаря упомянутым выше исследованиям закономерностей теплового баланса.

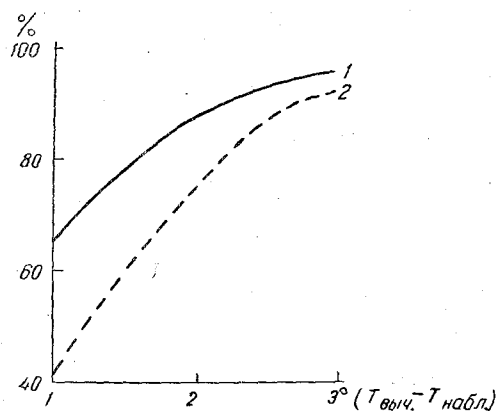


Рис. 3. Оправдываемость ночного понижения температуры (по Киеву).
1 — поверхность почвы, 2 — воздух.

представление о незначительном влиянии лучистого теплообмена на температурный режим в приземном слое атмосферы. Однако проверить это оказалось возможным лишь сейчас. Некоторые результаты, полученные Л. Р. Орленко для 100-метрового слоя по данным Пахта-Аральской экспедиции, приводятся в табл. 1.

Таблица 1

Изменения температуры

Время (час.)	10—11	12—13	16—17
Изменения из-за лучистого теплообмена	2,5	3,7	1,6
Фактические изменения	0,8	1,0	—0,2

Из этой таблицы следует, что изменения температуры, обусловленные лучистым теплообменом, имеют тот же порядок, что и фактические изменения.

Можно предполагать, что этот факт не был обнаружен до настоящего времени, несмотря на ряд прекрасных теоретических работ по суточным колебаниям температуры лишь благодаря тому, что при расчетах суточных колебаний температуры коэффициент турбулентности подбирался, а не определялся каким-либо надежным методом.

Другая группа нестационарных задач связана с трансформацией воздушной массы под влиянием подстилающей поверхности. С этими исследованиями связаны такие важные вопросы, как изменение микроклимата при осуществлении гидромелиоративных мероприятий, учет трансформации воздушной массы при краткосрочных прогнозах, разработка теории адвективных туманов и разработка методики учета метеорологических условий при нормировании орошения. Остановимся вкратце на некоторых наиболее существенных результатах.

На основании выполненных ранее работ по тепловому балансу были определены изменения в соотношениях компонент теплового баланса при орошении.

Иденные изменения теплового баланса деятельной поверхности использовались я развития методики расчета изменений температуры и влажности на разных сотах; при этом были разработаны специальные методы интегрирования двух-мерного уравнения диффузии с переменными коэффициентами. В ряде экспеди-й, которые проводились в различных климатических условиях, теоретические счеты хорошо подтверждены опытными данными.

Решение этой задачи позволяет достаточно обоснованно дать рекомендации по ссчету расхода воды на испарение с орошаемых полей в зависимости от метео-мологических условий, выделить на основании чисто метеорологических критериев йоны, в которых должно проводиться орошение, а также подойти к вопросу обоснования метеорологических критериев засухи. На предлагаемых картах выводятся изолинии дополнительного расхода воды на испарение с орошаемых олей для зоны недостаточного увлажнения, при котором будет обеспечена опти-альная влажность. Расчеты проводились для орошаемых массивов протяженностью 10 км. На этих картах отчетливо выделяются районы, требующие максимальных асходов воды на орошение. Карты и методика расчетов имеют существенное

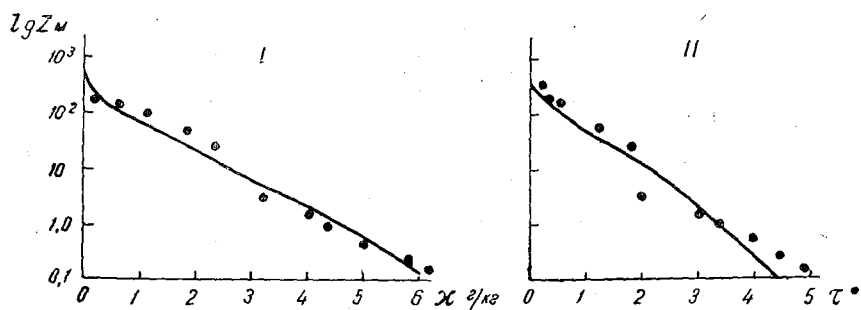


Рис. 4.

I — изменение x с высотой, II — изменение τ с высотой.

значение для проектирования гидромелиоративных мероприятий и для разработки планов водоснабжения при определенных метеорологических условиях.

Теоретические разработки, положенные в основу расчетов норм испарения с орошаемых полей, лучше всего проверить, сравнивая изменения температуры и влажности при орошении (фактически наблюдаемые и рассчитанные). Такие материалы были получены в Пахта-Аральской экспедиции Главной геофизической обсерватории. На рис. 4 приводятся результаты такой проверки. Точки на рисунке обозначают опытные данные. Эти материалы указывают на хорошее согласование рассчитанных и фактических изменений температуры и влажности.

Теория трансформации воздушной массы в последнее время была существенно обобщена М. Е. Берляндом. Для получения оперативных формул пришлось преодолеть колоссальные математические трудности. В результате получен простой и оперативный метод расчета трансформации при движении воздушной массы. Предварительное сравнение с опытными данными дало удовлетворительные результаты.

Интересные и важные для практики результаты были получены в работах М. П. Тимофеева и Л. А. Ключниковой по теории адвективных туманов. В первой из упомянутых работ исследован вопрос о возникновении так называемых туманов парения. При переходе холодной воздушной массы с континента на море, температура которого существенно выше, начинается интенсивный процесс трансформации полей температуры и влажности. Изменения температуры и влажности происходят при этом таким образом, что в некоторой прибрежной области относительная влажность повышается и при благоприятных условиях в этой области может возникнуть туман. В работе М. П. Тимофеева получены формулы для определения условий, при которых могут возникнуть туманы парения, области, на которую они распространяются, и их интенсивности.

При трансформации воздушной массы, попадающей с теплой морской поверхности на холодный континент, обнаружено, что при разрыве температур больше 6° может возникнуть туман, так называемый адвективный туман охлаждения.

Разработанная теория положена в основу построения специального графика предназначенного для прогноза адвективных туманов охлаждения. Его проверка на большом опытном материале показала хорошую оправдываемость. Результаты проверки приводятся в табл. 2.

Таблица 2

Результаты проверки оправдываемости прогноза туманов

Наименование пункта	Адвекция с туманом		Адвекция без тумана	
	число случаев	оправдалось по графику	число случаев	оправдалось по графику
Клайпеда и Венспилс . . .	22	17	11	11
Аэродром Шоссейная . . .	26	23	—	—
г. Ленинград	8	8	23	18
Итого	56	48	34	29

При длительной теплой адвекции заметно нагревается континент, вследствие чего, начиная с некоторого момента времени, охлаждение поступающего воздуха оказывается недостаточным, и туман прекращается. Таким образом, стало возможным рассчитать максимальную продолжительность туманов.

В ряде работ, выполненных, главным образом, в Главной геофизической обсерватории, разработана серия вопросов, касающихся диффузии примесей в атмосфере. Близкие результаты получены за границей, как это видно из опубликованных за последние 3—5 лет работ, лишь спустя примерно 5 лет. Эти исследования имеют большое значение для правильного планирования в городах промышленных объектов, которые сильно загрязняют атмосферу городов.

Нет возможности останавливаться на ряде других вопросов физики приземного слоя, которые разрабатываются в настоящее время и по которым уже получены существенные результаты. Это следующие вопросы: промерзание почвы, физика оледенения в приземном слое, испарение с небольших водоемов и др.

В заключение сделаем несколько замечаний о наиболее актуальных проблемах. Прежде всего нужно отметить необходимость существенного развития методики исследования. Применяющаяся в настоящее время аппаратура в ряде случаев не позволяет выяснить некоторые существенные вопросы. В первую очередь, необходимо развить методику исследования структуры потока. Нужны хорошие методы измерения пульсаций метеоэлементов.

Всячески нужно приветствовать развиваемую за последние годы проф. В. Б. Миным и его учениками методику радиоактивных индикаторов и ионопуски для изучения процессов в приземном слое. Нужно отметить, что, как и во всей экспериментальной метеорологии, в физике пограничного слоя совершенно неудовлетворительно применяются новые достижения техники.

Необходимо начать более основательное изучение таких процессов, как замерзание водоемов, таяние льда и снега. Есть определенные возможности получить существенно новые результаты в этих важных проблемах.

Следует начать изучение некоторых вопросов пространственной и временной изменчивости атмосферного электрического поля и распространения ультракоротких волн, связанных с термогидродинамическими процессами в приземном слое атмосферы. При настоящем состоянии науки можно начать изучение важной в практическом отношении проблемы термических и динамических процессов в приземном слое, возникающих под влиянием неоднородности рельефа.

Необходимо продолжать и развивать работы по турбулентности в приземном слое атмосферы и, в первую очередь, работы по условиям возникновения турбу-

тности, по установившейся турбулентности при неравновесной термической стратификации атмосферы, по диссипации энергии турбулентности.

Существует весьма настоятельная необходимость исследования закономерностей физических процессов в нижнем слое атмосферы над водной поверхностью. Это почти не начатая область исследований, имеющих исключительно важное значение для практики.

ЛИТЕРАТУРА

- Будыко М. И. Испарение в естественных условиях. Гидрометеиздат, Л., 1948.
- Будыко М. И. Тепловой баланс северного полушария, Труды ГГО, вып. 18 (80), 1949.
- Лайхтман Д. Л. и Чудновский А. Ф. Физика приземного слоя атмосферы. Гостехиздат, Л.—М., 1949.
- Юдин М. И. Влияние лесных полос на турбулентный обмен и оптимальная ширина полос. Сб. Вопросы гидрометеорологической эффективности лесозащитного лесоразведения. Гидрометеиздат, Л., 1950.
- Дородницын А. А. К теории суточного хода температуры в слое перемешивания. Докл. АН СССР, т. XXX, № 5, 1940.
- Швец М. Е. Суточный ход температуры и лучистый теплообмен. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 4, 1943.
- Юдин М. И. и Швец М. Е. Стационарная модель распределения ветра с высотой в турбулентной атмосфере. Труды ГГО, вып. 31, 1940.
- Берлянд М. Е. О трансформации воздушных масс. Труды ГГО, вып. 41 (103), 1953.
- Берлянд М. Е. Изменение температуры в приземном слое атмосферы и предсказание заморозков. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1953.
- Лайхтман Д. Л. Трансформация воздушной массы под влиянием подстилающей поверхности. Метеорология и гидрология, № 1, 1947.
- Лайхтман Д. Л. и Юдин М. И. Трансформация нижнего слоя воздуха под влиянием подстилающей поверхности. Докл. АН СССР, т. XCIII, № 2, 1953.
- Добрышман Е. М. Об изменении температуры воздуха под влиянием подстилающей поверхности. Труды ЦИП, вып. 21 (48), 1950.
- Монин А. С. Турбулентный режим в приземном слое воздуха. Информ. сборник ГУГМС, № 1, 1951.
- Милин В. Б. К вопросу определения коэффициента турбулентного обмена в приземном слое атмосферы. Информ. сборник ГУГМС, № 1, 1951.
- Тимофеев М. П. Испарение с водной поверхности в турбулентной атмосфере. Уч. зап. ЛГУ, сер. физич., вып. 7, № 20, 1949.
- 6. Sutton O. G. Micrometeorology. New Iork—Toronto—London, 1953.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО МАТЕРИАЛА ПО СУТОЧНОМУ ХОДУ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА

Суточный ход температуры приземного слоя воздуха представляет значительный интерес для народного хозяйства, особенно для сельского хозяйства. Наиболее важно для практики предсказание ночных понижений температуры, особенно заморозков, которые периодически наносят большой ущерб народному хозяйству. Возможность предвычисления изменений температуры давно привлекала к себе внимание исследователей. В настоящее время в работах Д. Л. Лайхтмана, М. Е. Берлянда, Ф. И. Шехтер, Г. Х. Цейтина [5, 6, 7, 9, 10, 12] разработаны достаточно надежные методы прогноза ночных понижений температуры воздуха и поверхности почвы.

Суточный ход температуры приземного слоя воздуха также исследовался рядом авторов. К числу капитальных теоретических работ по суточному ходу температуры относятся работы А. А. Дородницына, М. Е. Швеца, И. Г. Лютерштейна и А. Ф. Чудновского, М. И. Юдина, О. С. Берлянда, М. Е. Берлянда и др. [5, 6, 7, 8, 11, 13, 14].

Вместе с тем очень мало исследований в настоящее время касается проверки на опытном материале исходных предположений, допускаемых при решении задачи. Нам представляется, что широкое привлечение детальных опытных данных является наиболее актуальной задачей в дальнейшем развитии проблемы в целом.

Ниже приводятся некоторые результаты, полученные на основании анализа экспериментального материала по суточному ходу температуры воздуха.

1. О суточных колебаниях температуры воздуха по данным ст. Голодная степь

Для анализа суточного хода температуры нами использовался экспериментальный материал экспедиции Главной геофизической обсерватории в июле 1952 г. в условиях полупустыни (совхоз Пахта-Арал, $\varphi = 41^\circ$). К сожалению, удалось использовать лишь материал наземных (до 3 м) и аэростатных наблюдений, которые проводились до высоты 400 м. Проследить суточный ход температуры выше 400 м по радиозондовым наблюдениям не представляется возможным, так как последние производились только четыре раза в сутки. Из десяти серий для анализа суточного хода температуры до высоты 400 м использовались семь серий, из них шесть серий проводились в ясные дни, седьмая серия характеризуется наличием значительной облачности (до сплошной) верхнего и среднего яруса.

Как известно, температура в каждой точке приземного слоя воздуха устанавливается в результате воздействия на этот слой деятельной поверхности, причем основным механизмом передачи тепла от почвы в воздух является турбулентный обмен. Изменения температуры воздуха зависят от многих факторов. Основными из них являются: радиационный баланс поверхности почвы, особенно приток тепла от солнца, свойства подстилающей поверхности, интенсивность перемешивания, определяющие величину турбулентного потока тепла и испарения с поверхности почвы.

Изменения температуры воздуха зависят от соотношения между составляющими энергетического баланса и определяются величиной теплообмена между подстилающей поверхностью и воздухом, причем, нагревание и охлаждение воздуха будут тем больше, чем больше турбулентный приток тепла в воздух.

Участок экспедиции характеризуется значительной величиной радиационного баланса, отсутствием растительности и изоляции на подстилающей поверхности. Вследствие этого амплитуды температуры воздуха и на поверхности почвы очень велики. Максимальные значения температуры поверхности почвы наблюдаются в 13 час. и только для серий IX и в 14—15 час. (очевидно, по условиям прозрачности). Минимальные значения температуры — в 4—5 час. (восход солнца в течение всех серий наблюдался в 1 час. 30 мин. до 5 час.). Наибольшие амплитуды температуры поверхности почвы отмечены для серий наблюдений 53°7) и VIII (55°7). Обе серии характеризуются ясной и тихой погодой, что обуславливает значительное нагревание поверхности почвы днем и охлаждение ее ночью. Днем температура поверхности почвы 67—68°, ночью 12—13°.

Для других серий суточные амплитуды меньше, однако, также велики. Для

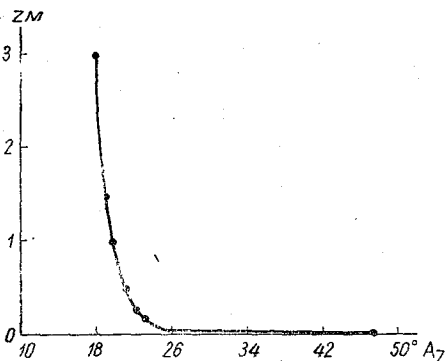


Рис. 1. Зависимость суточной амплитуды температуры воздуха от высоты в слое 0—3 м.

ясных дней амплитуда на поверхности почвы колебалась от 39 до 56°. Эти колебания амплитуды связаны либо со сменой воздушных масс, либо с изменением величины турбулентного обмена (для одной и той же воздушной массы). Увеличение турбулентного обмена уменьшает амплитуду температуры поверхности почвы как за счет уменьшения максимума, так и за счет повышения минимальных температур.

В облачные дни (серия I и X) амплитуда меньше, чем в ясные, но еще велика (30—35°), так как облачность была преимущественно верхнего и среднего ярусов.

На рис. 1 и 2 приводится суточная амплитуда температуры воздуха на разных высотах. Как видно из рисунков, она резко убывает в слое 0—0,25 м ввиду малого обмена в этом слое. Выше убывание амплитуды замедляется, но до высоты $z=100$ м все еще остается значительным. Убывание амплитуды выше 100 м происходит гораздо медленнее, чем в нижележащем слое, что обусловлено увеличением турбулентного обмена с высотой. Наибольшая амплитуда на высоте $z=1,5$ м составляет 20—21°, на высоте $z=100$ м она достигает 15°.

С высотой происходит смещение колебаний по фазе. Это смещение на высоте 1,5 м равно приблизительно 3 час., а с высоты 25 м до 400 м максимальные температуры наблюдались в 16—17 час. В отдельные серии на высоте 3 м максимальные температуры отмечены в 16—17 час. (серии IV, V, IX), а на высоте 300—400 м — в 18 час., (серия IX), что, вероятно, обусловлено значительным ослаблением турбулентного обмена по сравнению с другими сериями.

В облачные дни смещение по фазе еще значительнее. Так для серии I уже

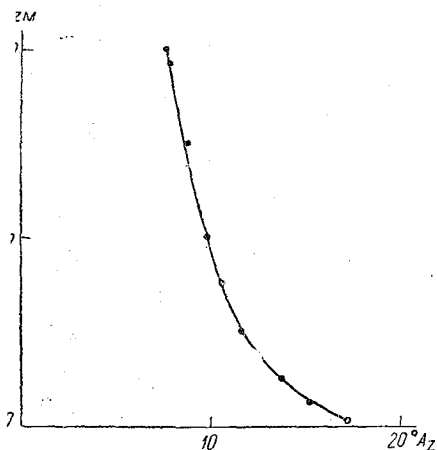


Рис. 2. Зависимость суточной амплитуды температуры воздуха от высоты в слое 3—400 м.

с высоты 0,25 м максимальные температуры наблюдались в 16—17 час., серии X (облачность 5 баллов) такого смещения не отмечено.

Что касается минимальных значений, то для одних серий время наступления минимальных температур приходится на 4—5 час. как у земли, так и до высоты 400 м для других — с высоты 25 м минимальные температуры наблюдались в 6 час. Повидимому, запаздывание минимальных температур с высотой незначительно, а поскольку с восходом солнца (4—5 час.) имеет место быстрое нагревание воздуха, температура в 6 час. будет выше, чем в 4 часа. В таких случаях проведенные через два часа наблюдения не отразят смещения по времени минимальных температур.

2. О закономерностях изменения амплитуды температуры воздуха с высотой

Исследования, касающиеся изменения амплитуды температуры воздуха с высотой, представляют несомненный интерес. Таких исследований имеется недостаток из-за отсутствия до настоящего времени надежного и детального материала. На была сделана попытка на основании экспериментального материала по суточному ходу температуры на различных высотах получить количественные характеристики для изменения суточной амплитуды с высотой.

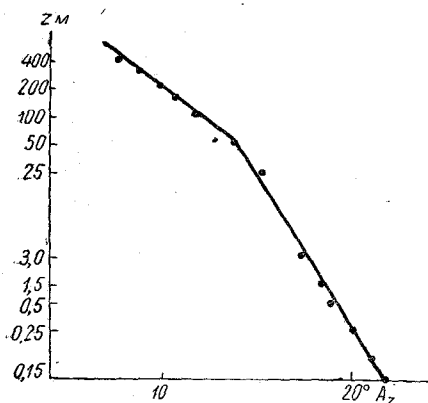


Рис. 3. Зависимость суточной амплитуды температуры воздуха A от логарифма высоты

$(\lg \frac{z}{z_1})$ в среднем за 6 серий.

На рис. 3 представлена зависимость суточной амплитуды температуры воздуха от логарифма высоты $\lg \frac{z}{z_1}$ в среднем за 6 серий.

Как показывают графики, в ходе амплитуды с высотой на высоте 50 м наблюдается излом, причем в каждом из слоев (0—50 и 50—400 м) зависимость A_z от логарифма высоты можно считать прямолинейной и записать в виде

$$A_z = A_1 - a \lg \frac{z}{z_1}, \quad (1)$$

где a — коэффициент, характеризующий изменение амплитуды с высотой, A_1 — суточная амплитуда температуры воздуха на некотором уровне z_1 .

Для слоя 0—50 м принималось

$$z_1 = 0,15 \text{ м.}$$

Учитывая излом хода амплитуды на высоте 50 м, для определения суточной амплитуды температуры воздуха выше уровня $z = 50$ м получим

$$A_z = A_0 - a \lg \frac{50}{z_1} - b \lg \frac{z}{50}, \quad (2)$$

где b — коэффициент, характеризующий убывание амплитуды выше 50 м.

Высота z берется в метрах.

По средним данным за 6 серий были получены следующие значения a и b : $a = 3,18$, $b = 6,42$.

Для отдельных серий значения коэффициентов a и b колеблются в пределах от 2,2 до 4,2 и от 4,2 до 15,2 соответственно. Нами была сделана попытка определить зависимость коэффициентов a и b , характеризующих быстроту затухания суточных колебаний температуры, от скорости ветра — основного фактора, определяющего турбулентный обмен в атмосфере. Для этого использовались среднесуточная скорость ветра на высотах $z = 16,8$ и $z = 300$ м (по данным наблюдений)

корость в дневные и ночные часы, определяемая как среднеарифметическая величина из скорости ветра в 12 час. 30 мин., 14 час. 30 мин., 16 час. 30 мин., 18 час. 30 мин., 2 час. 30 мин., 4 час. 30 мин., 6 час. 30 мин. соответственно.

На высоте 300 м использовалась еще скорость в 18 час.

На рис. 4 представлена зависимость коэффициента a от скорости ветра ($+v_{\text{ночн}}$) на высоте $z=16,8$ м. Здесь

$$v_{\text{дн}} = \frac{v_{12\ 30} + v_{14\ 30} + v_{16\ 30}}{3},$$

$$v_{\text{ночн}} = \frac{v_{0\ 30} + v_{2\ 30} + v_{4\ 30} + v_{6\ 30}}{4}.$$

Как показывает график, с увеличением скорости ветра a уменьшается, т. е. затухание амплитуды с высотой замедляется. Для коэффициента b хорошей зависимости от скорости ветра на высоте $z=300$ м получить не удалось, но указанная закономерность сохраняется и для этого слоя.

Для отдельных серий высота излома колеблется от 25 до 100 м, иногда излом может наблюдаться и на высоте 100 м. Такой ход суточной амплитуды температуры воздуха объясняется характером изменения коэффициента турбулентности с высотой, как это было отмечено выше.

Если считать, что суточные колебания температуры, обусловленные лучистым теплообменом, составляют $3-4^\circ$ (как и принимается в настоящее время), то на основании полученной закономерности можно определить высоту распространения суточных колебаний температуры воздуха, обусловленных турбулентным потоком тепла. Эта высота составляет 1,5—2,2 км.

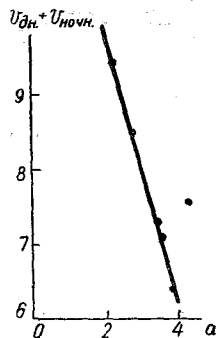


Рис. 4. Зависимость коэффициента a от скорости ветра на высоте.

3. Оценка коэффициента турбулентности в слое 50—400 м

Принимая коэффициент турбулентности для слоя 50—400 м постоянным как на высоте, так и со временем, можем определить его значение на основании известных для нескольких высот этого слоя амплитуд температуры воздуха.

Если для температуры ограничиться одной гармоникой, то в этом случае, как известно,

$$A_z = A_0 e^{-(z-z_0)/k\tau} \quad (3)$$

Здесь A_0 — амплитуда температуры воздуха на уровне $z=z_0$, k — коэффициент турбулентной теплопроводности (турбулентности), τ — период колебаний, для суток $\tau=24$ часа или 86400 сек.

О возможности такого ограничения можно судить на основании рис. 5, на котором представлен суточный ход температуры, рассчитанной по формуле $T(t, z) = T_0(z) + A(z) \sin(\omega t + \phi)$ (сплошная кривая), и наблюдаемой на высоте $z=100$ м (отдельные точки).

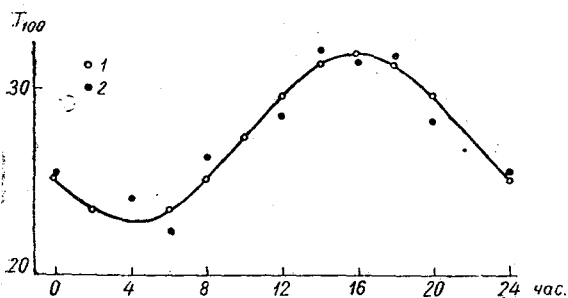


Рис. 5. Суточный ход температуры (серия IV).

1 — $T = T_0 + A \sin(\omega t + \phi)$, 2 — наблюдения. 4 серия

Логарифмируя и дифференцируя выражение (3), получим

$$\frac{d \ln A_z}{dz} = - \sqrt{\frac{\pi}{kT}},$$

$\frac{d \ln A_z}{dz}$ представляет собой тангенс угла наклона прямой ($\operatorname{tg} \alpha$) в системе координат ($\ln A_z, z$).

На основании (4) k определится

$$k = \frac{\pi}{\operatorname{tg}^2 \alpha T}.$$

По этой формуле рассчитывался коэффициент турбулентности для 7 серий в слоях 50—400 м и 100—400 м (табл. 1).

Т а б л и ц а

Значение коэффициента турбулентности

Серии	II	IV	V	VI	VII	IX	X	Среднее
В слое 50—400 м	25,9	21,2	7,0	11,2	13,8	3,9	28,4	15,3
В слое 100—400 м	42,9	25,0	—	23,3	—	—	—	16,8

Выбор слоя 100—400 м был обусловлен тем, что в некоторых сериях учтены точки для 50 м увеличивал разброс точек около прямой (иногда все точки ложились на прямую, за исключением пятидесятиметровой).

Среднее значение k составляет:

в слое 50—400 м 15,3 м²/сек., в слое 100—400 м 16,8 м²/сек.

Для отдельных серий коэффициент турбулентности колеблется обычно в пределах от 10 до 30 м²/сек.

Несколько неожиданными являются результаты для серии IX, для которого вычисленный таким образом коэффициент турбулентности оказался равным 3,9 м²/сек и для серии V, для которой $k = 7$ м²/сек.

При учете только случаев с хорошей связью $\ln A_z$ и z k равно в слое 50—400 м 16,1 м²/сек., в слое 100—400 м 19,0 м²/сек.

Для проверки правильности полученных результатов были проведены сравнения вычисленных таким путем коэффициентов со средним коэффициентом турбулентности, вычисленным М. П. Чуриновой [4] по методу Д. Л. Лайхтмана на основании шаропилотных данных для слоя 100—2000 м. По данным М. П. Чуриновой в этом слое коэффициент турбулентности меняется в течение суток от 15 до 40 м²/сек. Среднесуточное значение k составляет примерно 25 м²/сек. Несколько завышенные значения коэффициента турбулентности, полученные М. П. Чуриновой по сравнению с вычисленными нами объясняются тем, что последние вычислялись для меньших высот. Очевидно, в слое 100—2000 м коэффициент турбулентности не остается постоянным, а несколько растет с высотой, что и обусловило указанные расхождения.

4. Суточный ход теплосодержания воздуха

Теплосодержание слоя есть тот запас тепла, который заключает в себе воздушная масса, находящаяся в этом слое. Величина его определяется температурой и массой. Для столба воздуха высотой z с единичным поперечным сечением теплосодержание может быть вычислено по формуле

$$Q = c_p \int_0^z \rho T dz, \quad (6)$$

ρ , T и c_p — плотность, температура и удельная теплоемкость воздуха соответственно.

Изменение теплосодержания столба воздуха может быть вызвано как изменением температуры воздуха, так и изменением массы заключенного в этом столбе воздуха.

Изменение температуры воздуха в основном обусловлено тремя факторами: турбулентным теплообменом воздуха с почвой, лучистым притоком тепла, включая поглощение коротковолновой радиации солнца, и адвекцией теплых или холодных воздушных масс.

При отсутствии адвекции изменение теплосодержания столба воздуха высотой 0—1500 м со временем при сравнении с турбулентным потоком тепла может иметь характеристикой роли лучистого теплообмена в атмосфере, поскольку высота является высотой распространения суточных колебаний температуры воздуха, обусловленных турбулентным теплообменом.

До настоящего времени принималось, что турбулентный теплообмен в нижнем слое (1—1,5 км) значительно превышает лучистый приток тепла, выше они становятся сравнимыми между собой, а в стратосфере преобладает лучистый приток тепла. Однако это соотношение в нижнем километре может меняться в течение суток. В самом деле, турбулентный поток тепла у земли два раза в сутки переходит из нуля, и в это время влияние излучения должно быть заметным. Можно также ожидать заметного влияния лучистого теплообмена в ночные часы, когда турбулентный поток небольшой, и в дневное время в условиях высоких температур больших сверхадиабатических градиентов, когда эффективное излучение земли велико. Зная теплосодержание нижнего слоя (1—1,5 км) и величину турбулентного потока тепла на нижней границе (на верхней принимаем поток, равным нулю), считаем, что все тепло аккумулируется в этом слое), можно оценить роль турбулентного теплообмена в суточных колебаниях температуры воздуха.

К сожалению, детальных и надежных данных по распределению метеозаписей в слое 0—1,5 км не имеется. Аэростатные наблюдения Пахта-Аральской экспедиции, которые можно было использовать для этого, проводились только до высоты 400 м. Мы решили поэтому использовать эти данные для характеристики изменения теплосодержания в четырехсотметровом слое.

Заранее можно сказать, что в дневные часы турбулентный поток тепла будет значительно больше изменений теплосодержания в слое 0—400 м, так как на высоте 400 м турбулентный поток тепла велик, особенно при больших сверхадиабатических градиентах.

Теплосодержание для слоя воздуха рассчитывалось по формуле

$$Q = \frac{c_p}{g} \int_{p_z}^{p_0} T dp, \quad (7)$$

где p_0 и p_z — давление воздуха на нижней и верхней границах слоя, g — ускорение силы тяжести. Формула (7) получается, если в предыдущем уравнении dz выразим через dp из основного уравнения статики.

Для расчетов использовались 8 серий (II, III, IV, V, VI, VII, IX, X) наблюдений, причем одна из них характеризуется значительной облачностью. Произведенные по формуле (7) расчеты показали, что в дневные часы для слоя 0—400 м при повышении температуры воздуха наблюдалось уменьшение теплосодержания. Такой ход теплосодержания можно объяснить следующим образом. Так как дневное нагревание воздуха в пустыне довольно значительно, воздух вследствие нагревания расширяется и поднимается вверх, в результате чего масса четырехсотметрового слоя уменьшается. Ночью происходит обратная картина, и масса слоя увеличивается.

Чтобы оценить изменение теплосодержания воздуха, обусловленное притоком тепла, нужно рассматривать одну и ту же массу воздуха. Разность давления воздуха на нижней и верхней границах воздушной массы при отсутствии адвекции

в нижнем слое остается постоянной со временем, так как изменение давлений обусловленное адвекцией на больших высотах, для верхней и нижней границ будет одинаковым. Можно поэтому рассчитать теплосодержание любой воздушной массы для которой задана эта разность.

Нами был проведен расчет теплосодержания для масс воздуха, на границах которых разность давлений Δp составляет 10, 20, 30 и 40 мб (это приблизительно соответствует толщине слоев в 95, 190, 280 и 370 м соответственно). За нижнюю границу во всех случаях принималась поверхность земли $z = 0$.

Поскольку в указанные дни имела место адвекция как теплого, так и холодного воздуха, в среднем за 7 дней влияние адвекции на суточные изменения теплосодержания слоя, вероятно, будет несущественным и можно считать, что изменение теплосодержания для фиксированной массы воздуха обусловлено турбулентным потоком тепла и, может быть, лучистым теплообменом.

На рис. 6 представлен суточный ход отклонений теплосодержания от среднесуточного значения в среднем за 7 серий.

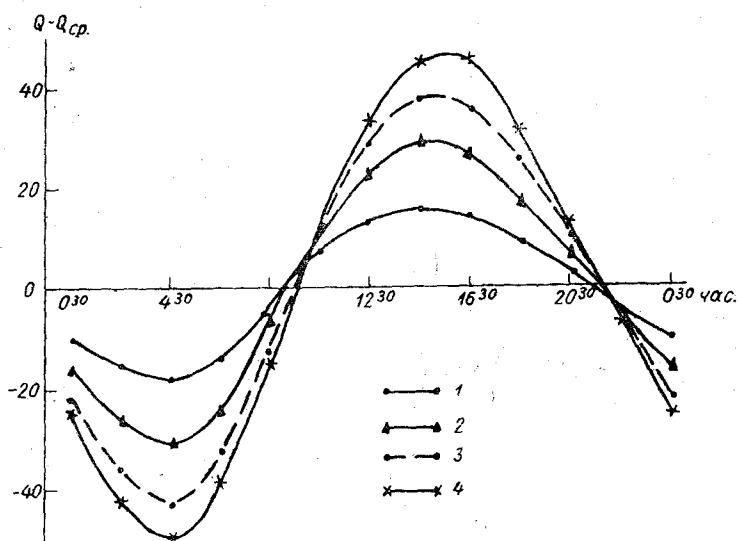


Рис. 6. Суточный ход отклонений теплосодержания от среднесуточного значения в среднем за семь серий.

1 — $\Delta p = 10$ мб, 2 — $\Delta p = 20$ мб, 3 — $\Delta p = 30$ мб, 4 — $\Delta p = 40$ мб.

Среднесуточное содержание тепла для каждого слоя приводится в табл. 2, где h — толщина слоя.

Таблица 2

Среднесуточное содержание тепла				
ΔP мб	10	20	30	40
h м	95	190	280	370
$\bar{Q}$ кал/см²	742	1484	2227	2969

Как видно из рис. 6, амплитуда колебаний теплосодержания неодинакова для слоев различной толщины и возрастает с возрастанием толщины слоя воздуха. Так для массы воздуха, на границах которой разность давлений составляет 10 мб ($h \approx 95$ м), суточная амплитуда теплосодержания составляет 35 ккал/см², при $\Delta p = 40$ мб ($h \approx 370$) — 96 ккал/см². Минимальное теплосодержание для рассматриваемых слоев имеет место в 4—5 час., максимальное — в 14—16 час., причем с увеличением толщины слоя происходит смещение времени наступления максимальных значений теплосодержания.

Нами были вычислены величины изменения теплосодержания за каждый час (ΔQ) и сопоставлены с турбулентным потоком тепла на уровне подстилающей

рхности. Значения последнего взяты из работы [3]. На рис. 7 приводится ный ход этих величин в среднем за 7 серий. Кроме того, на графике нане- верхняя и нижняя границы инверсии в различное время суток.

Установимся на некоторых особенностях суточного хода теплосодержания при- ого слоя воздуха, полагая при этом, что изменение теплосодержания в тече- суток обусловлено в основном турбулентным притоком тепла от земной рхности.

Как видно из графика, изменение теплосодержания со временем для различных в воздуха будет неодинаковым: с возрастанием толщины слоя измене- теплосодержания возрастает. Это, однако, не будет продолжаться бес- чно. Так как изменение теплосодержания слоев, прилегающих к земной

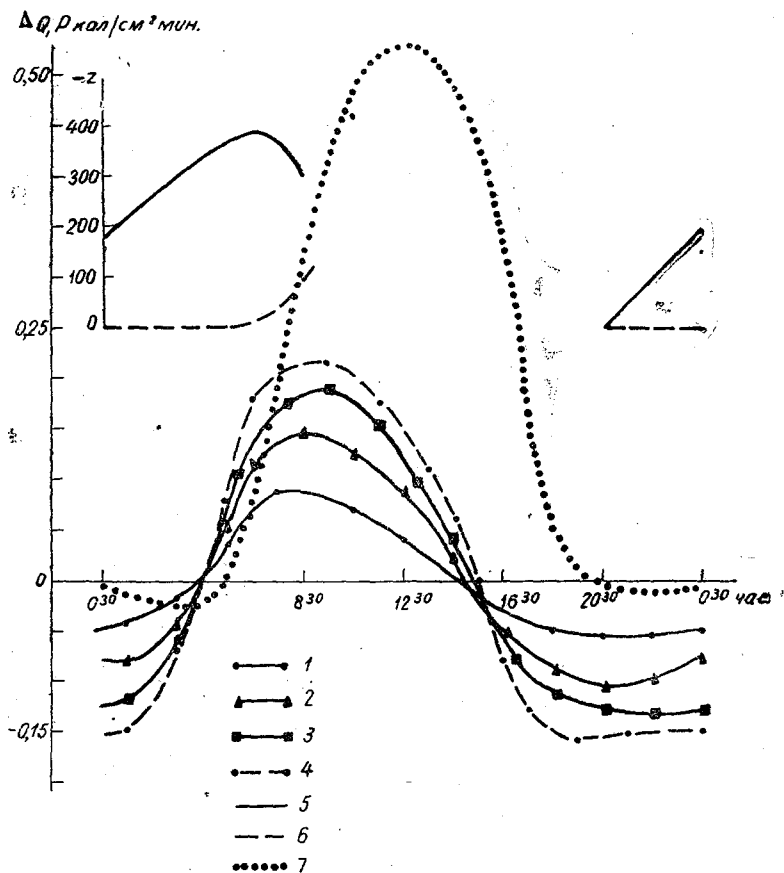


Рис. 7. Суточный ход величин в среднем за семь серий.

1 — $\Delta p = 10$ мб, 2 — $\Delta p = 20$ мб, 3 — $\Delta p = 30$ мб, 4 — $\Delta p = 40$ мб, 5 — верхняя граница инверсии 6 — нижняя граница инверсии, 7 — турбулентный поток тепла.

поверхности, в течение суток в основном обусловлено турбулентным притоком тепла, то наибольшие изменения следует ожидать в слое, на верхней границе которого турбулентный поток предполагается равным нулю. Эта высота является границей распространения суточных колебаний температуры по высоте. Выше того уровня с увеличением толщины слоя и при отсутствии адвекции изменение теплосодержания должно будет оставаться постоянным и равным в каждый данный момент турбулентному потоку тепла на уровне подстилающей поверхности, если турбулентный приток мал.

Изменение теплосодержания со временем имеет периодический ход, причем дневные часы приращения положительные. т. е. теплосодержание возрастает со

временем, ночью теплосодержание убывает, и изменения теплосодержания за единицу времени имеют отрицательный знак.

Переход через нуль в утренние часы имеет место в 4—5 час., причем в последующие часы наблюдается быстрый рост ΔQ во всех рассматриваемых слоях. На графике приращение теплосодержания в 4—7 час. значительно больше величины турбулентного потока тепла в это время. Такое расхождение может быть обусловлено ошибками вычисления ΔQ и особенно турбулентного потока тепла, который определяется в утренние часы с большой ошибкой. Повидимому, резкое увеличение теплосодержания в 4—7 час. обусловлено быстрым ростом турбулентного потока тепла в это время.

Сравнение рассчитанных нами изменений теплосодержания с величиной турбулентного потока тепла показывает, что днем максимальное изменение теплосодержания в четырехсотметровом слое в два с лишним раза меньше наибольшей величины турбулентного потока тепла, что обусловлено выносом тепла в дневные часы в результате турбулентного обмена в более высокие слои воздуха. Следует отметить, что наибольшие изменения теплосодержания по времени не совпадают с наибольшей величиной турбулентного потока тепла и приходится на 8—9 час. в то время как наибольший турбулентный поток тепла наблюдался в 12—13 час. Это смещение обусловлено механизмом передачи тепла в вышележащие слои.

Как известно, в ночные часы вследствие радиационного выхолаживания охлаждающей поверхности возникает отрицательный турбулентный поток тепла, т. е. поток тепла из воздуха в почву, что приводит к охлаждению прилегающих к земной поверхности слоев воздуха. В утренние часы после восхода солнца турбулентный поток тепла меняет знак (в нашем случае в 5—6 час.) и почва отдает тепло в воздух путем турбулентной теплопроводности. Воздух начинает нагреваться, причем нагреваются сначала самые низкие слои воздуха. По мере роста турбулентного обмена и связанного с ним турбулентного потока тепла прогреваются все более и более высокие слои воздуха, т. е. толщина слоя, в котором аккумулируется теряемое земной поверхностью тепло, увеличивается со временем. В связи с этим периоды наибольших изменений теплосодержания для слоев различной толщины будут также неодинаковыми. Так для слоев небольшой толщины (100—400 м) наибольшее изменение теплосодержания имеет место в утренние часы, когда величина турбулентного потока тепла быстро возрастает, но высота распространения турбулентного потока тепла невелика. Для слоев большей толщины периоды наибольших изменений теплосодержания в дневное время будут смещены по времени. Очевидно, для слоя толщиной около 2000 м, на верхней границе которого турбулентный поток тепла можно предположить равным нулю, наибольшие изменения теплосодержания как по величине, так и по времени совпадают с значениями турбулентного потока тепла у поверхности земли.

По нашим данным в слое 0—400 м смещение по сравнению со слоем 0—100 м составляет 1—1,5 часа.

Итак, мы рассмотрели суточный ход теплосодержания примерно четырехсотметрового слоя в утренние часы до наступления наибольших изменений теплосодержания (приблизительно до 9 час.). В последующие дневные часы наблюдается увеличение теплосодержания слоя (примерно до 15 час.), но величина изменений теплосодержания за 1 час уменьшается, что, очевидно, связано с увеличением турбулентного обмена в эти часы и выносом тепла выше 400 м.

Изменение теплосодержания для четырехсотметрового слоя переходит через нуль и становится отрицательным задолго до захода солнца (около 15 час.). Вероятно после этого срока турбулентная теплоотдача с верхней границы слоя становится больше, чем поступление тепла в этот слой, что и вызывает уменьшение теплосодержания (охлаждение воздуха). Необходимо отметить, что с увеличением толщины слоя моменты перехода изменений теплосодержания через нуль смещены по времени к заходу солнца. Так, смещение для четырехсотметрового слоя составляет 1 час по сравнению со стометровым слоем. Следует ожидать, что для слоя, толщина которого порядка 2000 м, момент перехода ΔQ через нуль должен совпадать с моментом перехода через нуль турбулентного потока тепла. Несколько

сиданными являются результаты вычислений для ночных часов. Изменения осодержания в это время значительно больше величины турбулентного потока а на уровне подстилающей поверхности. Если турбулентный поток тепла не ышает 0,03 кал/см² мин., то изменение теплосодержания даже для стометро- оя составляет 0,05—0,06 кал/см² мин., а для четырехсотметрового слоя — кал/см² мин. Ночной минимум выражен не резко, в первой половине ночи 9 до 01 часа) наблюдается равномерное уменьшение теплосодержания (постоян- ΔQ).

Для объяснения ночного хода теплосодержания рассматриваемых слоев следует цположить, что в ночные часы воздух в слое 0—400 м охлаждается путем булентной теплопроводности, причем величина турбулентного потока тепла на кней границе слоя должна быть довольно значительной. Так, на высоте 200 м ичина турбулентного потока тепла должна составлять 0,05—0,08 кал/см² мин., высоте 400 м — 0,10—0,12 кал/см² мин. Оценка величины турбулентного потока ла на этих уровнях представляет значительные трудности из-за отсутствия до гоящего времени надежного метода определения его на таких высотах. Мы все- и попытались оценить величину турбулентного потока тепла на верхней границе сматриваемого слоя (z = 350 м) по формуле

$$P_z = -c_p \rho k \frac{\partial T}{\partial z},$$

ользуя значения коэффициента турбулентности из работы [4].

Результаты расчетов (табл. 3) подтверждают высказанные ранее предположения юсительно характера влияния турбулентного теплообмена на температуру воз- ка в различное время суток.

Таблица 3

Изменения величин K, P_z, P_o, P_o - P_z во времени

Время	0—1	4—5	6—7	8—9	10—11	12—13	14—15	16—17	18—19	20—21
K	15	20	25	30	35	40	33	28	20	20
P _z	0,21	0,0	-0,12	0,10	0,17	0,19	0,42	0,40	0,22	0,19
P _o	-0,01	-0,03	0,07	0,33	0,48	0,53	0,49	0,33	0,04	0,01
P _o - P _z	-0,22	-0,03	0,19	0,23	0,31	0,34	0,07	-0,07	-0,18	-0,18

5. Оценка высоты „квазистационарного подслоя“

Полученный материал позволил также оценить важную характеристику при- змного слоя воздуха — толщину слоя, в котором турбулентный поток тепла может риниматься постоянным по высоте. Как известно, если проинтегрировать уравне- ие турбулентной теплопроводности от 0 до z, то при условии, что изменение емпературы со временем обусловлено лишь турбулентным притоком тепла, получим

$$c_p \rho \int_0^z \frac{\partial T}{\partial t} dz = P(0) - P(z). \tag{8}$$

де P(0) — турбулентный поток тепла у поверхности земли, P(z) — турбулентный юток тепла на высоте z.

Для слоя небольшой толщины (z невелико) величина $\int_0^z \frac{\partial T}{\partial t} dz$ мала и ею можно

пренебречь, поэтому

$$P(0) = P(z) = \text{const.}$$

Высота слоя, для которого это равенство должно иметь место, оценивало различными авторами (М. И. Будыко [1], Д. Л. Лайхтманом [2] и др.). На была сделана попытка оценить эту высоту и ее колебания в течение суток на основании вычисленных изменений теплосодержания.

Прежде всего следует отметить, что отношение изменений теплосодержания к турбулентному потоку тепла не остается постоянным в течение дня, а сильно меняется, причем это отношение в вечернее время (16—18 час.) является отрицательным, т. е. в слое наблюдается падение температуры при еще довольно значительном положительном турбулентном потоке тепла. Как уже указывалось выше, такое падение температуры при наличии только турбулентного притока тепла должно иметь место, если турбулентный поток на верхней границе слоя превышает турбулентный поток тепла от поверхности земли, т. е. если имеет место некоторое увеличение турбулентного потока тепла с высотой. Как известно, турбулентный поток тепла изменяется с высотой, но его изменения в приземном слое воздуха невелики, так что с достаточной точностью турбулентный поток тепла может приниматься постоянным в этом слое.

Мы попытались установить высоту слоя воздуха, в котором изменение турбулентного потока тепла не превышает 5% от его величины у земной поверхности, т. е. $\frac{P(z)}{P(0)} = 0,95$. Эта высота и принималась нами за высоту квазистационарного подслоя.

В таком случае, построив графики зависимости $\frac{c_p \rho \int_0^z \frac{\partial T}{\partial t} dz}{P(0)}$ от z , можно легко получить суточный ход квазистационарного подслоя, представленный для дневных часов на рис. 8. На том же графике представлен

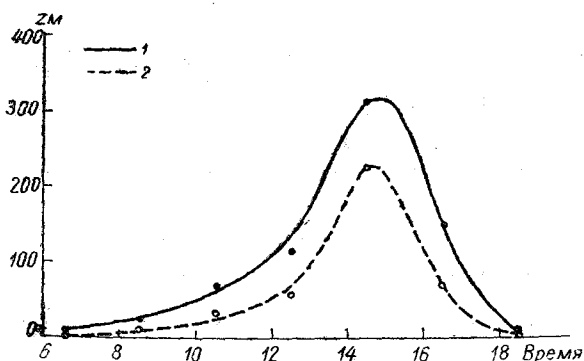


Рис. 8. Суточный ход квазистационарного подслоя, представленный для дневных часов.

$$\frac{1 - \int_0^z c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} dz}{P(0)} = 0,1, \quad \frac{2 - \int_0^z c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} dz}{P(0)} = 0,05.$$

По оценке М. И. Будыко [1] высота слоя воздуха, в котором с ошибкой в 10% турбулентный поток тепла может приниматься постоянным, составляет днем 10—100 м, ночью 1—10 м.

Полученные нами результаты справедливы, если влияние лучистого теплообмена невелико. При существенном влиянии лучистого переноса тепла высота слоя, в котором с точностью до 90% турбулентный поток тепла может считаться

суточный ход высоты слоя воздуха, в котором изменение турбулентного потока тепла с высотой составляет 10%.

Как видно из графика, высота квазистационарного подслоя колеблется в течение дня в значительных пределах: от 5—10 м в утренние и вечерние часы до 200—300 м в 14—15 час. Для ночных часов оценку высоты квазистационарного подслоя мы не даем, ввиду того, что турбулентный поток в ночное время определяется недостаточно точно.

Среднее дневное значение высоты квазистационарного подслоя (с 6 час. 30 мин. до 18 час. 30 мин.) по нашим данным составляет 60—110 м.

янным, будет значительно меньше, причем и суточный ход этой высоты будет
е выражен.

Поэтому было бы желательным широкое привлечение детального эксперимен-
ного материала для оценки влияния лучистого переноса тепла.

ЛИТЕРАТУРА

- Будыко М. И. Испарение в естественных условиях. Гидрометеиздат, Л, 1948.
- Лайхтман Д. Л. и Чудновский А. Ф. Физика приземного слоя воздуха. Гостех-
издат. Л.—М., 1948.
- Айзенштат В. А., Кириллова Т. В., Лайхтман Д. Л., Огнева Т. А., Тимо-
феев М. П., Цейтин Г. Х. Изменение теплового баланса деятельной поверхности
при орошении. Труды ГГО, вып. 39 (101), 1953.
- Иуринова М. П. Определение коэффициента турбулентности над оазисом (Пахта-
Арал) и полупустыней (Голодная Степь) по аэрологическим наблюдениям. Труды ГГО,
вып. 39 (101), 1953.
- Берлянд М. Е. Изменения температуры в приземном слое атмосферы и предсказание
заморозков, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1953.
- Берлянд М. Е. Суточный ход температуры, турбулентного обмена и радиационного
баланса. Труды ГГО, вып. 48 (110), 1954.
- Берлянд О. С. Уточненная теория суточного хода температуры воздуха с учетом из-
менения коэффициента турбулентной теплопроводности в течение суток. Изв. АН
СССР, сер. геогр. и геофиз., № 1, 1950.
- Дородницын А. А. К теории суточного хода температуры в слое перемешивания.
ДАН СССР, т. XXX, № 5, 1941.
- Лайхтман Д. Л. Радиационное выхолаживание приземного слоя воздуха. Изв. АН
СССР, сер. геогр. и геофиз., № 2, 1945.
- Лайхтман Д. Л. Предвычисление суточных колебаний температуры в приземном слое
атмосферы. Труды ГГО, вып. 22 (84), 1950.
- Лютерштейн И. Г. и Чудновский А. Ф. Формула для расчета суточного хода
температуры воздуха по тепловому балансу почвы. Труды НИУ, сер. I, вып. 28, 1946.
- Шехтер Ф. Н., Цейтин Г. Х. К вопросу о предвычислении температуры в ясные
дни. Труды ГГО, вып. 27 (89), 1951.
- Швец М. Е. Суточный ход температуры воздуха и лучистый теплообмен. Изв. АН
СССР, сер. геогр. и геофиз., № 4, 1943.
- Юдин М. И. Суточный ход температуры воздуха и конвективный теплообмен. Изв. АН
СССР, сер. геогр. и геофиз., № 4, 1948.

УТОЧНЕННЫЙ МЕТОД ПРЕДВЫЧИСЛЕНИЯ НОЧНОГО ПОНИЖЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

Предвычисление ночного понижения температуры является одним из актуальнейших вопросов метеорологии. Наиболее значительный вклад в разрешение данной задачи принадлежит советским ученым (А. А. Дородницыну, М. Е. Швецу, И. Г. Лютерштейну, А. Ф. Чудновскому, М. Е. Берлянду, Д. Л. Лайхтману). Разработанная М. Е. Швецом теория [1] — первая в мировой литературе теория, позволяющая определить суточный ход температуры только на основании астрономических данных. Недостатками ее являются сложность вычисления и предположение о периодичности температуры. Последняя гипотеза положена в основу также у И. Г. Лютерштейна и А. Ф. Чудновского [2]. Кроме того, они предполагают постоянство эффективного излучения в течение ночи. Из положения о постоянстве эффективного излучения исходит также М. Е. Берлянд [3]. В последние годы это предположение оспаривается рядом авторов. Например, в работе [4] показано, что эффективное излучение в ясную ночь может понизиться на 15—30%.

В 1950—1951 гг. в отделе Физики приземного слоя был разработан метод предвычисления ночного понижения температуры, свободный от упомянутых выше недостатков и простой в использовании [5, 6]. Оказалось, однако, что полученные формулы сильно реагируют на изменение значений термических параметров почвы. Так как определение этих параметров на оперативной работе с большой точностью весьма трудно, то нам пришлось искать других путей решения поставленной задачи. Следует отметить, что ни в одной из упомянутых выше работ не исследовалось влияние начального распределения температуры в воздухе на понижение температуры приземного слоя.

В настоящей работе мы решаем задачу о ночном понижении температуры при самых общих начальных условиях и в предположении, что в течение ночной части суток противоизлучение меняется мало.

Для отыскания изменения температуры со временем надо решить уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \quad -\infty < z \leq 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^{\frac{1-2p}{1-p}} \frac{\partial T}{\partial z} \quad 0 \leq z < +\infty. \quad (2)$$

при следующих краевых условиях:

$$z = 0,$$

$$\theta = T,$$

$$-c_p \rho k_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^{\frac{1-2p}{1-p}} \frac{\partial T}{\partial z} + c_1 \rho_1 a^2 \frac{\partial \theta}{\partial z} = A - \sigma \theta^4 + I - L,$$

$$z = \pm \infty$$

$$\theta \text{ и } T \text{ ограничены,}$$

$$t = 0$$

$$\theta = \theta_0(z), \quad T = T_0(z).$$

ь приняты следующие обозначения:

z — вертикальная координата, направленная вверх, t — время, $\theta(z, t)$ и $\vartheta(z, t)$ — температура почвы и воздуха соответственно, A — противоизлучение сферы, I — приток солнечной радиации, L — расход тепла на испарение, постоянная Стефана Больцмана, $a^2(k_1)$ — коэффициент температуропроводности почвы (воздуха на высоте 1 м), $c_1 \rho_1 (c_p \rho)$ — объемная теплоемкость почвы (воздуха).

Для возможности линеаризации задачи будем искать не температуру, а ее отклонение от начальной на поверхности почвы.

Для отклонений $\vartheta(z, t) = \theta_0(0) - \theta(z, t)$ и $\tau(z, t) = \theta_0(0) - T(z, t)$ остаются те уравнения (1), (2), а краевые условия примут следующий вид:

$$z = 0 \quad \vartheta = \tau, \quad (3)$$

$$-c_p \rho k_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^{\frac{1-2p}{1-p}} \frac{\partial \tau}{\partial z} + c_1 \rho_1 a^2 \frac{\partial \vartheta}{\partial z} + \mu \vartheta_0 = \psi(t), \quad (4)$$

$$\mu = 4\sigma \theta_0^3(0),$$

$$\psi(t) = \sigma \theta_0^4(0) - (A + I - L); \quad (5)$$

$$z = 0 \quad \vartheta = \theta_0(0) - \theta_0(z) = f_1(z), \quad (6)$$

$$\tau = \theta_0(0) - T_0(z) = f(z). \quad (7)$$

Обозначим

$$c_1 \rho_1 a^2 \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \Big|_{z=0} = F(t), \quad (8)$$

$$-c_p \rho k_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^{\frac{1-2p}{1-p}} \frac{\partial \tau}{\partial z} \Big|_{z=+0} = \varphi(t) \quad (9)$$

предположим, что функции $F(t)$ и $\varphi(t)$, т. е. потоки тепла от поверхности почвы и в воздух, известны.

Решения уравнений (1) и (2) при условиях (6)–(9) имеют такой вид:

$$\begin{aligned} \vartheta(z, t) = & \frac{1}{2a\sqrt{\pi t}} \int_{-\infty}^0 f_1(u) \left[e^{-\left(\frac{u-z}{2a\sqrt{t}}\right)^2} + e^{-\left(\frac{u+z}{2a\sqrt{t}}\right)^2} \right] du + \\ & + \frac{1}{c_1 \rho_1 a \sqrt{\pi}} \int_0^t F(v) e^{-\left(\frac{z}{2a\sqrt{t-v}}\right)^2} \frac{dv}{\sqrt{t-v}}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \tau(z, t) = & \frac{\eta^p}{2\beta^2 t} \int_0^\infty \zeta^{1-p} e^{-\frac{\eta^2 + \zeta^2}{4\beta^2 t}} I_{-p}\left(\frac{\eta \zeta}{2\beta^2 t}\right) f(\zeta) d\zeta + \\ & + \frac{(\beta^2)^{2p-1}}{c_p \rho \sqrt{k_1} \Gamma(1-p)} \int_0^t \varphi(v) e^{-\frac{\eta^2}{4\beta^2(t-v)}} \frac{dv}{(t-v)^{1-p}}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $I_{-p}(x)$ — функция Бесселя,

$$\eta = \left(\frac{z}{z_1} \right)^{\frac{2}{2(1-p)}}, \quad \beta = \frac{\sqrt{k_1}}{2(1-p)z_1}.$$

Для определения неизвестных в действительности функций $F(v)$ и $\varphi(v)$ используем условие равенства температур и уравнение теплового баланса на поверхности почвы.

Подставляя (10) и (11) в (3) и (4), получим систему интегральных уравнений Вольтера

$$\begin{aligned} E(t) - G(t) &= \int_0^t \left[\frac{D_2 \varphi(\nu)}{\sqrt[p]{p}(t-\nu)^{1-p}} - \frac{D_1 F(\nu)}{\sqrt[p]{\pi}(t-\nu)} \right] d\nu, \\ \varphi(t) + F(t) + \mu \left[E(t) + \frac{D_1}{\sqrt[p]{\pi}} \int_0^t F(\nu) \frac{d\nu}{\sqrt[p]{t-\nu}} \right] &= \psi(t), \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$E(t) = \frac{1}{a\sqrt[p]{\pi t}} \int_{-\infty}^0 f_1(u) e^{-\left(\frac{u}{2a\sqrt[p]{t}}\right)^2} du, \quad (1)$$

$$G(t) = \frac{2(4\beta^2)^{p-1}}{t^{1-p}\Gamma(1-p)} \int_0^\infty \zeta^{1-2p} e^{-\left(\frac{\zeta}{2\beta\sqrt[p]{t}}\right)^2} f(\zeta) d\zeta, \quad (14)$$

$$D_1 = \frac{1}{c_1 \rho_1 a}, \quad D_2 = \frac{(2\beta)^{2p-1} \Gamma(p)}{c_p \rho \sqrt[p]{k_1} \Gamma(1-p)}.$$

Следует отметить, что система (12) (без учета начального распределения температуры) была получена впервые М. Е. Швецом [7], но не решена из-за сложности.

Для получения искомого распределения температуры надо найти F и φ из (12) и подставить их в (10) и (11). Так как нас интересует лишь температура воздуха и поверхности почвы, то можем ограничиться выражением (11).

Применим к (11)–(12) преобразование Лапласа и будем обозначать изображение от функции чертой сверху, т. е. $\bar{\Phi}(s) = \int_0^\infty e^{-st} \Phi(t) dt$. Получим

$$\bar{\tau}(\eta, s) = \bar{G}_1(\eta, s) + \frac{2D_2}{s^{\frac{p}{2}} \Gamma(p)} \left(\frac{\eta}{2\beta} \right)^p K_p \left(\frac{\eta \sqrt[p]{s}}{\beta} \right) \bar{\varphi}(s), \quad (11a)$$

где $K_p(x)$ — функция Бесселя, $\bar{G}_1(\eta, s)$ — изображение первого члена формулы (11);

$$\begin{aligned} \bar{E}(s) - \bar{G}(s) &= \frac{D_2}{s^p} \bar{\varphi}(s) - \frac{D_1}{\sqrt[p]{s}} \bar{F}(s), \\ \bar{\varphi}(s) + \bar{F}(s) + \mu \left[\bar{E}(s) + \frac{D_1}{\sqrt[p]{s}} \bar{F}(s) \right] &= \bar{\psi}(s). \end{aligned} \quad (12a)$$

Найдя из (12a) $\bar{\varphi}(s)$ и подставляя его в (11a), придем к следующему выражению:

$$\begin{aligned} \bar{\tau}(\eta, s) &= \bar{G}_1(\eta, s) - \frac{2 \left(\frac{\eta \sqrt[p]{s}}{2\beta} \right)^p \left(1 + \mu \frac{D_1}{\sqrt[p]{s}} \right)}{\Gamma(p) \Delta(s)} K_p \left(\frac{\eta \sqrt[p]{s}}{\beta} \right) \bar{G}(s) + \\ &+ \frac{2 \left(\frac{\eta \sqrt[p]{s}}{2\beta} \right)^p}{\Gamma(p) \Delta(s)} \left[\bar{E}(s) + \frac{D_1}{\sqrt[p]{s}} \bar{\psi}(s) \right] K_p \left(\frac{\eta \sqrt[p]{s}}{\beta} \right), \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$\Delta(s) = 1 + \mu \frac{D_1}{\sqrt[p]{s}} + \frac{D_1}{D_2 s^{\frac{1}{2}-p}}.$$

Здесь первые два члена выражают влияние начального распределения температуры в воздухе, а квадратная скобка — влияние начального распределения в почве радиационного баланса.

Для поверхности почвы, полагая в (15) $\eta = 0$, получим

$$\bar{\tau}(0, s) = \frac{D_1 \bar{G}(s)}{D_2 s^{\frac{1}{2}-p} \Delta(s)} + \left[\frac{E(s) + \frac{D_1}{V s} \bar{\psi}(s)}{\Delta(s)} \right]. \quad (16)$$

Для ночи $I = 0$; противозлучение, если нет адвекции, практически постоянно; арением также можно пренебречь, и тогда $\psi(t) = \sigma \theta_0^4(0) - A = \mathcal{E}$. При этом ови член $\frac{D_1}{V s} \bar{\psi}(s)$ в квадратных скобках (15) и (16) превратится в $\frac{D_1 \mathcal{E}}{s^{\frac{3}{2}}}$.

Займемся получением оригиналов от формул (15) и (16). Прежде всего рассмотрим второй член в (16). Входящий в него множитель $\frac{1}{\Delta(s)}$ можно представить в виде двойного ряда

$$\frac{1}{\Delta(s)} = \sum_{\substack{j=0 \\ r=0}}^{\infty} \frac{(-1)^j m^j j! n^r}{r! \Gamma(j-r+1) s^{\frac{j}{2} + p(r-j)}}, \quad (17)$$

е для удобства обозначено $m = \frac{D_1}{D_2}$, $n = \mu D_2$. Используя (17), можно для $\frac{1}{s^{\frac{3}{2}} \Delta(s)}$ получить следующий оригинал:

$$\frac{1}{s^{\frac{3}{2}} \Delta(s)} \div \sum_{\substack{j=0 \\ r=0}}^{\infty} \frac{(-1)^j \left(m t^{\frac{1}{2}-p} \right)^j (n t^p)^r j! \sqrt{t}}{r! \Gamma(j-r+1) \Gamma\left[\frac{3}{2} + \frac{j}{2} + p(r-j)\right]}.$$

Знак $\div$ означает соответствие между изображением и оригиналом). Условие алости параметра p позволяет приближенно просуммировать последний ряд и олучить соотношение

$$\frac{D_1 \mathcal{E}}{s^{\frac{3}{2}} \Delta(s)} \div \mathcal{E} D_1 \frac{\sqrt{t}}{\delta} \{1 - e^{\delta^2} [1 - \Phi(\delta)]\}, \quad (18)$$

де $\Phi(\delta)$ функция Крампа,

$$\delta = m t^{\frac{1}{2}-p} (1 + n t^p).$$

Принимая во внимание (13), получим, что

$$\bar{E}(s) = \frac{1}{a \sqrt{s}} \int_0^{\infty} f_1(-u) e^{-\frac{u \sqrt{s}}{a}} du$$

и

$$\frac{\bar{E}(s)}{\Delta(s)} = \int_{u=0}^{\infty} f_1(-u) d\bar{R}(s, u),$$

где

$$\bar{R}(s, u) = \frac{1}{s \Delta(s)} \left(1 - e^{-\frac{u}{a} \sqrt{s}} \right).$$

Разлагая в ряд числитель $\bar{R}(s, u)$ и используя (17), найдем приближенный оригинал

$$R(t, u) \approx W(\delta) Y(\delta, u),$$

где

$$W(\delta) = e^{\delta^2} [1 - \Phi(\delta)], \quad Y(\delta, u) = 1 - \frac{W(\delta + x)}{W(\delta)} e^{-x^2}, \quad x = \frac{u}{2a\sqrt{t}}.$$

Используя найденные соотношения, получим

$$\frac{\bar{E}(s)}{\Delta(s)} \approx W(\delta) \int_{u=0}^{\infty} f_1(-u) dY(\delta, u). \quad (1)$$

Если в начальный момент в воздухе имеет место изотермия, то первый член в (16) и первые два члена в (15) равны нулю. В этом случае для отклонения температуры поверхности почвы от ее начального значения получим следующую формулу:

$$\tau_{\text{из}}(0, t) \approx W(\delta) \int_{u=0}^{\infty} f_1(-u) dY(\delta, u) + \partial D_1 \frac{\sqrt{t}}{\delta} [1 - W(\delta)]. \quad (2)$$

Изотермический член в (15) отличается от соответствующего члена в (16) множителем $\frac{2}{\Gamma(p)} \left(\frac{\eta \sqrt{s}}{2\beta}\right)^p K_p\left(\frac{\eta \sqrt{s}}{\beta}\right)$. Разлагая функцию Бесселя в ряд, получим при тех же предположениях, что и выше,

$$\tau_{\text{из}}(z, t) = \tau_{\text{из}}(0, t) \cdot C(z, t), \quad (21)$$

где

$$C(z, t) = \frac{2}{\Gamma(p)} \left(\frac{\eta}{2\beta \sqrt{t}}\right)^p K_p\left(\frac{\eta}{\beta \sqrt{t}}\right). \quad (22)$$

Для первого члена в (16), отображающего влияние температурной стратификации воздуха в начальный момент можно по тем же соображениям получить следующее приближенное соотношение:

$$\frac{D_1 \bar{G}(s)}{D_2 s^{\frac{1}{2}-p} \Delta(s)} \approx \frac{D_1 t^{\frac{1}{2}-p}}{D_2 \delta} [1 - W(\delta)] G(t), \quad (23)$$

где $G(t)$ дается формулой (14).

После несложных преобразований влияние начальных условий можно представить таким членом:

$$\tau^*(0, t) = M \int_0^1 f(\zeta) dP, \quad (24)$$

где $P\left[\frac{\zeta^2}{2\beta^2 t}, 2(1-p)\right]$ — неполная гамма-функция в обозначениях Слущкого [8],

$$M = \frac{D_1 t^{\frac{1}{2}-p}}{D_2 \delta} [1 - W(\delta)].$$

Оценим влияние отклонения начального распределения температуры в воздухе от изотермии на ночное понижение температуры поверхности почвы, т. е. величину $\tau^*(0, t)$. Максимальное значение M имеет место при сухой почве и для $t = 10$ час. меняется от 0,045 до 0,24 при увеличении k_1 от 10^{-3} до 10^{-2} м²/сек. Интеграл, входящий в (24), легко вычислить при наличии аэрологического зондирования. Назовем слоем влияния высоту, до которой надо знать распределение

ературы, чтобы вычислить интеграл с точностью до 10%. Из рис. 1 видно, толщина слоя влияния существенно зависит от величины коэффициента турбулентной теплопроводности. Например, для $t = 10$ час. при $k_1 = 10^{-3}$ м²/сек.

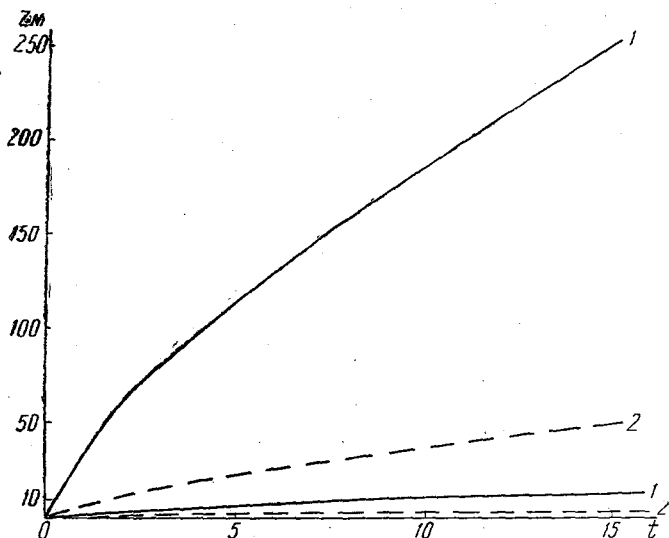


Рис. 1. Слой влияния воздуха.
1 — $k_1 = 10^{-2}$ м²/сек., 2 — $k_1 = 10^{-3}$ м²/сек.

ю знать температуру в слое 2—40 м, а для $k_1 = 10^{-2}$ м²/сек. — в слое 10—) м. Проведенные расчеты показали, что учет члена $\tau^*(0, t)$ имеет практическое значение лишь в исключительных случаях. Например, при инверсии глубиной в стометровом слое $\tau^*(0, t) = 2^\circ$ при $k_1 = 10^{-2}$ и $\tau^* = 0,2$ при $k_1 = 10^{-3}$.

Аналогичным образом можно оценить влияние начального распределения на температуру воздуха. Нет оснований полагать, что это влияние будет большим, чем на поверхности почвы. Таким образом, если нас интересует ночное радиационное выхолаживание приземного слоя, то вполне можно принять $\Delta T(z, t) = \tau_{из}(z, t)$.

Первый член в (20) выражает влияние начального распределения температуры почвы. На рис. 2 дан слой влияния для почвы с коэффициентом теплопроводности $a^2 = 0,003$ см²/сек. Так как температура почвы в слое 30—50 см замеряется, то интеграл может быть вычислен или графически, или по одной из формул механических квадратур. Расчеты показали, что если воспользоваться формулой Чебышева, то достаточно знать температуру на двух глубинах.

Для удобства вычислений формулу (20) запишем в таком виде:

$$\Delta \theta = A\Theta - WB, \quad (25)$$

где A и W находятся из табл. 1 в зависимости от срока прогноза, состояния почвы и значения параметра δ . Величина δ определяется графически (рис. 3) скорости ветра и температуре поверхности почвы.

$$B = \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} - \theta_0(0),$$

θ_1 и θ_2 — температуры почвы в начальный момент на глубинах z_1 и z_2 . Эти глубины зависят от времени и даны в табл. 1. Эффективное излучение (Θ) мо-

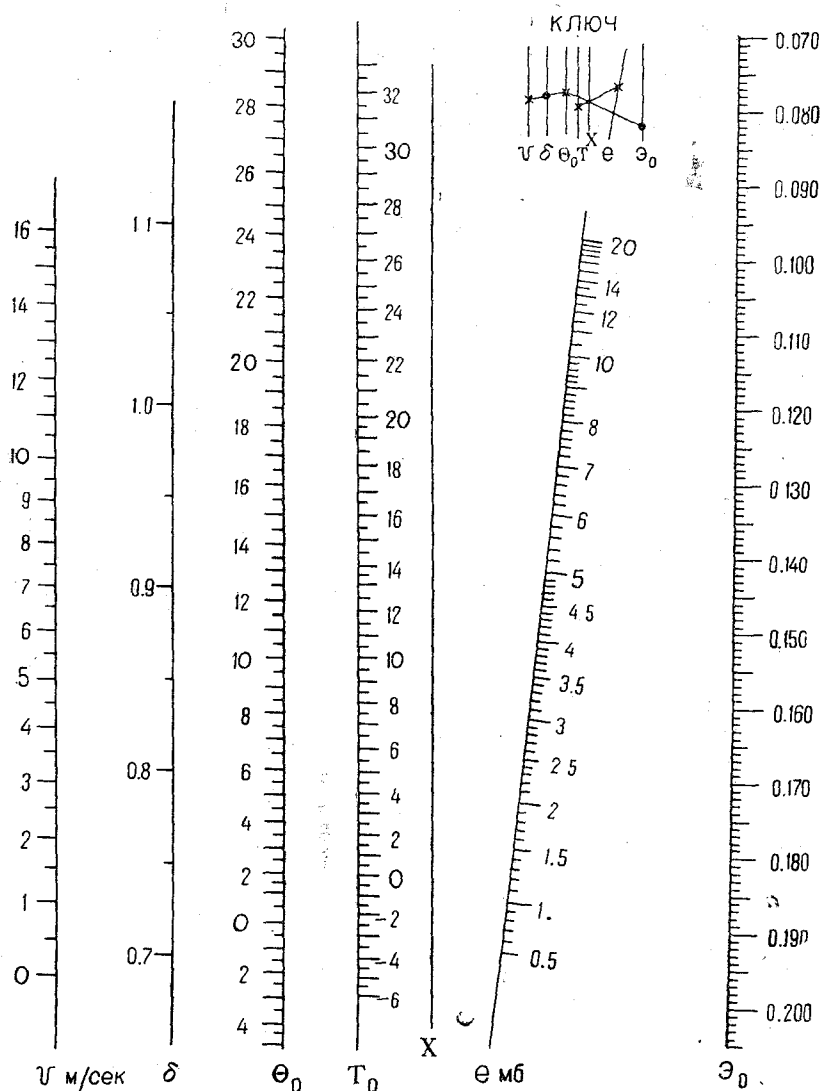


Рис. 3. График измерения эффективного излучения.

измерить, вычислить по радиационной номограмме или определить с помощью график (рис. 3). Этот график построен на основании формулы

$$\Theta_0 = \sigma \theta_0^4 - \sigma T_0^4 (0,82 - 0,25 \cdot 10^{-0,095e}),$$

где T_0 и e — температура и влажность (в миллибарах) воздуха.

При наличии облачности надо ввести поправку и тогда

$$\Theta = \Theta_0 (1 - m), \text{ где } m = (c_n n_n + c_c n_c + c_v n_v) n.$$

Значения глубин z_1 (верхняя строка) и z_2 (нижняя строка) и коэффициентов A (верхняя строка) и W (нижняя строка);

Срок прогноза (час.)	Глубина z_1 и z_2	Состояние почвы																			
		сухая						слабо увлажненная						хорошо увлажненная						избыточно увлажненная	
		значения δ																			
		0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	0,7	0,9	1,1		
4	3,5	85	78	73	68	64	67	64	60	57	55	53	50	48	46	44	40	37	34		
5	15	0,42	0,38	0,34	0,33	0,30	0,33	0,49	0,46	0,43	0,40	0,63	0,60	0,57	0,54	0,52	0,72	0,67	0,62		
	3,5	91	82	77	72	68	71	68	63	60	57	56	54	52	49	47	43	40	38		
6	15	0,36	0,34	0,31	0,28	0,26	0,30	0,46	0,43	0,40	0,38	0,60	0,57	0,54	0,51	0,48	0,70	0,64	0,59		
	5	93	85	79	74	69	76	71	67	63	60	60	57	54	52	50	46	42	39		
7	15	0,35	0,32	0,29	0,26	0,24	0,47	0,44	0,40	0,37	0,35	0,58	0,54	0,52	0,48	0,46	0,68	0,62	0,57		
	5	96	88	81	75	70	78	71	69	64	61	63	60	56	54	51	47	44	42		
8	15	0,33	0,30	0,27	0,25	0,23	0,45	0,43	0,38	0,36	0,33	0,56	0,52	0,50	0,46	0,44	0,67	0,60	0,55		
	5	98	90	83	76	72	81	76	71	66	62	64	61	59	56	53	50	46	44		
9	20	0,32	0,28	0,26	0,24	0,22	0,43	0,40	0,36	0,34	0,32	0,55	0,51	0,47	0,44	0,42	0,65	0,59	0,52		
	5	100	91	84	77	72	84	78	73	68	64	68	64	61	57	55	51	48	44		
10	20	0,30	0,27	0,24	0,22	0,20	0,41	0,38	0,34	0,32	0,30	0,52	0,49	0,46	0,43	0,40	0,64	0,57	0,52		
	7,5	101	93	85	78	73	86	80	74	70	66	70	66	62	59	56	54	50	45		
12	35	0,29	0,25	0,24	0,22	0,20	0,40	0,36	0,33	0,30	0,28	0,51	0,48	0,44	0,41	0,38	0,62	0,55	0,50		
	7,5	104	95	87	80	74	89	83	77	72	68	74	69	64	61	58	57	52	48		
14	25	0,27	0,24	0,22	0,20	0,19	0,38	0,34	0,31	0,28	0,26	0,48	0,45	0,42	0,39	0,36	0,60	0,53	0,48		
	7,5	107	97	88	82	76	92	85	78	73	68	76	71	67	64	60	50	54	50		
16	25	0,25	0,22	0,20	0,18	0,17	0,36	0,32	0,30	0,27	0,25	0,46	0,43	0,40	0,36	0,34	0,58	0,51	0,46		
	7,5	108	99	90	83	77	95	88	81	74	70	79	72	70	65	62	63	57	52		
	25	0,24	0,21	0,19	0,18	0,16	0,34	0,30	0,28	0,26	0,24	0,45	0,42	0,38	0,35	0,32	0,56	0,49	0,44		

Здесь n_n , n_c , n_v — нижняя, средняя и верхняя облачность в долях един ($n = n_n + n_c + n_v$); c_n , c_c , c_v — соответствующие коэффициенты: $c_n = 0$, $c_c = 0,65$; $c_v = 0,25$.

Понижение температуры воздуха вычисляется по формуле

$$\Delta T = \Delta \theta \cdot C(z, v, t), \quad \text{если } T_0 < \theta_0, \quad (1)$$

$$\Delta T = \Delta \theta \cdot C(z, v, t) + (T_0 - \theta_0), \quad \text{если } T_0 > \theta_0 \quad (2)$$

(v — скорость ветра на высоте флюгера).

Значение коэффициента $C(z, v, t)$ приведено в табл. 2 для $z = 1,5$ м в табл. 3 для $z = 2$ м. Минимальные температуры

$$\theta_{\min} = \theta_0 - \Delta \theta \quad \text{и} \quad T_{\min} = T_0 - \Delta T. \quad (3)$$

Принятым в табл. 1 градациям состояния почвы (9) соответствуют следующие значения комбинации параметров:

Состояние почвы	$C_1 p_1 a$
Сухая	0,013
Слабо увлажненная	0,020
Хорошо увлажненная	0,030
Избыточно увлажненная	0,045

Проверка полученных формул показала, что средняя ошибка в предвычислении ночного понижения температуры наблюдается порядка 1° , если начальный момент выбирать около захода солнца и позже, и $1,5^\circ$, если начальный момент — за 1-2 часа до захода.

Таблица

Значения $C(v, t)$ для $z = 1,5$ м

v м/сек	Срок прогноза (в часах)			
	4—5	6—8	9—12	13—16
0	0,55	0,60	0,65	0,68
1	0,63	0,67	0,71	0,73
2—3	0,68	0,72	0,75	0,77
4—7	0,73	0,77	0,79	0,81

Таблица 3

Значения $C(v, t)$ для $z = 2$ м

v м/сек	Срок прогноза (в часах)			
	4—5	6—8	9—12	13—16
0	0,48	0,54	0,60	0,63
1	0,57	0,62	0,67	0,70
2—3	0,64	0,68	0,72	0,75
4—7	0,70	0,74	0,77	0,79

При расчетах по формулам (26), (27) рекомендуется использовать ожидаемые ночью облачность и скорость ветра.

Пример. В начальный момент температура воздуха в метеобудке $T_0 = 5^\circ,3$, влажность $e = 6,6$ мб, скорость ветра по флюгеру $v = 1$ м/сек, Распределение температуры в почве следующее:

z см . . .	0	5	10	15	20	40
θ	0,7	4,4	5,8	6,7	6,8	7,0

Срок прогноза 12 час. Облачность ночью 8/4 C_n , A_c . По графику (рис. 3) находим $\delta = 0,7$ и $\Theta_0 = 0,088$. Поправка на облачность $1 - m = 0,54$, следовательно, $\Theta = 0,047$. Из табл. 1 находим $z_1 = 7,5$ см, $z_2 = 25$ см; $A = 104$, $W = 0,27$. Вычисляем $E = 5,3$ и окончательно $\Delta \theta = 3,5$. Из табл. 3 $C = 0,61$ и $\Delta T = 2,1 + 4,6 = 6,7$. Минимальные температуры. $\theta = -2,5$, $T = -1,4$

ЛИТЕРАТУРА

- вещ М. Е. Суточный ход температуры и лучистый теплообмен. Изв. АН. СССР, сер. геогр. и геофиз., № 4, 1943.
- дновский А. Ф. Заморозки. Гидрометеиздат, 1949.
- рлянд М. Е. Изменение температуры в приземном слое атмосферы и предсказание заморозков. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1953.
- еп Р. Med. en Verh. ser. B, № 9, De Bilt, 1947.
- йхтман Д. Л. Предвычисление суточных колебаний температуры в приземном слое атмосферы. Труды ГГО, вып. 22 (84), 1950.
- ехтер Ф. Н., Цейтин Г. Х. К вопросу о предвычислении температуры в ясные ночи. Труды ГГО, вып. 27 (89), 1951.
- вещ М. Е. К вопросу о нестационарном распределении температуры воздуха вблизи излучающей поверхности. ДАН СССР, т. XL, № 4, 1943.
- уцкий С. С. Таблицы неполной гамма-функции. Изд. АН СССР, 1950.
- ководство по наблюдениям на агрометстанциях, Гидрометеиздат, 1951.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СУММАРНОГО ИСПАРЕНИЯ И ТЕПЛООТДАЧИ С НЕБОЛЬШИХ ВОДОЕМОВ

1. Одной из важных гидрометеорологических проблем является проблема испарения и теплового режима небольших водоемов. Необходимо отметить, что основные закономерности испарения в естественных условиях исследовались в работах советских и зарубежных ученых. Так, этому вопросу посвящена обширная монография М. И. Будыко. В интересном исследовании М. П. Тимофеева рассмотрен вопрос о краевых условиях на поверхности воды. В этой же работе решается задача о распределении удельной влажности с высотой и выведена формула для скорости испарения. Элементарные физические соображения указывают, что в случае водоема сравнительно небольших размеров скорость испарения

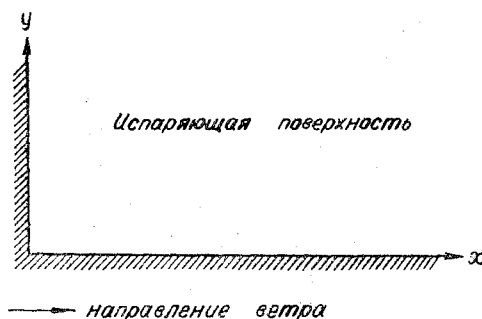


Рис. 1. Испарение в движущийся сухой воздух.

определяется следующими факторами: а) скоростью переноса воздушных масс водоемом, б) скоростью вертикального турбулентного обмена, в) скоростью турбулентного обмена в направлении движения и г) скоростью турбулентного обмена в перпендикулярном к движению направлении. Значение некоторых из упомянутых факторов выяснено в ряде работ. В частности, в работе М. П. Тимофеева изучен эффект продольного обмена. Влияние первых двух факторов может быть оценено из работы автора [5], к которой мы еще возвратимся. Можно, однако,

элементарными методами теории подобия проанализировать наиболее общий случай. Из этого анализа удастся выяснить относительную роль каждого из указанных факторов. После чего окажется возможным более основательно подойти к решению поставленной задачи.

Рассмотрим задачу об установившемся испарении в движущийся сухой воздух с некоторого водоема, имеющего форму прямого угла (рис. 1). В этом случае все четыре вышеупомянутых фактора существенны. Математически задача сводится к решению следующего дифференциального уравнения:

$$u(z) \frac{\partial q}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left[k_z(z) \frac{\partial q}{\partial z} \right] + k_y(z) \frac{\partial^2 q}{\partial y^2} + k_x(z) \frac{\partial^2 q}{\partial x^2}$$

при краевых условиях

$$q(x, y, z) \Big|_{\substack{x=0 \\ z>0}} = 0,$$

$$q|_{\substack{z=0 \\ x>0 \\ y>0}} = q_0, \quad (3)$$

$$k_z \frac{\partial q}{\partial z} \Big|_{\substack{z=0 \\ x<0 \\ y<0}} = 0. \quad (4)$$

оме этих условий q должно быть конечным на бесконечности.

ми приняты следующие обозначения: q — плотность водяного пара в г/м³ (потная влажность), $u(z)$, k_z , k_x , k_y — скорость ветра и коэффициенты турбулентной диффузии, q_0 — плотность насыщающего водяного пара при температуре хности воды. Примем, как это обычно делается, что

$$= u_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^n; \quad k_z(z) = k_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^{1-m}; \quad k_y(z) = k_2 \left(\frac{z}{z_1} \right)^n; \quad k_x(z) = k_3 \left(\frac{z}{z_1} \right)^n \quad (5)$$

дем следующие безразмерные величины:

$$z_* = \frac{z}{z_1} \left(\frac{u_1^2}{k_1} \frac{z_1^2}{k_3} \right)^{\frac{1}{n+m+1}}, \quad (6)$$

$$y_* = \frac{u_1}{\sqrt{k_2 k_3}} y, \quad (7)$$

$$x_* = \frac{u_1}{k_3} x, \quad (8)$$

$$q_* = \frac{q}{q_0}. \quad (9)$$

а подлежащее решению уравнение и краевые условия можно записать

$$\frac{\partial q_*}{\partial x_*} = z_*^{-n} \frac{\partial}{\partial z_*} \left(z_*^{1-m} \frac{\partial q_*}{\partial z_*} \right) + \frac{\partial^2 q_*}{\partial y_*^2} + \frac{\partial^2 q_*}{\partial x_*^2}, \quad (10)$$

$$q_*|_{\substack{z_*=0 \\ x_*=0 \\ z_*>0}} = 0, \quad (11)$$

$$q_*|_{\substack{z_*=0 \\ x_*>0 \\ y_*>0}} = 1, \quad (12)$$

$$z_*^{1-m} \frac{\partial q_*}{\partial z_*} \Big|_{\substack{z_*=0 \\ x_*>0 \\ y_*>0}} = 0. \quad (13)$$

сюда следует, что q должно иметь вид

$$q = q_0 F \left[\frac{u_1 x}{k_3}, \frac{u_1 y}{\sqrt{k_2 k_3}}, \frac{z}{z_1} \left(\frac{u_1^2 z_1^2}{k_1 k_3} \right)^{\frac{1}{n+m+1}} \right], \quad (14)$$

скорость испарения

$$\begin{aligned} E(x, y) &= -k_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^{1-m} \frac{\partial q}{\partial z} \Big|_{z=0} \\ &= -\frac{k_1 q_0}{z_1} \left(\frac{u_1^2 z_1^2}{k_1 k_3} \right)^{\frac{1}{n+m+1}} \left(\frac{z}{z_1} \right)^{1-m} \frac{\partial F \left(\frac{u_1 x}{k_3}, \frac{u_1 y}{\sqrt{k_2 k_3}}, \xi(z) \right)}{\partial \xi} \Big|_{z=0}. \end{aligned} \quad (15)$$

Поскольку $E(x, y)$ не равно ни нулю, ни бесконечности, то согласно для достаточно малых z

$$\frac{\partial F}{\partial z} = - \left[\frac{z}{z_1} \left(\frac{u_1^2 z_1^2}{k_1 k_3} \right)^{\frac{1}{m+n+1}} \right]^{m-1} f \left(\frac{u_1 x}{k_3}, \frac{u_1 y}{\sqrt{k_2 k_3}} \right)$$

и, значит,

$$E(x, y) = \frac{k_1 q_0}{z_1} \left(\frac{u_1^2 z_1^2}{k_1 k_3} \right)^{\frac{m}{m+n+1}} f \left(\frac{u_1 x}{k_3}, \frac{u_1 y}{\sqrt{k_2 k_3}} \right).$$

Очевидно для широких водоемов $\frac{\partial E}{\partial y} = 0$ и, значит,

$$E(x, \infty) = \frac{k_1 q_0}{z_1} \left(\frac{u_1^2 z_1^2}{k_1 k_3} \right)^{\frac{m}{m+n+1}} f_1 \left(\frac{u_1 x}{k_3} \right).$$

Из этой формулы легко получить скорость испарения на близких расстояниях от наветренного края и далеких расстояниях от него. В первом случае $E(x, \infty)$ не зависит от скорости переноса, во втором — от продольной диффузии, т. е.

$$E(0, \infty) \sim \frac{k_1 q_0}{z_1} \left(\frac{k_3 z_1^2}{k_1 x^2} \right)^{\frac{m}{m+n+1}},$$

$$E(\infty, \infty) \sim \frac{k_1 q_0}{z_1} \left(\frac{u_1 z_1^2}{k_1 x} \right)^{\frac{m}{m+n+1}}.$$

Для средних условий $\frac{m}{m+n+1} \approx \frac{1}{8}$, поэтому вблизи от наветренного края скорость убывает обратно пропорционально расстоянию в степени $\frac{1}{4}$, на дальних расстояниях — в степени $\frac{1}{8}$. Как следует из формулы (17), близкими расстояниями можно считать те, для которых $x \ll \frac{k_3}{u_1}$, далекими — те, для которых $x \gg \frac{k_3}{u_1}$. Таким образом, продольная диффузия существенна для расстояний от края порядка нескольких метров ($\frac{k_3}{u_1} = 1$ м) и пренебрежимо мала на расстояниях порядка нескольких десятков метров.

Оценим теперь влияние боковой диффузии. На основании формулы (16) имеем

$$\frac{E(x, y)}{E(x, 0)} = \frac{f \left(\frac{u_1 x}{k_3}, \frac{u_1 y}{\sqrt{k_2 k_3}} \right)}{f \left(\frac{u_1 x}{k_3} \right)}. \quad (20)$$

Для того чтобы определить до каких расстояний от сухого края в направлении, перпендикулярном ветру, сказывается боковая диффузия, необходимо величину $\frac{E(x, y)}{E(x, 0)}$ предположить равной некоторой достаточно малой величине и найти соответствующее значение $y = \delta$. Из (20) следует, что

$$\delta = \frac{\sqrt{k_2 k_3}}{u_1} \varphi \left(\frac{u_1 x}{k_3} \right). \quad (21)$$

я малых и больших x соответственно равно

$$\delta \underset{x=0}{\sim} \sqrt{\frac{k_2}{k_3}} x, \quad (22)$$

$$\delta \underset{x=\infty}{\sim} \sqrt{\frac{k_2 x}{u_1}}. \quad (23)$$

Из полученных формул легко определить условия, при которых можно пренебречь боковым обменом. Очевидно, пренебрежение боковым обменом даст достаточно точное значение суммарного испарения в том случае, если вся площадь дна водоема значительно больше той части ее, на которой сказывается боковой обмен,

допустимо пренебрегать боковым обменом тогда, когда $\frac{y}{\delta} \gg 1$ или $y \gg \sqrt{\frac{k_2 x}{u_1}}$

водоемов, размеры которых не меньше нескольких десятков метров.

Опытные исследования испарения дают зависимость испарения от внешних параметров, в общем согласующуюся с теоретическими формулами. Так, например, Ли и Мартин получили следующую формулу:

$$E \sim y^{-0,2} x^{-0,3} \sqrt{u_1}.$$

Выяснив теперь условия, при которых можно пренебрегать продольным и боковым обменом, мы ограничим наше дальнейшее рассмотрение такими водоемами, для которых это пренебрежение законно. Повидимому, такие случаи представляют наибольший практический интерес.

2. В работе автора [5] рассмотрен вопрос об испарении и теплоотдаче с водоемов, удовлетворяющих указанным условиям. В этой работе для скорости испарения или турбулентного потока тепла с единицы поверхности получено следующее выражение:

$$E = \frac{\rho k_1 (1 + 2\varepsilon)^{\frac{1}{1+2\varepsilon}}}{z_1 \Gamma \frac{\varepsilon}{(1+2\varepsilon)}} \left\{ \frac{\tau_0(0)}{\xi^{\frac{\varepsilon}{1+2\varepsilon}}} + \int_0^\xi \frac{\tau_0^1(v) dv}{(\xi - v)^{\frac{\varepsilon}{1+2\varepsilon}}} - \right. \\ \left. - \frac{1}{2\xi^{\frac{1+\varepsilon}{1+2\varepsilon}}} \int_0^\infty u e^{-\frac{u^2}{4\xi}} \tau_1^0(u) du \right\}. \quad (24)$$

Здесь k_1 — коэффициент турбулентности на фиксированной высоте z_1 , $\varepsilon = 1 - m$ — безразмерный параметр, характеризующий степень вертикальной устойчивости атмосферы, ξ — расстояние от наветренного края водоема в безразмерных единицах, $\tau_0^1(v)$ и $\tau_1^0(u)$ — распределение удельной влажности q или теплосодержания T на поверхности воды и по высоте на наветренном краю.

Анализ формулы (24) показывает, что испарение или поток тепла зависят

а) от пути, пройденного воздухом от наветренного края, причем с увеличением пути скорость испарения или поток тепла убывают, как это было выведено из качественного анализа. Этот фактор выражен первым слагаемым в уравнении (24). Убывание испарения и потока тепла с удалением от края объясняется тем, что приходящие массы воздуха по мере удаления от наветренного края постепенно трансформируются и приближаются к состоянию равновесия с новой охлаждающей поверхностью;

б) от изменений условий на самой поверхности с удалением от наветренного края. Если удельная влажность или теплосодержание растут с удалением от края ($\frac{d\tau_0}{d\xi} > 0$), то будут расти испарение и теплоотдача, и наоборот, если удельная влажность и теплосодержание убывают с удалением от края ($\frac{d\tau_0}{d\xi} < 0$), то при прочих равных условиях испарение и теплоотдача будут уменьшаться. Второе слагаемое в формуле (24) и выражает этот эффект;

в) наконец, третье слагаемое в уравнении (24) выражает тот факт, что испарение и теплоотдача зависят от начальных свойств воздушных масс, от начальной влажности или начального теплосодержания. Чем ближе указанные значения к соответствующим величинам на поверхности воды, тем меньше испарение и тепло. Приведенное решение также, как и решение ряда других авторов, касающихся этого вопроса, обладает двумя существенными недостатками. Во-первых, полученное решение дает испарение и теплоотдачу при фиксированном направлении ветра, неизменных во времени свойствах поступающих воздушных масс, постоянной по времени температуре поверхности водоема. Во-вторых, не учитываются источники и стоки, вызванные процессами конденсации и испарения в движущемся воздухе, которые в некоторых случаях начинают оказывать существенное влияние.¹

Заметим, что последний из упомянутых факторов, по всей видимости, начинает сказываться на больших расстояниях от наветренного края и пренебрежимо мал при изучении режима сравнительно небольших водоемов. Поэтому в дальнейшем мы его касаться не будем, остановимся лишь на учете меняющихся метеорологических условий.

3. Прежде всего необходимо отметить, что если меняющиеся метеорологические параметры и температуру поверхности водоема можно учесть, заменив некоторыми средними взвешенными значениями, то учет изменения направления ветра введением некоторого среднего значения принципиально невозможен и требует специального рассмотрения.

Остановимся на наиболее простом случае, когда в формуле (24) $\tau_0^1(v) = \tau_0^0(u) = q_0'$, $\tau_0 = q_0$; обобщение полученных результатов не вызывает каких-либо принципиальных затруднений.

В рассматриваемом случае

$$E = \rho u_1 \left(\frac{k_1}{u_1 z_1} \right)^{\frac{1+\varepsilon}{1+2\varepsilon}} \frac{(1+2\varepsilon)}{\Gamma\left(\frac{\varepsilon}{1+2\varepsilon}\right)} \frac{q_0 - q_0'}{\left(\frac{x}{z_1}\right)^{\frac{\varepsilon}{1+2\varepsilon}}} \quad (25)$$

Испарение и теплоотдача с некоторой полосы шириной, равной 1, и длиной x_0

$$E_{1, x_0} = \int_0^{x_0} E(x) dx = \rho u_1 z_1 \left(\frac{k}{u_1 z_1} \right)^{\frac{1+\varepsilon}{1+2\varepsilon}} \frac{(1+2\varepsilon)^{1+\frac{1}{1+2\varepsilon}}}{(1+\varepsilon) \Gamma\left(\frac{\varepsilon}{1+2\varepsilon}\right)} \frac{q_0 - q_0'}{\left(\frac{x_0}{z_1}\right)^{-\frac{1+\varepsilon}{1+2\varepsilon}}}.$$

Параметр ε колеблется в пределах $\frac{1}{4} - \frac{1}{7}$, если принять $\varepsilon = \frac{1}{5}$, то

$$E_{1, x_0} = 0,23 \left(\frac{k_1}{u_1 z_1} \right)^{\frac{6}{7}} \frac{q_0 - q_0'}{\left(\frac{x_0}{z_1}\right)^{-\frac{6}{7}}} \rho u_1 z_1. \quad (26)$$

Вычислим теперь суммарное испарение или теплоотдачу за некоторый период τ . Пусть роза ветров за этот период есть $N(\alpha)$, тогда испарение с полосы шириной dy_0 за время $\tau N(\alpha) d\alpha$, в течение которого ветер имел направление между α и $\alpha + d\alpha$, будет

$$dM_\alpha = A x_{0\alpha}^{\frac{6}{7}} \tau N(\alpha) dx dy_0. \quad (27)$$

¹ Эти недостатки затрудняют применение указанных формул для расчета испарения за длительные интервалы. Вследствие этого и получили широкое распространение эмпирические формулы.

десь

$$A = 0,23 \left(\frac{k_1}{u z_1^2} \right)^{\frac{6}{7}} (q_0 - q'_0) \rho u_1 z_1.$$

Испарение со всего водоема за указанный интервал времени найдем интегрированием формулы (4) по всей площади водоема, т. е.

$$\delta M_\alpha = A \tau \cdot N(\alpha) d\alpha \int_{(s)} x_{0\alpha}^{\frac{6}{7}} dy_0. \quad (28)$$

Заметим, что $x_{0\alpha}(y_0)$ — ширина водоема при данном y_0 , а ось Oy_0 направлена перпендикулярно ветру, как указано на рис. 2.

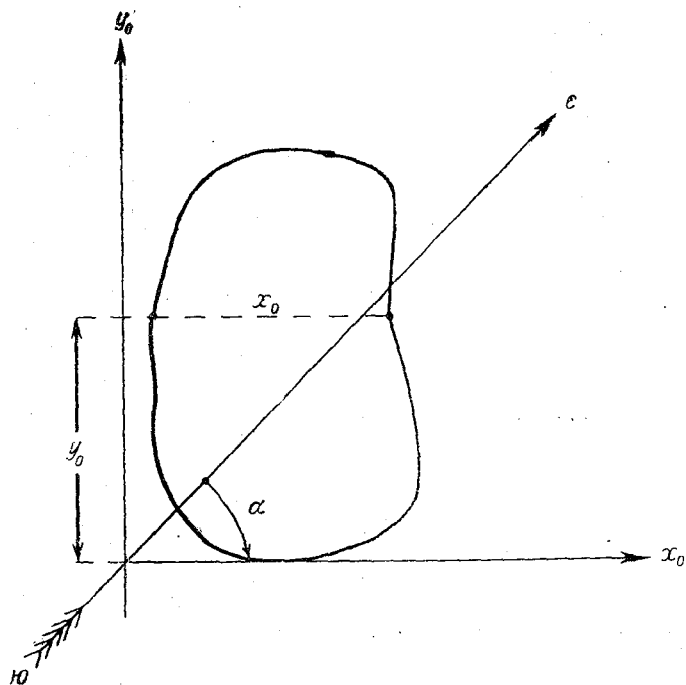


Рис. 2.

Если δM_α проинтегрировать по всем углам α , то мы и получим суммарное испарение за все время τ . Таким образом, суммарное испарение на основании формулы (28) есть

$$M = A \tau \int_0^{2\pi} N(\alpha) d\alpha \int_{(s)} x_{0\alpha}^{\frac{6}{7}} dy_0. \quad (29)$$

Полученное выражение можно представить приближенно в виде двойной суммы

$$M = A \tau \Delta \alpha \cdot \Delta y_0 \sum_{(\alpha)} N(\alpha) \sum_{(s)} x_{0\alpha}^{\frac{6}{7}}. \quad (30)$$

Если пользоваться розой ветров по 16 румбам, то $N(\alpha) = \frac{8}{\pi} N_1(\alpha)$, где $N_1(\alpha)$ — соответствующий показатель розы ветров).

На основании последнего выражения может быть построен специальный планшет, при помощи которого все расчеты могут проводиться быстро и с достаточ-

ной точностью. Планшет состоит из основной сетки параллельных прямых, продленных через интервалы Δy_0 (рис. 3), нанесенной на прозрачный целлулоид, треугольного транспаранта на таком же материале с функциональной шкалой x_0 и линейной шкалой для $N(\alpha)$. Накладывая основную сетку на чертеж водоема, чтобы параллельная сетка была направлена по ветру и пользуясь соответствующей шкалой транспаранта, отсчитываем для каждого элемента площади

$N(\alpha) x_{0\alpha}^{\frac{6}{7}}$, а их сумма при заданной ориентировке чертежа водоема дает $\frac{\Delta M_a}{\Delta y_0}$. Если сложить полученные суммы по всем α и результат умножить на $\lambda A \Delta y_0$, где λ — масштабный коэффициент, то и получим суммарное испарение.

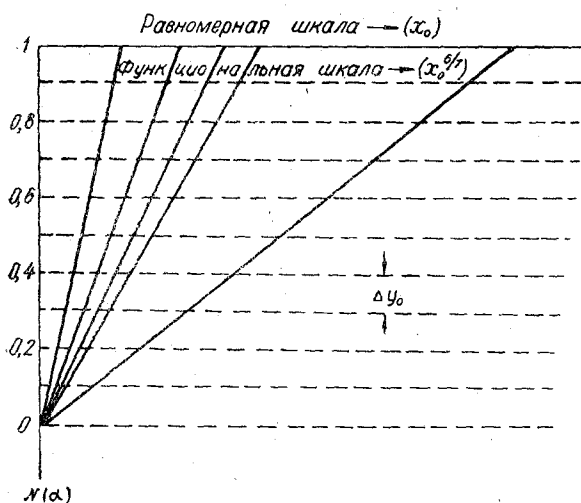


Рис. 3.

Предложенный выше способ можно применять для решения следующих задач:

а) определение коэффициента A для заданных физико-географических условий по известному суммарному испарению;

б) определение испарения любой интервал по единичным измерениям испарения и известным метеорологическим условиям;

в) расчет испарения для любого водоема по известному испарению с одного какого-либо водоема и известным очертаниям обоих водоемов, находящихся в одинаковых условиях, так как и (29) следует:

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{\int_0^{2\pi} N_1(\alpha) d\alpha \int_{(s_1)}^{\frac{6}{7}} x_{0\alpha}^{\frac{6}{7}} dy_0}{\int_0^{2\pi} N_2(\alpha) d\alpha \int_{(s_2)}^{\frac{6}{7}} x_{0\alpha}^{\frac{6}{7}} dy_0}; \quad (31)$$

г) определение количества тепла, которое получает водоем, поскольку из уравнения теплового баланса вытекает, что

$$P_{\downarrow} = R - P_{\uparrow} - LE, \quad (32)$$

где $P_{\downarrow}$ — поток тепла, направленный вниз, $P_{\uparrow}$ — поток тепла, направленный вверх, LE — затрата тепла на испарение, R — радиационный баланс поверхности водоема.

Действительно, как уже указывалось, (29) дает и поток тепла и испарение, если в первом случае $q_0 - q_0' = c_p(T_0 - T_0')$, во втором — разность удельных влажностей, т. е.

$$P_{\uparrow} = M(c_p T_0 - c_p T_0'),$$

$$LE = LM(q_0 - q_0').$$

тогда

$$P_{\downarrow} = R - M(c_p T_0 - c_p T_0') + LM(q_0 - q_0'). \quad (33)$$

Легко доказать, что последняя формула может быть записана и в следующем виде:

$$P_{\downarrow} = R - M(c_p T_{0\infty} - c_p T_{0\infty}') + 1, \quad (34)$$

где $T_{0\infty}$ и $T_{0\infty}'$ — соответствующие эквивалентные температуры.

ЛИТЕРАТУРА

- Давыдов В. К. Водный баланс оз. Севан. Материалы по исследованию оз. Севан. Гидрометеониздат.
- Справочник по водным ресурсам СССР, т. XVI, в 1, 35.
- Зудько М. И. Испарение в естественных условиях. Гидрометеониздат, 1948.
- Гимоев М. П. Испарение с водной поверхности в турбулентной атмосфере. Учен. записки ЛГУ, сер. физ., вып. 7, 1949.
- Лайхтман Д. Л. Трансформация воздушной массы под влиянием подстилающей поверхности. Метеорология и гидрология, № 1, 1947.

ГЛУБИНА ПРОМЕРЗАНИЯ И ТЕМПЕРАТУРА ПОЧВЫ В ЗИМНЕЕ ВРЕМЯ

В настоящей работе делается попытка получения оперативных формул для предвычисления глубины промерзания почвы и ее температуры на различных глубинах. Во многих отраслях народного хозяйства, например при строительстве железных дорог, прокладке подземных трубопроводов необходимо знать, насколько глубоко промерзает почва. Для сельского хозяйства наибольший интерес представляет определение температуры верхнего слоя почвы. Между тем в литературе не имеется достаточно оперативного и одновременно точного решения задачи о промерзании почвы. Имеющиеся в технической литературе приближенные формулы для вычисления глубины и времени промерзания [1, 2, 10] получены большей частью при недостаточно обоснованных упрощающих предположениях (например, пренебрегают потоком тепла из талой почвы). Такое положение объясняется сложностью процесса промерзания: волна холода проникает вглубь почвы постепенно, причем это продвижение сопровождается выделением скрытой теплоты замерзания. Следовательно, для получения полной картины промерзания нужно решить двуслойную задачу теплопроводности с источником тепла на движущейся границе раздела. Решение уравнения теплопроводности при подвижной границе связано с большими математическими трудностями. Впервые точное решение этой задачи было получено Стефаном [3] для краевых условий, не зависящих от времени и нулевой температуры замерзания. Решение при любых краевых условиях было получено лишь недавно советским ученым Рубинштейном [4]. К сожалению, это решение из-за своей сложности неприменимо на практике, но оно представляет большой теоретический интерес. Автор доказывает существование и единственность решения, а также непрерывную зависимость положения границы промерзания от условий на поверхности.

В упомянутых выше работах рассматривалась лишь почва сама по себе. Агрометеорологов в основном интересует вопрос о возможности предвычисления температуры почвы на уровне узла кущения как одного из элементов, определяющих условия перезимовки озимых. Прогноз погоды в настоящее время не содержит таких данных, поэтому возникает задача разработать методику, которая позволит на основании прогноза погоды, рассчитать ожидаемую температуру. До последнего времени агрометеорологи пользуются для этой цели в основном эмпирическими зависимостями, не обладающими достаточной общностью и, строго говоря, верными лишь для того места, где получены.

Теоретической разработкой указанного вопроса начали заниматься несколько лет тому назад в Центральном институте прогнозов. А. Ф. Дюбюк, А. С. Монин и В. К. Баев [5, 6] разработали метод предвычисления температуры почвы под снегом по температуре воздуха в метеобудке, исходя из общих соображений о распространении тепла в воздухе, снеге и почве и предполагая последнюю однородной, т. е. не учитывая, что зимой почва состоит из мерзлого и талого грунтов, обладающих различными свойствами, в месте соприкосновения которых происходит выделение тепла. Следует также отметить громоздкость предлагаемых авторами расчетных формул.

В соответствии с разнообразным применением, которое могут найти методы чета глубины промерзания и температуры почвы, мы рассмотрим в настоящей работе три случая. В первой части будет решаться основная задача промерзания почвы по заданному ходу температуры на ее поверхности, во второй — рассмотрение совокупности снег—почва; в третьей — промерзание будет получено как функция температуры воздуха.

1. Промерзание открытого грунта

Будем рассматривать однородную по горизонтали среду, которая находится одновременно в двух состояниях: сверху мерзлый грунт, снизу талый. Граница между двумя фазами перемещается со временем вглубь почвы. Так как проникновение холода сопровождается замерзанием почвенной влаги, то, как уже отмечалось выше, на этой границе происходит выделение тепла. Задача усложняется тем, что при 0° замерзает лишь чистая вода, а почвенная влага имеет разную температуру замерзания, зависящую от содержания солей и структуры почвы [13]. Закон продвижения границы замерзания найдется из условия баланса тепла на этой границе. Для получения поля температуры будем решать уравнение теплопроводности в предположении, что начальное и граничное условия имеют общий вид. Так как амплитуда температурных колебаний с глубиной уменьшается, то на достаточно большой глубине можно считать температуру постоянной. Математически задача сводится к решению линейного уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial \theta_i}{\partial t} = a_i^2 \frac{\partial^2 \theta_i}{\partial z^2} \quad i = 1, 2. \quad (1)$$

при следующих краевых условиях:

$$z = 0 \quad \theta_1(z, t) = f_1(t), \quad (2)$$

$$z = y(t) \quad \theta_1(z, t) = \theta_2(z, t) = \theta_0, \quad (3)$$

$$z = \infty \quad \theta_2(z, t) = \theta_H, \quad (4)$$

$$t = 0 \quad \theta_i(z, t) = \varphi_i(z). \quad (5)$$

Уравнение баланса тепла на границе сред имеет такой вид:

$$\left[\lambda_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial z} - \lambda_2 \frac{\partial \theta_2}{\partial z} \right]_{z=y(t)} = Lq \frac{dy}{dt}. \quad (6)$$

Здесь приняты следующие обозначения:

- t — время,
- z — глубина, отсчитываемая от поверхности вглубь почвы,
- $i = 1$ — мерзлая почва [$0 \leq z \leq y(t)$],
- $i = 2$ — талая почва [$y(t) \leq z < \infty$],
- $\theta(z, t)$ — температура почвы,
- $f_1(t)$ — ход температуры на поверхности почвы,
- θ_H — температура почвы на такой глубине H , где ее можно считать постоянной,
- $\varphi_i(z)$ — распределение температуры в начальный момент,
- θ_0 — температура замерзания почвенной воды,
- $y(t)$ — положение границы промерзания,
- a_i^2, λ_i — коэффициенты температуро- и теплопроводности почвы,
- q — количество воды, замерзающей в 1 см^3 , или льдистость почвы,
- L — скрытая теплота плавления льда.

Анализ опытного материала (рис. 1) показал, что продвижение границы промерзания хорошо аппроксимируется законом

$$y(t) = \sqrt{2\alpha^2 t + y_0^2}, \quad (7)$$

где y_0 — ее начальное положение, а α — параметр, характеризующий скорость проникновения холода и определяемый уравнением (6).

Предполагая, что имеет место (7), введем новые переменные, связанные старыми следующими соотношениями:

$$\eta = \frac{z}{y(t)}, \quad \tau = 2\alpha^2 \int_0^t \frac{dx}{y^3(x)}, \quad v(\eta, \tau) = \theta(z, t). \quad (8)$$

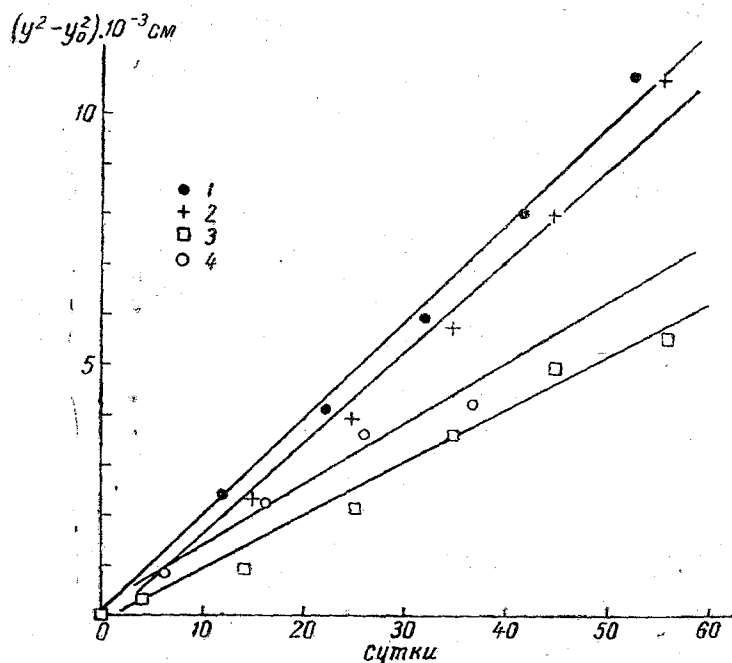


Рис. 1. Зависимость проникновения промерзания от времени по данным наблюдений.

1 — $y_0 = 5$ см, 2 — $y_0 = 10$ см, 3 — $y_0 = 15$ см, 4 — $y_0 = 40$ см.

Такая подстановка переводит $y(t)$ в $\eta = 1$, т. е. позволяет за счет усложнения дифференциального уравнения получить область с неподвижными границами. Уравнение (1) и условия (2) — (5) в новых координатах примут такой вид:

$$\frac{\partial v_i}{\partial \tau} = \frac{\alpha_i^2}{2\alpha^2} \frac{\partial^2 v_i}{\partial \eta^2} + \frac{\eta}{2} \frac{\partial v_i}{\partial \eta}, \quad (9)$$

$$\eta = 0 \quad v_1(\eta, \tau) = f_1^*(\tau), \quad (10)$$

$$\eta = 1 \quad v_1(\eta, \tau) = v_2(\eta, \tau), \quad (11)$$

$$\eta = \infty \quad v_2(\eta, \tau) = v_H, \quad (12)$$

$$\tau = 0 \quad v_i(\eta, \tau) = \varphi_i^*(\eta). \quad (13)$$

Будем искать решение уравнения (9) в виде суммы двух функций

$$v_i(\eta, \tau) = \varphi_i^*(\eta) + \psi_i(\eta, \tau), \quad (14)$$

каждая из которых удовлетворяет следующим краевым условиям:

$$\eta = 0 \quad \varphi_1^*(\eta) = f_1^*(0), \quad \psi_1(\eta, \tau) = f_1^*(\tau) - f_1^*(0), \quad (15)$$

$$\eta = 1 \quad \varphi_1^* = \varphi_2^* = \theta_0, \quad \psi_1 = \psi_2 = 0, \quad (16)$$

$$\eta = \infty \quad \varphi_2^*(\eta) = v_H, \quad \psi_2(\eta, \tau) = 0, \quad (17)$$

$$\tau = 0 \quad \psi_1(\eta, \tau) = 0. \quad (18)$$

редположим теперь, что распределение температуры по координате η при $\tau = 0$ может быть аппроксимировано функцией Крампа $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\sigma^2} d\sigma$, с которыми неопределенными коэффициентами. Тогда $\varphi_i^*(\eta)$ будет удовлетворять уравнению

$$\frac{a_i^2}{2a^2} \frac{d^2 \varphi_i^*}{d\eta^2} + \frac{\eta}{2} \frac{d\varphi_i^*}{d\eta} = 0, \quad (19)$$

решение которого вместе с условиями (15)–(17) даст

$$\varphi_1^*(\eta) = f_1^*(0) + [\theta_0 - f_1^*(0)] \frac{\Phi\left(\frac{a\eta}{a_1\sqrt{2}}\right)}{\Phi\left(\frac{a}{a_1\sqrt{2}}\right)}, \quad (20)$$

$$\varphi_2^*(\eta) = v_H - [v_H - \theta_0] \frac{1 - \Phi\left(\frac{a\eta}{a_2\sqrt{2}}\right)}{1 - \Phi\left(\frac{a}{a_2\sqrt{2}}\right)}. \quad (21)$$

Рис. 2 показывает, что данное предположение хорошо отображает действительное изменение температуры с глубиной. Для отыскания вида функции $\psi_i(\eta, \tau)$ решим уравнение

$$\frac{a_i^2}{2a^2} \frac{\partial^2 \psi_i}{\partial \eta^2} + \frac{\eta}{2} \frac{\partial \psi_i}{\partial \eta} = 0 \quad (9a)$$

с граничными условиями (15)–

Для немерзлой среды (рис. 2) имеем нулевые краевые условия, следовательно,

$$\psi_1(\eta, \tau) \equiv 0. \quad (22)$$

Таким образом, для нахождения искомого $\psi_1(\eta, \tau)$ остается решить уравнение (9a) для мерзлой среды (рис. 1).

Это уравнение мы будем решать обобщенным операционным методом, для чего прежде всего умножим обе

части на $e^{\frac{a^2 \eta^2}{2a_1^2}}$. Получим

$$e^{\frac{a^2 \eta^2}{2a_1^2}} \frac{\partial \psi_1}{\partial \tau} = \frac{a_1^2}{2a^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[e^{\frac{a^2 \eta^2}{2a_1^2}} \frac{\partial \psi_1}{\partial \eta} \right]. \quad (23)$$

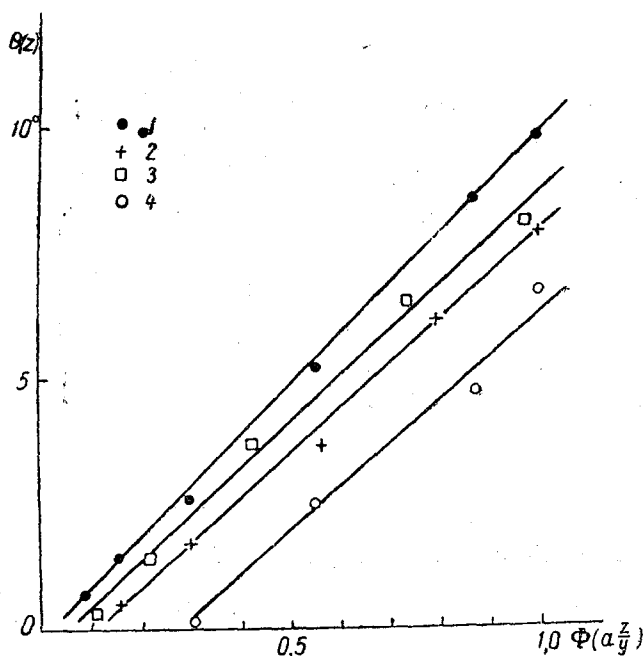


Рис. 2. Зависимость температуры от координаты η по данным наблюдений.

1 — $y_0 = 3$ см, 2 — $y_0 = 10$ см, 3 — $y_0 = 20$ см, 4 — $y_0 = 30$ см.

В дальнейшем, пока речь будет идти о решении (23), индекс 1 всюду опустим.

Умножим обе части (23) на некоторую функцию $F(\mu, \eta)$ и проинтегрируем по η от 0 до 1. Этой операцией решение уравнения в частных производных сводится к решению двух обыкновенных дифференциальных уравнений и одного интегрального

$$\int_0^1 e^{\frac{1}{4}\beta^2\eta^2} \psi(\eta, \tau) F(\mu, \eta) d\eta = P(\mu, \tau).$$

Для новой функции $P(\mu, \tau)$ получим из (23) следующее дифференциальное уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\tau} = & \frac{1}{\beta^2} e^{\beta^2\eta^2} \left[\frac{\partial \psi}{\partial \eta} F(\mu, \eta) - \psi(\eta, \tau) \frac{dF}{d\eta} \right]_{\eta=0} + \\ & + \frac{1}{\beta^2} \int_0^1 \psi(\eta, \tau) \frac{d}{d\eta} \left[e^{\frac{1}{4}\beta^2\eta^2} \frac{dF}{d\eta} \right] d\eta. \end{aligned}$$

Если теперь на произвольную пока функцию $F(\mu, \eta)$ наложить условия

$$\frac{1}{\beta^2} \frac{d}{d\eta} \left[e^{\frac{1}{4}\beta^2\eta^2} \frac{dF}{d\eta} \right] = -\mu^2 e^{\frac{1}{4}\beta^2\eta^2} F(\mu, \eta),$$

где

$$\left. \begin{aligned} \beta &= \frac{a\sqrt{2}}{a}, \\ F(\mu, \eta)|_{\eta=0} &= 0 \\ F(\mu, \eta)|_{\eta=1} &= 0 \end{aligned} \right\}$$

и использовать (15), то (25) значительно упростится и примет вид

$$\frac{dP}{d\tau} + \mu^2 P(\mu, \tau) = \frac{1}{\beta^2} [f_1^*(\tau) - f_1^*(0)] \frac{dF}{d\eta} \Big|_{\eta=0}.$$

Решение этого элементарного дифференциального уравнения с краевым условием $P(\mu, \tau)|_{\tau=0} = 0$ [см. (18) и (27)] напишем сразу

$$P(\mu, \tau) = \frac{1}{\beta^2} \frac{dF}{d\eta} \Big|_{\eta=0} \int_0^\tau [f_1^*(\tau - \zeta) - f_1^*(0)] e^{-\mu^2 \zeta} d\zeta. \quad (28)$$

Займемся теперь отысканием вида функции $F(\mu, \eta)$, т. е. решением уравнения (26) с условиями (27).

Будем искать это решение в виде ряда по степеням η :

$$F(\mu, \eta) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n(\mu) \eta^{n+s}. \quad (29)$$

Подстановка (29) в (26) и сравнение членов с одинаковыми степенями дает

$$F(\mu, \eta) = c_1 F_1(\mu, \eta) + c_2 F_2(\mu, \eta), \quad (30)$$

где

$$F_1(\mu, \eta) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\Gamma(\mu^2 + k)}{(2k)! \Gamma(\mu^2)} (\beta\eta)^{2k}, \quad (31)$$

$$F_2(\mu, \eta) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \Gamma(\mu^2 + \frac{1}{2} + k)}{(2k+1)! \Gamma(\mu^2 + \frac{1}{2})} (\beta\eta)^{2k+1}, \quad (32)$$

c_1 и c_2 — произвольные постоянные, определяемые из условий (27).

из (31) и (32) видим, что $F_1(\mu, \eta)|_{\eta=0} \neq 0$, $F_2(\mu, \eta)|_{\eta=0} = 0$, следовательно, надо положить $c_1 = 0$, а из условия $F_2(\mu, \eta)|_{\eta=1} = 0$ найти характеристические числа $\mu = \mu_j$. Так как c_2 произвольно, то можно взять его равным μ_j , тогда из (30) $F = \mu_j F_2$. Итак, будем искать корни уравнения (32), представив в развернутом виде,

$$1 - \frac{\mu_j^2 + \frac{1}{2}}{1 \cdot 2 \cdot 3} \beta^2 + \frac{(\mu_j^2 + \frac{1}{2})(\mu_j^2 + \frac{3}{2})}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4 \cdot 5} \beta^4 - \dots = 0. \quad (33)$$

Оценка показывает, что в мерзлой почве $\alpha^2 = 0 (10^{-3} \text{ см}^2/\text{сек.})$,

$$\alpha^2 = y \frac{dy}{dt} = 0 (10^{-4} \text{ см}^2/\text{сек.}),$$

следовательно, $\beta^2 = \frac{2\alpha^2}{\alpha^2}$ значительно меньше единицы, а тогда из (33) можно заключить,

$$\text{что } \mu_j^2 + \frac{1}{2} \approx \frac{1 \cdot 2 \cdot 3}{\beta^2} \gg 1.$$

Это обстоятельство позволяет упростить вид функции $F(\mu_j, \eta)$. Используя разложение для больших аргументов

$$\Gamma(x) \approx \sqrt{2\pi} e^{-x} x^{x-\frac{1}{2}} \left[1 + \frac{1}{12x} + \frac{1}{288x^2} + \dots \right]$$

разложение в ряд логарифмической и показательной функций, можно, пренебрегая величинами, порядок малости которых меньше $\frac{1}{\sigma_j^2}$, прийти к следующему приближенному выражению:

$$\frac{\Gamma(\sigma_j + k)}{\Gamma(\sigma_j)} \approx \sigma_j^k \left[1 - \frac{k}{2\sigma_j} \left(1 + \frac{1}{6\sigma_j} \right) + \frac{k^2}{2\sigma_j^2} \left(1 + \frac{3}{4\sigma_j} \right) - \dots \right], \quad (34)$$

$$\sigma_j = \mu_j^2 + \frac{1}{2}.$$

Подставляя (34) в (32) и сохраняя лишь члены порядка $\frac{1}{\mu_j^4}$, получим, что

$$F(\mu_j, \eta) \approx \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (\beta \eta \mu_j)^{2k+1}}{(2k+1)!} \left[1 + \frac{k}{24\mu_j^4} + \frac{k^2}{2\mu_j^2} - \frac{5k^3}{12\mu_j^4} + \dots \right]. \quad (35)$$

Используя соотношение $\sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(2k+1)!} x^{2k+1} = \sin x$, просуммируем (35) и при-

дем его к более удобному и простому виду

$$F(\mu_j, \eta) \approx \sin \beta \eta \mu_j \left[1 + \frac{1}{8\mu_j^2} - \frac{\beta^2 \eta^2}{8} \right] - \frac{\beta \eta}{8\mu_j} \cos \beta \eta \mu_j \left[1 + \frac{5}{16\mu_j^2} - \frac{7\beta^2 \eta^2}{24} \right] \quad (36)$$

ли, ограничиваясь величинами первого порядка малости,

$$F(\mu_j, \eta) \approx \sin \beta \eta \mu_j \quad (37)$$

$\mu_j \neq 0$, в противном случае $F(\mu_j, \eta) = \infty$.

Приравняв (36) к нулю, получим для нахождения характеристических чисел μ_j уравнение

$$\operatorname{tg} \beta \mu_j \approx \frac{\beta}{8\mu_j} \left[1 + \frac{3}{16\mu_j^2} - \frac{\beta^2}{6} \right],$$

откуда

$$\beta \mu_j \approx \operatorname{arctg} \frac{\beta}{8\mu_j} \left[1 + \frac{3}{16\mu_j^2} - \frac{\beta^2}{6} \right]$$

или, разлагая arctg в ряд,

$$\beta \mu_j \approx \pi j + \frac{\beta}{8\mu_j} \left[1 + \frac{3}{16\mu_j^2} - \frac{\beta^2}{6} \right]$$

Решая трансцендентное уравнение (38) методом последовательных приближений, получим

$$\mu_j \approx \frac{\pi}{\beta} j \left[1 + \frac{\beta^2}{8\pi^2 j^2} - \frac{\beta^4}{48\pi^2 j^2} \right],$$

$$j = 1, 2.$$

или

$$\mu_j \approx \frac{\pi}{\beta} j \quad (4)$$

с точностью до малых высшего порядка.

Итак, вид функции $F(\mu, \eta)$ и характеристические числа найдены.

Займемся теперь решением интегрального уравнения (24). Рассмотрим прежде всего аналогичное выражение

$$Q(\mu_j) = \int_0^1 e^{\frac{1}{4} \beta^2 \eta^2} q(\eta) F(\mu_j, \eta) d\eta, \quad (4)$$

где $F(\mu_j, \eta)$ удовлетворяет уравнению (26) и условиям (27).

Предположим, что входящую под интеграл неизвестную функцию $q(\eta)$ можно представить в виде ряда по функциям $F(\mu_j, \eta)$

$$q(\eta) = \sum_{j=1}^{\infty} A_j Q(\mu_j) F(\mu_j, \eta). \quad (4)$$

Для определения неизвестных коэффициентов A_j покажем прежде всего ортогональность функции $F(\mu_j, \eta) e^{\frac{1}{8} \beta^2 \eta^2}$ относительно значка, т. е. что

$$\int_0^1 e^{\frac{1}{4} \beta^2 \eta^2} F(\mu_j, \eta) F(\mu_k, \eta) d\eta = D_{jk} \quad (4)$$

равен нулю при $j \neq k$ (j и k принимают все целые значения от 1 до ∞). Действительно, проинтегрировав (42) с использованием (26) дважды по частям получим

$$D_{jk} = \frac{e^{\frac{1}{4} \beta^2 \eta^2}}{\beta^2 (\mu_k^2 - \mu_j^2)} \left[F(\mu_k, \eta) \frac{\partial F(\mu_j, \eta)}{\partial \eta} - F(\mu_j, \eta) \frac{\partial F(\mu_k, \eta)}{\partial \eta} \right]_{\eta=0}^{\eta=1}. \quad (43)$$

Принимая во внимание (27), сразу видим, что $D_{jk} = 0$ при $j \neq k$. При $j = k$ получается неопределенность вида $\frac{0}{0}$. Для ее раскрытия положим $\mu_k = \mu_j + \epsilon$ и рассмотрим предел (43) при $\epsilon \rightarrow 0$ (или $\lim_{k \rightarrow j} D_{jk}$).

Функция $F(\mu, \eta)|_{\eta=0} = 0$ для любых μ , поэтому

$$\lim_{k \rightarrow j} D_{jk} = \frac{e^{\frac{1}{4} \beta^2}}{2\beta^2 \mu_j} \left[\frac{\partial F(\mu_j, \eta)}{\partial \eta} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{F(\mu_j + \epsilon, \eta)}{\epsilon} \right]_{\eta=1}. \quad (44)$$

или

$$D_{jj} = \frac{e^{\frac{1}{4} \beta^2}}{2\beta^2 \mu_j} \left[\frac{\partial F}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial F}{\partial \mu} \right]_{\eta=1; \mu=\mu_j}.$$

ножим теперь (41) на $e^{\frac{\beta^2 \eta^2}{4}}$ $F(\mu_k, \eta)$ и проинтегрируем по η от 0 до 1. асту

$$Q(\mu_k) = \sum_{j=1}^{\infty} A_j Q(\mu_j) D_{jk},$$

а на основании доказанной выше ортогональности найдем

$$A_j = \frac{1}{D_{jj}}. \quad (45)$$

одставляя (45) и (44) в (41), получим решение интегрального уравнения (40)

$$q(\eta) = 2\beta^2 e^{-\frac{\beta^2 \eta^2}{4}} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{\mu_j F(\mu_j, \eta) Q(\mu_j)}{\frac{\partial F(\mu_j, \eta)}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1} \frac{\partial F(\mu, \eta)}{\partial \mu} \Big|_{\eta=1; \mu=\mu_j}}. \quad (46)$$

сли в формулу (46) подставить $P(\mu_j, \tau)$ вместо $Q(\mu_j)$ и $\psi(\eta, \tau)$ вместо $q(\eta)$, злучим искомое обращение интеграла (24). Проделаем эту подстановку, заме- разу $P(\mu_j, \tau)$ его значением (28). Тогда

$$\psi(\eta, \tau) = \int_{\zeta=0}^{\tau} [f_1^*(\tau - \zeta) - f_1^*(0)] dW(\eta, \zeta), \quad (47)$$

$$W(\eta, \zeta) = 2e^{-\frac{\beta^2 \eta^2}{4}} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{F(\mu_j, \eta) \frac{\partial F(\mu_j, \eta)}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} [1 - e^{-\frac{\mu_j^2 \zeta}{2}}]}{\mu_j \frac{\partial F(\mu_j, \eta)}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1} \frac{\partial F(\mu, \eta)}{\partial \mu} \Big|_{\eta=1; \mu=\mu_j}}. \quad (48)$$

Функция (48) состоит из разности двух рядов, первый из которых можно про- иривать.

Обратим внимание на тот факт, что если в (46) положить

$$Q(\mu_j) = \frac{1}{\beta^2 \mu_j^2} \frac{dF(\mu_j, \eta)}{d\eta} \Big|_{\eta=0}, \quad (49)$$

получим

$$q_1(\eta) = 2e^{-\frac{\beta^2 \eta^2}{4}} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{F(\mu_j, \eta) \frac{\partial F(\mu_j, \eta)}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0}}{\mu_j \frac{\partial F(\mu_j, \eta)}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1} \frac{\partial F(\mu, \eta)}{\partial \mu} \Big|_{\eta=1; \mu=\mu_j}}, \quad (50)$$

е. ряд, сумму которого мы ищем, причем Q и q_1 связаны соотношением (40). Подставив (26) в (40) и проинтегрировав его дважды по частям, нетрудно ждаться, что для того, чтобы $Q(\mu_j)$ имело вид (49), $q_1(\eta)$ должно удовлетво- ь следующим соотношениям:

$$\frac{d}{d\eta} \left[e^{\frac{1}{4} \beta^2 \eta^2} \frac{dq_1}{d\eta} \right] = 0, \quad (51)$$

$$q_1(\eta) \Big|_{\eta=0} = 1, \quad q_1(\eta) \Big|_{\eta=1} = 0. \quad (52)$$

Решая уравнение (51) при условиях (52), получаем

$$q_1(\eta) = 1 - \frac{\Phi\left(\frac{\beta\eta}{2}\right)}{\Phi\left(\frac{\beta}{2}\right)}, \quad (53)$$

е $\Phi(x)$ — функция Крампа.

Используя (50) и (53), найдем, что

$$W(\eta, \zeta) = 1 - \frac{\Phi\left(\frac{\beta\eta}{2}\right)}{\Phi\left(\frac{\beta}{2}\right)} - 2e^{-\frac{\beta^2}{4}} \sum_{j=1}^{\infty} \left[\frac{e^{-\mu_j^2 F(\mu, \eta)} \frac{\partial F}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0}}{\mu \frac{\partial F}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1} \frac{\partial F}{\partial \mu} \Big|_{\eta=1}} \right]_{\mu=\mu_j}.$$

Выше было получено приближенное выражение для функции F . Поступим таким же образом, найдем приближенные выражения для ее производных

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial F(\mu_j, \eta)}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} &\approx \mu_j \beta, \\ \frac{\partial F(\mu_j, \eta)}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1} &\approx (-1)^j \mu_j \beta, \\ \frac{\partial F(\mu, \eta)}{\partial \mu} \Big|_{\eta=1} &\approx (-1)^j \beta. \end{aligned} \right\}$$

Подставляя (39), (37) и (55) в (54), получим следующее приближенное выражение для функции $W(\eta, \zeta)$:

$$\left. \begin{aligned} W(\eta, \zeta) \Big|_{\zeta > 0} &\approx 1 - \frac{\Phi\left(\frac{\beta\eta}{2}\right)}{\Phi\left(\frac{\beta}{2}\right)} - \frac{\Phi_1\left(\frac{\beta}{2}\right)}{\sqrt{\pi}} \sum_{j=1}^{\infty} e^{-\frac{\pi^2 j^2}{\beta^2} \zeta} \frac{\sin \pi \eta j}{j}, \\ W(\eta, \zeta) \Big|_{\zeta=0} &= 0, \end{aligned} \right\}$$

где $\Phi_1(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2}$ — производная от функции Крампса.

Рассмотрим поведение входящего в (56) ряда. Если мы перейдем от ζ к другому времени t при помощи соотношения (8), то этот ряд примет следующий вид:

$$\sum_{j=1}^{\infty} \left[\frac{y_0}{y(\sigma)} \right]^{\frac{2\pi^2 j^2}{\beta^2}} \frac{\sin \pi \eta j}{j}.$$

Принимая во внимание, что $y_0 < y(\sigma)$ и $\beta^2 \ll 1$, легко убедиться, что для первого члена ряда в (56) меняется со временем лишь в течение первых 10—20 ч (в худшем случае), а затем принимает постоянное значение. Так как нас интересуют обычно промежутки в 10 и более дней, то с большой точностью можно считать, что $W(\eta, \zeta)$ сразу скачком принимает свое конечное значение. Тогда в течение последних суток не было резкого изменения температуры, выражение (47) можно записать в таком простом виде

$$\psi(\eta, \tau) \approx [f_1^*(\tau) - f_1^*(0)] W(\eta, \tau), \quad (5)$$

где

$$W(\eta, \tau) \approx 1 - \frac{\Phi\left(\frac{\beta\eta}{2}\right)}{\Phi\left(\frac{\beta}{2}\right)} - \frac{e^{-\frac{\pi^2 \tau}{\beta^2}}}{\sqrt{\pi}} \Phi_1\left(\frac{\beta}{2}\right) \sin \pi \eta. \quad (5)$$

Объединив (14), (20)—(22), (57), (58) и перейдя к старым переменным z и получим следующие формулы для расчета температуры:

$$\begin{aligned} \theta_1(z_1 t) &= [f_1(t) - \theta_0] \left[1 - \frac{\Phi\left(\frac{\beta_1 z}{2y(t)}\right)}{\Phi\left(\frac{\beta_1}{2}\right)} \right] + \theta_0 - \\ &- [f_1(t) - f_1(0)] \Phi_1\left(\frac{\beta_1}{2}\right) \left[\frac{y_0}{y(t)} \right]^{\frac{2\pi^2}{\beta_1^2}} \frac{\sin \pi^2 z}{\sqrt{\pi}}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\theta_2(z, t) = [\theta_H - \theta_0] \frac{\Phi\left(\frac{\beta_2 z}{2y(t)}\right) - \Phi\left(\frac{\beta_2}{2}\right)}{1 - \Phi\left(\frac{\beta_2}{2}\right)} + \theta, \quad (60)$$

$(t) = \sqrt{2\alpha^2 t + y_0^2}$ — глубина промерзания,

$$\beta_i = \frac{\alpha \sqrt{2}}{a_i}, \quad i = 1, 2.$$

эти формулы входят неизвестный параметр α , который нужно определить отношения (6). Для удобства будем проводить все действия в системе координат (η, t) . В этой системе с учетом (7) условие (6) примет следующий вид:

$$\left[\lambda_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial \eta} - \lambda_2 \frac{\partial \bar{v}_2}{\partial \eta} \right]_{\eta=1} = Lq\alpha^2, \quad (61)$$

$\bar{v}_i(\eta, t) = v_i(\eta, \tau)$, а $v_i(\eta, \tau)$ даются формулами (14), (20)–(22), (47). Используя эти формулы и осреднив (61) по времени, получим

$$\begin{aligned} & \frac{\lambda_1 \beta_1}{2} [\theta_0 - \bar{f}_1^*(0)] \frac{\Phi_1\left(\frac{\beta_1}{2}\right)}{\Phi\left(\frac{\beta_1}{2}\right)} - \frac{\lambda_2 \beta_2}{2} [\bar{v}_H - \theta_0] \frac{\Phi_1\left(\frac{\beta_2}{2}\right)}{\Phi\left(\frac{\beta_2}{2}\right)} = \\ & = Lq\alpha^2 - \frac{\lambda_1}{t} \frac{\partial}{\partial \eta} \left\{ \int_0^t d\sigma \int_0^\sigma [\bar{f}_1^*(\sigma - \zeta) - \bar{f}_1^*(0)] d\bar{W}(\eta, \xi) \right\}_{\eta=1}. \end{aligned} \quad (62)$$

а над функциями означает, что они взяты в системе координат (η, t) . Изменив в последнем члене порядок интегрирования и используя отмеченную малую зависимость функции $\bar{W}(\eta, \xi)$ при больших ξ от времени, получим левую часть (62) в таком виде

$$Lq\alpha^2 - \lambda_1 [\bar{f}_{cp}^* - \bar{f}_1^*(0)] \frac{\partial \bar{W}(\eta, t)}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1}, \quad (63)$$

$$\bar{f}_{cp}^* = \frac{1}{t} \int_0^t \bar{f}_1^*(\sigma) d\sigma.$$

Рассуждая так же, как при упрощении формулы (54), найдем, что

$$\frac{\partial \bar{W}(\eta, t)}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1} \approx -\frac{\beta_1}{2} \frac{\Phi_1\left(\frac{\beta_1}{2}\right)}{\Phi\left(\frac{\beta_1}{2}\right)} + \sqrt{\pi} \Phi_1\left(\frac{\beta_1}{2}\right) \left[\frac{y_0}{y(t)} \right]^{\frac{2\pi^2}{\beta_1^2}}. \quad (64)$$

Учитывая (64) и (63) и переходя к координатам (z, t) , получим из (62) следующее трансцендентное уравнение для определения α :

$$\begin{aligned} \alpha^2 = \frac{\lambda_1}{Lq} & \left\{ (\theta_0 - f_{cp}) \frac{\beta_1 \Phi_1\left(\frac{\beta_1}{2}\right)}{2\Phi\left(\frac{\beta_1}{2}\right)} - (\theta_H - \theta_0) \frac{\lambda_2 \beta_2 \Phi_1\left(\frac{\beta_2}{2}\right)}{\lambda_1 2 \left[1 - \Phi\left(\frac{\beta_2}{2}\right) \right]} + \right. \\ & \left. + [f_{cp} - f_1(0)] \sqrt{\pi} \Phi_1\left(\frac{\beta_1}{2}\right) \left[\frac{y_0}{y(t)} \right]^{\left(\frac{\alpha_1 \pi}{\alpha}\right)^2} \right\} = l(\alpha). \end{aligned} \quad (65)$$

Из (65) α находится последовательными приближениями по формулам:

$$\begin{aligned} \alpha_n &= \sqrt{l(\alpha_{n-1})}, \\ \alpha_0 &= \sqrt{\frac{\lambda_1 (\theta_0 - f_{cp})}{Lq}}. \end{aligned} \quad (66)$$

Совокупность формул (65), (66), (7), (59) и (60) дает полное решение задачи о промерзании почвы.

Проведенные расчеты показали, что в формулах (59) и (65) можно пренебречь членом, содержащим $\left[\frac{y_0}{y(t)} \right]^{\frac{a_1^2 \pi^2}{a^2}}$. Если также воспользоваться тем, что для малых аргументов $\Phi(x) \approx \frac{2x}{\sqrt{\pi}}$, $\Phi_1(x) \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}}$, то получим следующие упрощенные формулы:

$$l(x) = \frac{\lambda_1}{Lq} \left[\theta_0 - f_{cp} - \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{\theta_H - \theta_0}{\frac{a_2}{a} \sqrt{\frac{\pi}{2} - 1}} \right],$$

$$\theta_1(z, t) = [f_1(t) - \theta_0] \left[1 - \frac{z}{y} \right] + \theta_0 \quad 0 \leq z \leq y(t),$$

$$\theta_2(z, t) = (\theta_H - \theta_0) \frac{\frac{z}{y} - 1}{\frac{a_2}{a} \sqrt{\frac{\pi}{2} - 1}} + \theta_0 \quad y(t) \leq z \leq \frac{a_2}{\sqrt{2}} \frac{y(t)}{a}.$$

Для $z > \frac{a_2}{\sqrt{2}} \frac{y(t)}{a}$ формула (69) груба и лучше считать по формуле (60).

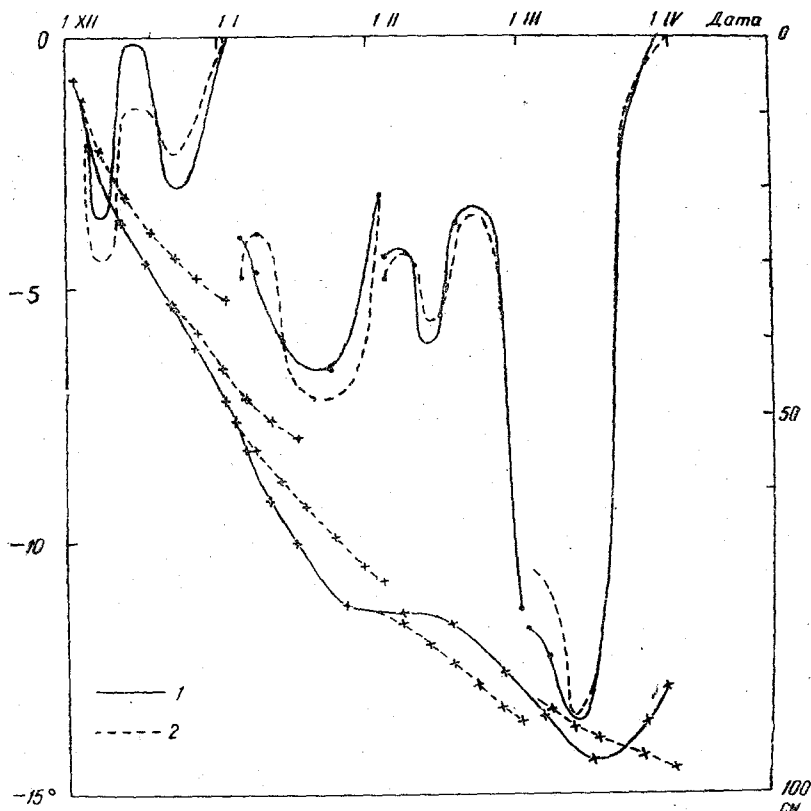


Рис. 3. Ход промерзания и температуры на глубине 5 см в Павловске.
1 — наблюдаемые величины, 2 — рассчитанные величины.

По полученным формулам нами было обработано пять лет наблюдений в Павловске. В табл. 1 помещены величины средних ошибок в определении температуры для глубин 5, 10 и 20 см (для 5 и 20 см температура вычислялась только

года). Для глубины промерзания ошибка составляла в среднем 5—10 см. Ис. 3 дано для примера сравнение вычисленного и наблюдаемого промерзания и температуры.

Необходимо отметить, что большое значение имеют физико-термические параметры почвы, главным образом, теплопроводность мерзлого грунта и содержание в нем. При наших расчетах они определялись ориентировочно, что безусловно

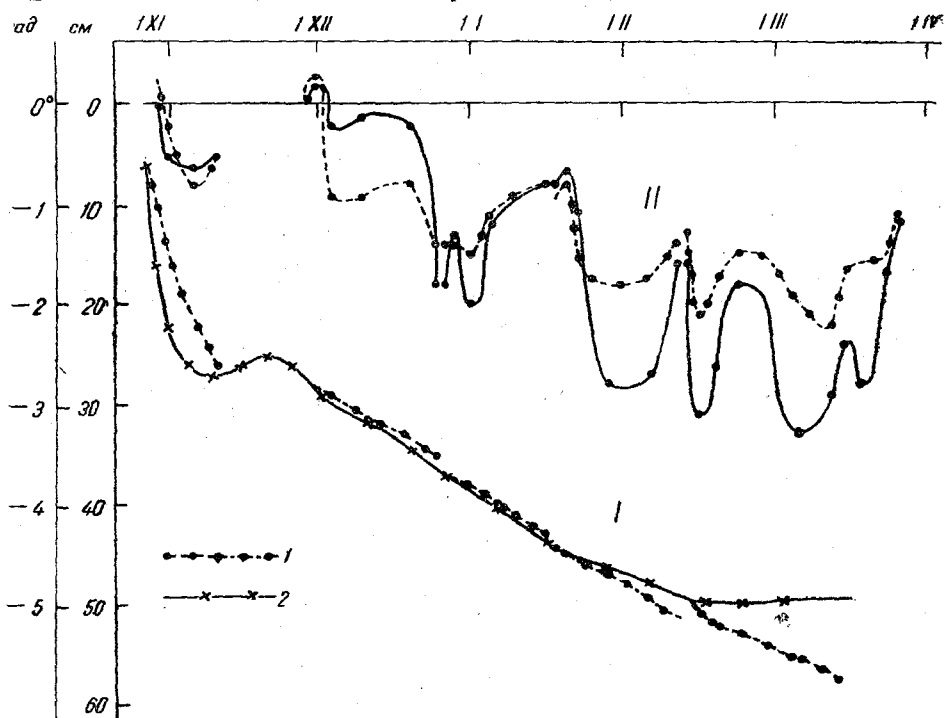


Рис. 4. Ход промерзания I и температуры II на глубине 10 см в Колтушах.

I — теоретическая кривая, 2 — наблюдаемая кривая.

получилось на результатах. Было также обработано 2 года наблюдений на метеостанции Колгуши. Ошибка в определении температуры на 10 см, как правило, более 1°, в единичных случаях она достигает 2°. Вычисленная глубина промерзания отличалась от наблюдаемой на 5—10 см. Результаты вычисления показаны на рис. 4. Для расчетов принимались следующие значения параметров:

$$\lambda_1 = 0,0021 \text{ кал/см. сек. град.},$$

$$\lambda_2 = 0,0018 \text{ кал/см. сек. град.},$$

$$a_1^2 = 0,0060 \text{ см}^2/\text{сек.}, a_2^2 = 0,0040 \text{ см}^2/\text{сек.},$$

$$q = 0,3 \text{ г/см}^3, \theta_0 = 0^\circ,$$

$H = 3,2$ или $1,6$ м в зависимости от наличия измерений температуры.

Таблица 1

Средняя ошибка при вычислении температуры

Глубина (см)	Значения t				
	5	10	15	20	30
5	1,1 17	0,8 17	0,2 6	0,6 15	0,8 14
10	1,0 24	0,8 24	0,9 5	1,0 24	1,1 22
20	1,1 10	1,6 10	1,5 1	1,3 10	1,2 10

В табл. 1 t — срок предвычисления в сутках; в верхней строке — среднеехождение между наблюдаемой и вычисленной температурами, в нижней — случаи.

Полученные выше формулы могут быть использованы и для оценки времени, потребного для промерзания грунта на определенную глубину. Это время находится по формуле

$$t = \frac{y^2 - y_0^2}{2\alpha^2},$$

где α надо найти из (67) указанным выше способом.

2. Промерзание грунта под снегом

Для получения картины промерзания почвы при наличии снежного покрова необходимо решить совокупную задачу снег—почва. В предыдущей части были получены формулы для определения промерзания как функции от условий на поверхности почвы. Если мы теперь свяжем изменение температуры под снегом с ходом ее на поверхности снега, то получим искомую зависимость промерзания от состояния снега.

Будем искать распределение температуры в снегу при произвольном ходе температуры под снегом и на его поверхности. Предположим, что в течение интересующего нас периода времени высота и плотность снежного покрова меняются мало, так что их можно считать приблизительно постоянными величинами. Следовательно, надо решить уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a_3^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad 0 \leq z \leq h$$

при краевых условиях

$$\begin{aligned} z=0 \quad u(z, t) &= f_1(t), \\ z=h \quad u(z, t) &= \varphi(t), \\ t=0 \quad u(z, t) &= u_0(z), \end{aligned}$$

где $u(z, t)$ — температура, h — высота снежного покрова, t — время, ось z — направлена вертикально вверх, a_3^2 — коэффициент температуропроводности снега.

Примем, что в начальный момент температура в снеге меняется линейно по закону

$$u_0(z) = f_1(0) \left(1 - \frac{z}{h}\right) + \varphi(0) \frac{z}{h}. \quad (71)$$

Для отклонений от этой температуры получим следующие уравнения и краевые условия:

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = a_3^2 \frac{\partial^2 \tau}{\partial z^2}, \quad (72)$$

$$\begin{aligned} z=0 \quad \tau &= f_1(t) - f_1(0), \\ z=h \quad \tau &= \varphi(t) - \varphi(0), \\ t=0 \quad \tau &= 0. \end{aligned}$$

Уравнение (72) будем решать обобщенным операционным методом [7], подробно рассмотренным выше. Не останавливаясь поэтому на выкладках, напомним сразу окончательное выражение для отклонений температуры

$$\tau(z, t) = \int_0^t [f_1(t-v) - f_1(0)] dG_1(z, v) + \int_0^t [\varphi(t-v) - \varphi(0)] dG_2(z, v), \quad (73)$$

$$G_1(z, v) = 1 - \frac{z}{h} - \frac{2}{\pi} \sum_{i=1}^{\infty} e^{-\left(\frac{\pi a_{2i}}{h} \sqrt{v}\right)^2} \frac{\sin \pi i \frac{z}{h}}{i}, \quad (74)$$

$$G_2(z, v) = \frac{z}{h} - \frac{2}{\pi} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^i}{i} e^{-\left(\frac{\pi a_{2i}}{h} \sqrt{v}\right)^2} \sin \pi i \frac{z}{h}. \quad (75)$$

читывая (71), получим искомое распределение температуры в снегу

$$u(z, t) = \int_0^t f_1(t-v) dG_1(z, v) + \int_0^t \varphi(t-v) dG_2(z, v) + \\ + f_1(0) \left[1 - \frac{z}{h} - G_1(z, t)\right] - \varphi(0) \left[\frac{z}{h} - G_2(z, t)\right]. \quad (76)$$

Мы имеем формулы, дающие распределение температуры в снегу и в почве в зависимости от температуры поверхности под снегом $f_1(t)$. Для исключения величины воспользуемся условием баланса тепла на границе снег—почва

$$\left[\lambda_s \frac{\partial u}{\partial z} + \lambda_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial z}\right]_{z=0} = 0 \quad (77)$$

(в снегу ось z направлена вверх, для почвы — вниз).

Используя формулы, приведенные выше, и рассуждая так же, как там, найдем значение

$$\lambda_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial z} \Big|_{z=0} = -\frac{\lambda_1}{y(t)} \left\{ \int_0^t f_1(t-v) dQ_1(v) - \theta_0 \frac{\beta_1}{\sqrt{\pi} \Phi\left(\frac{\beta_1}{2}\right)} + \right. \\ \left. + \varphi_1(0) \sqrt{\pi} \Phi_1\left(\frac{\beta_1}{2}\right) \left[\frac{y_0}{y}\right]^{\left(\frac{\sqrt{2\pi}}{\beta}\right)^2} \right\}, \quad (78)$$

$$Q_1(v) \approx \frac{\beta_1}{\sqrt{\pi} \Phi\left(\frac{\beta_1}{2}\right)} - \sqrt{\pi} \Phi_1\left(\frac{1}{2}\right) \left[\frac{y_0}{y(v)}\right]^{\frac{2\pi^2}{\beta_1^2}}. \quad (79)$$

формула (76) даст

$$\lambda_s \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=0} = -\frac{\lambda_s}{h} \left\{ \int_0^t f_1(t-v) dR_1(v) - \int_0^t \varphi(t-v) dR_2(v) + \right. \\ \left. + 2f_1(0) [1 - R_1(t)] - \varphi(0) [1 - R_2(t)] \right\}, \quad (80)$$

$$\left. \begin{aligned} R_1(v) &= 1 + 2 \sum_{i=1}^{\infty} e^{-\left(\frac{\pi a_{2i}}{h} \sqrt{v}\right)^2}, \\ R_2(v) &= 1 - 2 \sum_{i=1}^{\infty} (-1)^{i-1} e^{-\left(\frac{\pi a_{2i}}{h} \sqrt{v}\right)^2}, \\ R_1(0) &= R_2(0) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (81)$$

Рассмотрим поведение функций Q_1 , R_1 и R_2 . При $\beta^2 \ll 1$ и $\nu \gg 0$ функция $Q_1(\nu)$ слабо зависит от времени и можно принять $Q_1(\nu) = Q_1(t)$ для $0 \ll \nu \leq t$. При $a_3^2 = 0$ (10^{-3} см²/сек.) и $h < 35$ см в $R_1(\nu)$ и $R_2(\nu)$ всеми членами ряда, кроме первого, можно пренебречь, а этот член меняется заметно лишь в течение 10–20 час. Поэтому, если нас интересует время порядка нескольких суток, можно принять, что

$$R_1(\nu) \approx 1 + 2e^{-\frac{\pi^2 a_3^2}{h^2} t}, \quad R_2(\nu) \approx 1 - 2e^{-\frac{\pi^2 a_3^2}{h^2} t}$$

с достаточной для практики точностью. При больших высотах снега температура под ним меняется мало, поэтому

$$\int_0^t f_1(t-\nu) dR_1(\nu) \approx f_1(t) R_1(t)$$

для любого снегового покрова.

Аналогичное упрощение для второго интеграла в (80) при $h > 35$ см будет уже более грубым.

Принимая во внимание сказанное, мы теперь получим из (77) — (81), что

$$f_1(t) \approx \frac{\varphi(t) \left(1 - 2e^{-\frac{\pi^2 a_3^2}{h^2} t}\right) - \varphi(0) \left[2e^{-\frac{\pi^2 a_3^2}{h^2} t} + \frac{1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \frac{h}{y} \frac{\beta_1}{\sqrt{\pi} \Phi\left(\frac{\beta_1}{2}\right)}}{\frac{2\pi^2}{\beta_1^2} + 1}\right] + f_1(0) 2e^{-\frac{\pi^2 a_3^2}{h^2} t} + \theta_0 \frac{\beta_1 \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \frac{h}{y}}{\sqrt{\pi} \Phi\left(\frac{\beta_1}{2}\right)}}{1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \frac{h}{y} \frac{\beta_1}{\sqrt{\pi} \Phi\left(\frac{\beta_1}{2}\right)}} \quad (82)$$

Учитывая, что нас обычно интересует большое время (порядка пяти — десяти и более дней) и что коэффициент температуропроводности снега определяется грубо и $\beta_1 < 1$, целесообразно формулу (82) упростить, отбросив малые члены и положив $\Phi(x) = \frac{2x}{\sqrt{\pi}}$. После указанных преобразований получим следующую простую зависимость для температуры поверхности почвы под снегом:

$$f_1(t) \approx \frac{\varphi(t)}{1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \frac{h}{y}} + \theta_0. \quad (83)$$

Эта приближенная формула тем точнее, чем меньше высота снежного покрова, для $h > 35$ см рекомендуется в числителе вместо $\varphi(t)$ брать $\int_0^t \varphi(t-\nu) dR_2(\nu)$.

Осреднив (83) по времени, получим

$$f_{\text{ср}} \approx \frac{\varphi_{\text{ср}}}{1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \frac{2h}{y + y_0}} + \theta_0, \quad (84)$$

где

$$\varphi_{\text{ср}} = \frac{1}{t} \int_0^t \varphi(\sigma) d\sigma.$$

Подставляя (83) и (84) в (68) и (67), получим следующую формулу для температуры мерзлого грунта

$$\theta_1(z, t) = \frac{\varphi(t) - \theta_0}{1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \frac{h}{y}} \left(1 - \frac{z}{y}\right) + \theta_0 \quad (85)$$

трансцендентное уравнение для определения параметра α

$$l(\alpha) = \frac{\lambda_1}{Lq} \left[\frac{\theta_0 - \varphi_{\text{ср}}}{1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \frac{2h}{y + y_0}} - \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{\theta_H - \theta_0}{\frac{a_2}{\alpha} \sqrt{\frac{\pi}{2} - 1}} \right] \quad (86)$$

Формулы (6), (69), (85), (86) и (66) позволяют рассчитывать промерзание земли под снегом при заданных температуре поверхности снега, его высоте и плотности. Параметр α определяется, как и выше, методом последовательных приближений

$$\alpha_0 = \sqrt{\frac{\lambda_1 (\theta_0 - \varphi_{\text{ср}})}{Lq \left(1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \frac{h}{y_0}\right)}}$$

3. Зависимость промерзания от температуры воздуха

Рассмотрим вопрос, наиболее интересующий агрометеорологов: определение температуры верхнего слоя почвы по данным о температуре воздуха в метеобудке.

Выше уже указывалось, что такая задача решалась; к отмеченным там недостаткам следует добавить также необоснованный неучет адвективного притока тепла. Вопрос о влиянии адвекции на температуру почвы не ясен, так как приход новой воздушной массы изменяет соотношение членов теплового баланса, поэтому просто бросить адвекцию нельзя.

Для решения поставленной задачи достаточно найти температуру подстилающей поверхности в функции температуры воздуха и использовать полученные выше формулы.

Прежде всего найдем распределение температуры в воздухе при заданной температуре подстилающей поверхности с учетом адвективного притока тепла. Эта задача аналогична рассмотренной Д. Л. Лайхтманом [8], но мы примем степенной закон для коэффициента обмена, что позволит получить решение в более простом виде. Получив зависимость температуры воздуха от температуры поверхности, затем обратим эту связь и найдем, таким образом, температуру подстилающей поверхности как функцию от температуры воздуха на высоте метеобудки.

Математически задача сводится к решению уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k_1 \left(\frac{z-h}{z_1-h} \right)^{\frac{1-2p}{1-p}} \frac{\partial T}{\partial z} + \vartheta(z, t) \quad h \leq z < \infty \quad 0 < p < 0,5 \quad (87)$$

при следующих краевых условиях:

$$\begin{aligned} z=h & \quad T=\varphi(t), \\ z=\infty & \quad T=A(t), \\ t=0 & \quad T=T_0(z), \end{aligned}$$

где $A(t)$ — температура, обусловленная адвекцией, k_1 — коэффициент температуропроводности на высоте 1 м над подстилающей поверхностью, h — высота снега, $\vartheta(z, t)$ — скорость изменения температуры за счет адвекции.

На больших высотах можно пренебречь турбулентным теплообменом, поэтому

$$\vartheta(z, t)_{z \rightarrow \infty} \rightarrow \frac{dT}{dt}.$$

Нас интересует обычно температура через 7—10 и более дней. Логично предположить, что к этому времени влияние начальных условий будет значительно меньше влияния остальных факторов. Поэтому мы для простоты положим, в начальный момент имела место изотермия, т. е. $T_0(z) = T_0$.

Введем для удобства решения новые переменные:

$$\eta = \int_h^z \frac{dz}{V k(z)} = 2(1-p) \frac{z_1 - h}{V k_1} \left(\frac{z - h}{z_1 - h} \right)^{\frac{1}{2(1-p)}}, \quad (86)$$

$$v(\eta, t) = T[z(\eta), t] - A(t). \quad (88)$$

В этих переменных уравнение (87) со своими краевыми условиями примет следующий вид:

$$\eta^{1-2p} \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\eta^{1-2p} \frac{\partial v}{\partial \eta} \right] + \eta^{1-2p} \left[\vartheta(\eta, t) - \frac{\partial A}{\partial t} \right] \quad (89)$$

при краевых условиях

$$\begin{aligned} \eta = 0 & \quad v = \varphi(t) - A(t), \\ \eta = \infty & \quad v = 0, \\ t = 0 & \quad v = 0. \end{aligned} \quad (90)$$

Решая уравнение (89) таким же способом, как и (72), получим, что для отыскания функции $v(\eta, t)$ надо обернуть интегральное уравнение

$$X(\mu, t) = \int_0^\infty \eta^{1-p} I_p(\mu\eta) v(\eta, t) d\eta, \quad (91)$$

где $I_p(x)$ — функция Бесселя, а $X(\mu, t)$ задается выражением

$$\begin{aligned} X(\mu, t) = & \frac{\mu^p 2^{1-p}}{\Gamma(p)} \int_0^t [\varphi(t-\nu) - A(t-\nu)] e^{-\mu^2 \nu} d\nu + \\ & + \int_0^t e^{-\mu^2 \nu} d\nu \int_0^\infty \eta^{1-p} \left[v(\eta, \sigma) - \frac{dA}{d\sigma} \right] I_p(\mu\eta) d\eta. \end{aligned} \quad (92)$$

Используя формулы Фурье — Бесселя, найдем из (91), что

$$v(\eta, t) = \eta^p \int_0^\infty \mu X(\mu, t) I_p(\mu\eta) d\mu. \quad (93)$$

Поставляя (92) в (93), получим после ряда преобразований

$$v(\eta, t) = \int_0^t [\varphi(t-\nu) - A(t-\nu)] dE(\eta, \nu) + \int_0^t M(\eta, \nu) d\nu, \quad (94)$$

где

$$E(\eta, \nu) = 1 - \frac{1}{\Gamma(p)} \int_{\frac{\eta^2}{4\nu}}^{\frac{\eta^2}{4\nu}} e^{-\omega} \omega^{p-1} d\omega, \quad (95)$$

$$M(\eta, \nu) = \int_0^\infty \mu e^{-\mu^2 \nu} I_p(\mu\eta) d\mu \int_0^\infty \zeta^{1-p} \left(\vartheta - \frac{dA}{d\sigma} \right) I_p(\mu\zeta) d\zeta. \quad (96)$$

Формулы (94) — (96) в сочетании с (88) дают распределение температуры в атмосфере в зависимости от температуры подстилающей поверхности и адвективного притока тепла.

Прогнозирование вертикальной структуры адвективного притока тепла является весьма сложной и до настоящего времени полностью не разработанной задачей.

тому имеет смысл заменить $\vartheta(z, t)$ средним значением. Примем $\vartheta_{cp}(t) = \frac{4}{\Gamma}$, тогда $M(\eta, v) = 0$. Используя (89a) и (94), получим

$$T(\eta, t) = A(t) + \int_{v=0}^t [\varphi(t-v) - A(t-v)] dE(\eta, v). \quad (97)$$

Предположим теперь, что известен ход температуры воздуха на какой-либо высоте, H , т. е. задано условие

$$T(z, t)|_{z=H} = T(H, t).$$

Используем это условие для нахождения функции $\varphi(t)$. Из (97) имеем

$$T(\eta_H, t) = A(t) + \int_{v=0}^t [\varphi(t-v) - A(t-v)] dE(\eta_H, v), \quad (98)$$

$E(\eta_H, t)$ дается формулой (95) при $\eta = \eta_H$.

Покажем, что при определенных условиях легко получить простое приближенное решение интегрального уравнения (98). Оценим параметр $\frac{\eta_H^2}{4t}$, где $\eta_H =$

$$2(1-p) \frac{z_1 - h}{\sqrt{k_1}} \left(\frac{H-h}{z_1-h} \right)^{\frac{1}{2(1-p)}}. \text{ Если } z \rightarrow 0(1), k_1 \rightarrow 0(10^{-4}); 0 < p < 0,5 \text{ } t \rightarrow 0(10^5), \text{ то } \eta_H \rightarrow 0(10^2) \text{ и } \frac{\eta_H^2}{4t} \rightarrow 0(10^{-1}).$$

При $\frac{\eta_H^2}{4t} \ll 1$ верно такое приближенное соотношение:

$$E(\eta_H, v) \approx 1 - \frac{1}{\Gamma(1+p)} \left(\frac{\eta_H^2}{4v} \right)^p. \quad (99)$$

Второй член в (99) очень мал уже для нескольких часов, а для $t=0$ он равен 1 [см. (95)]. Следовательно, $E(\eta, v)$ меняется резко в течение первых часов, оставаясь потом практически неизменным. Поэтому мы можем предположить, что $E(\eta, v)$ при $v \neq 0$ сразу принимает свое конечное значение ($v=t$), и если в последние сутки не было большого изменения температуры поверхности, то (98) можно записать в таком виде:

$$T(\eta_H, t) = A(t) + [\varphi(t) - A(t)] E(\eta_H, t).$$

Отсюда сразу получаем

$$\varphi(t) = \frac{T(H, t) - A(t) [1 - E(H, t)]}{E(H, t)}. \quad (100)$$

Формула (100) позволяет предвычислить температуру подстилающей поверхности по прогнозу температуры в будке. Из этой же формулы видно, что если адвекция мало меняется с высотой, то членом $A \cdot (1 - E)$ можно практически пренебречь: $E(H, t)$ заметно отличается от единицы лишь при очень малых коэффициентах обмена $k_1 \rightarrow 0(10^{-4})$, а в этих случаях мало само $A(t)$; в тех же случаях, когда скорость ветра больше 3 м/сек. и адвективный приток тепла может быть заметным, тогда $k_1 \rightarrow 0(10^{-1} - 10^{-2})$ и $1 - E$ практически равно нулю. Таким образом, при предвычислении температуры на несколько суток влияние адвекции с точностью до десятых долей градуса учитывается изменением температуры воздуха в метеобудке. Учитывая также точность прогнозов, можно смело принять, что

$$\varphi(t) \approx \frac{T(H, t)}{E(H, t)}. \quad (101)$$

Учитывая, что $E(H, t)$ мало зависит от времени, получим из (101) для средней температуры

$$\varphi_{\text{ср}} \approx \frac{T_{\text{ср}}}{E(H, t)}. \quad (1)$$

За H можно принять и другую высоту, не обязательно метеобудку, необходимо только выполнение условия $\frac{\gamma_H^2}{4t} \ll 1$.

Формула (101) позволяет по заданной температуре воздуха найти температуру подстилающей поверхности.

Подставляя (101) и (102) в (85) и (86), получим искомую зависимость замерзания от температуры воздуха на высоте H . При этом мы положим $\frac{1}{E(H, t)}$

$$= 1 + \frac{\left(\frac{\gamma_H^2}{4t}\right)^p}{\Gamma(1+p)} \text{ [см. (99)], а в уравнении для определения } \alpha \text{ вообще примем } E$$

$= 1$. Для определения α это вполне можно сделать, так как обычно E колеблется от 0,9 до 1 (минимальное значение E имеет место при отсутствии снежного покрова и для периода в пять дней равно 0,88, для большего периода — еще больше).

После указанных упрощений получим следующие формулы для расчета параметра α и температуры почвы по температуре воздуха:

$$l(\alpha) = \frac{\lambda_1}{Lq} \left\{ \frac{\theta_0 - T_{\text{ср}}}{1 + \frac{2d}{y + y_0}} - \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{\theta_H - \theta_0}{\frac{a_2}{\alpha} \sqrt{\frac{\pi}{2} - 1}} \right\}, \quad (103)$$

$$\theta_1(z, t) = (T - \theta_0) \frac{1 - \frac{z}{y}}{1 + \frac{z}{y}} + \theta_0 + \delta\theta, \quad (104)$$

где

$$d = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot h, \quad \delta\theta = T \frac{1 - \frac{z}{y} \left(\frac{\gamma_H^2}{4t}\right)^p}{1 + \frac{d}{y} \Gamma(1+p)}.$$

Поправка $\delta\theta$ мала по сравнению с первым членом формулы (104) и практически отлична от нуля только тогда, когда коэффициент обмена порядка 10^{-4} , что имеет место лишь при скоростях ветра около 1 м/сек. и меньше. Поэтому целесообразно ее упростить, приняв $k_1 = 0,0002$ м²/сек., тогда

$$\delta\theta = \frac{H - h}{2,5 \sqrt{t}} \frac{1 - \frac{z}{y}}{1 + \frac{d}{y}} T(H, t). \quad (105)$$

Для $z \gg y(t)$ остаются без изменения формулы (69) и (60). Параметр α находится также, как и раньше, но

$$\alpha_0 = \sqrt{\frac{\lambda_1 (\theta_0 - T_{\text{ср}})}{Lq \left(1 + \frac{d}{y_0}\right)}}.$$

Эти формулы остаются в силе и при отсутствии снежного покрова, т. е. при $d = 0$.

4. Расчетные формулы

обы считать по полученным формулам, надо знать физико-термические параметры почвы, а при наличии снежного покрова — его высоту и плотность. Проведенная оценка показала, что наиболее существенными являются параметры мерзлой почвы, в то время как изменение λ_2 и в особенности α_2^2 сказывается мало.

Для последних двух величин можно взять средние значения. Для получения рабочих формул было принято $\alpha_2^2 = 0,0050$, так как талая почва, находящаяся в мерзлой, обладает большой влажностью. Из немногочисленных литературных данных о коэффициенте теплопроводности мерзлых почв [9, 10] можно заключить, что при замерзании почвы ее теплопроводность увеличивается в 1,2—1,4 раза. В то же время теплопроводность нижележащих слоев почвы ввиду их большей влажности и влажности больше теплопроводности верхних слоев (в талом состоянии) поэтому мы взяли $\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = 0,8$. Рекомендации по определению физических параметров

мерзлой почвы можно найти, например, в работах [10] — [14]. При наличии снежного покрова надо знать также его теплопроводность. К сожалению, до последнего времени приходится пользоваться формулой Абеляса $\lambda_s = 0,0068 \rho^2$, где ρ — плотность снега см^3 .

Учитывая то обстоятельство, что разделить λ_1 и λ_s не всегда возможно, мы сочли целесообразным найти приближенную связь между высотой снега и отношением коэффициентов теплопроводности мерзлой почвы и снега. Положив в (104) $\delta\theta$ и θ_0 равными нулю и устремив z к нулю, получим следующее простое соотношение:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_s} = \frac{T - f_1}{\frac{h}{y} f_1},$$

на основании которого по данным наблюдений построен график зависимости

$d = \frac{\lambda_1}{\lambda_s} h$ от h (рис. 5).

До сих пор мы пользовались системой CGS. Так как полученные формулы верны лишь для большого времени, то удобнее пользоваться размерностью: сантиметр, грамм, сутки, которая и будет принята в дальнейшем.

Учитывая все сказанное в этом разделе, получим формулы для расчета температуры почвы под снегом по данным о температуре воздуха на высоте H . Для мерзлого грунта остается в силе формула (104), в которой

$$\delta\theta = \frac{H - h}{740 \sqrt{t}} \frac{1 - \frac{z}{y}}{1 + \frac{d}{y}} T(H, t). \quad (106)$$

Эта поправка (106) вводится только при устойчивой тихой погоде. Температура

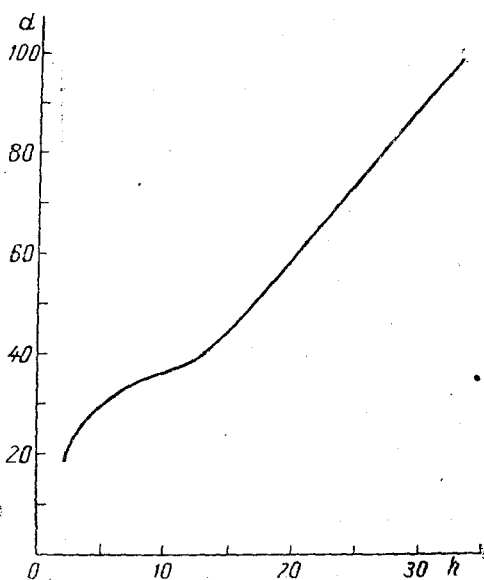


Рис. 5. Зависимость величины d от высоты снега.

талого грунта дается формулами:

$$\theta_2(z, t) = (\theta_H - \theta_0) \frac{\frac{z}{y} - 1}{\frac{37}{V\sigma} - 1} + \theta_0 \quad 1 \leq \frac{z}{y} \leq \frac{23}{V\sigma},$$

$$\theta_2(z, t) = (\theta_H - \theta_0) \frac{\Phi\left(\frac{V\sigma}{41,5} \frac{z}{y}\right) - \Phi\left(\frac{V\sigma}{41,5}\right)}{1 - \Phi\left(\frac{V\sigma}{41,5}\right)} + \theta_0 \quad \frac{z}{y} > \frac{23}{V\sigma}. \quad (1)$$

При вычислении температуры на глубинах до 20 см формулой (107а) ходится пользоваться редко.

Глубина промерзания определяется по формуле

$$y = \sqrt{\sigma t + y_0^2}, \quad (2)$$

где σ находится из уравнения

$$l(\sigma) = 2160 \frac{\lambda_1}{q} \left[\frac{\theta_0 - T_{cp}}{1 + \frac{2d}{y + y_0}} - 0,8 \frac{\theta_H - \theta_0}{\frac{37}{V\sigma} - 1} \right]. \quad (3)$$

Достаточно найти два приближения, тогда $\sigma = \sigma_2 - \gamma$, где $\gamma = \frac{(\sigma_1 - \sigma_2)^2}{(\sigma_0 - \sigma_1) - (\sigma_1 - \sigma_2)}$, причем σ_1 и σ_2 находятся по формулам $\sigma_1 = l(\sigma_0)$ и $\sigma_2 = l(\sigma_1)$, если отношение первого члена ко второму в квадратной скобке (3) больше 1,5; если это отношение меньше или равно 1,5, то $\sigma_1 = \frac{1}{2} [\sigma_0 + l(\sigma_0)]$, $\sigma_2 = \frac{1}{2} [\sigma_1 + l(\sigma_1)]$. В обоих случаях

$$\sigma_0 = \frac{2160}{1 + \frac{d}{y_0}} \frac{\lambda_1}{q} (\theta_0 - T_{cp}). \quad (4)$$

В качестве примера рассмотрим ход промерзания почвы и ее температуру на глубине 10 см в течение десяти дней.

Свойства мерзлой почвы примем следующими: $\lambda_1 = 0,003$ кал/см · сек · град, $q = 0,29$ г/см³, $\theta_0 = -0^\circ,5$. Средняя высота снега $h = 25$ см, плотность $\rho = 0,38$ г/см³. Ход температуры воздуха в метеобудке следующий:

t	0	2	4	6	8	10	Среднее
T°	-15	-13	-13	-19	-15	-21	-16

В день начала расчета глубина промерзания $y_0 = 13$ см, температура на большой глубине $\theta_H = 4^\circ,1$.

Прежде всего из (109) и (110) находим $\sigma_0 = 51$, $\sigma_1 = 53,6$, $\sigma_2 = 53,8$, $\sigma = 53,8$. Формулы (108) и (104), (106) дают такие искомые величины:

t	4	6	8	10
$y(t)$	19,6	22,2	24,5	26,6
θ_1	-1,8	-3,1	-2,9	-4,0

По формулам (104) — (110) был проведен ряд расчетов по материалам наблюдений в Павловске. Выбирались периоды, в течение которых мало менялась высота снежного покрова.

Расчеты проводились для двух вариантов:

- 1) теплопроводность снега вычислялась по формуле Абельса,
- 2) значения d снимались с графика.

ения параметров были приняты следующими; $q = 0,2 \text{ г/см}^3$, $\lambda_1 = 0,02 \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град.}$; $\theta_0 = 0^\circ$. Поправка $\delta\theta$ не вводилась.

В табл. 2 приведены средние ошибки при вычислении температуры на глубине 20 см.

Таблица 2

Средняя ошибка при вычислении температуры

Срок в сутках	5	10	15	20	25	30
по формуле	0,3	0,4	0,5	0,3	0,6	1,6
по графику	0,6	0,7	0,9	0,9	0,8	1,8
по случаям	20	20	19	10	4	2

Если нам задан ход температуры на поверхности снега, то в формулах (104), (9), и (110) достаточно заменить T на φ и $T_{\text{ср}}$ на $\varphi_{\text{ср}}$ ($\delta\theta$, естественно, равно нулю).

Если известен ход температуры на поверхности почвы, то нужно в (104), (9) и (110) заменить T на f_1 , $T_{\text{ср}}$ на $f_{\text{ср}}$, а d и $\delta\theta$ положить равными нулю. Порядок расчета во всех случаях одинаков.

ЛИТЕРАТУРА

- Хакимов Х. Р. К вопросу о тепловых расчетах промерзания и оттаивания грунтов. Сборник трудов НИИ оснований и фундаментов, № 19, 1952.
- Лейбензон Л. С. Руководство по промышленной механике. М.—Л., 1931.
- Франк Ф. и Мизес Р. Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики. М.—Л., 1937.
- Рубинштейн Л. И. Об устойчивости границы раздела фаз в двухфазной теплопроводящей среде. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 6, 1948.
- Дюбюк А. Ф., Монин А. С. К прогнозу температуры почвы под снежным покровом. Труды ЦИП, вып. 21 (48), 1950.
- Баев В. К., Монин А. С. Пример расчета температуры под снежным покровом. Труды ЦИП, вып. 21 (48), 1950.
- Лайхтман Д. Л. Некоторые нестационарные задачи теории теплопроводности в динамической метеорологии. Труды ГГО, вып. 19 (81), 1950.
- Лайхтман Д. Л. Предвычисление суточных колебаний температуры в приземном слое атмосферы. Труды ГГО, вып. 22 (84), 1950.
- Франчук А. У. Теплопроводность строительных материалов зернистой структуры в зависимости от их влажности. Стройиздат, 1941.
- Гольдштейн М. Н., Лукьянов В. С. и др. Сооружение земляного полотна в зимнее время. Гранселлориздат, 1946.
- Материалы по лабораторным исследованиям мерзлых грунтов. Сб. 1, изд. АН СССР, 1953.
- Розенфельд Л. М. Определение содержания льда в почве с помощью тепловых характеристик. Доклады ВАСХНИЛ, вып. 3, 1951.
- Сборник трудов по агрономической физике. Вып. 5. 1952.
- Akira Higashi Transactions, American Geophysical Union, v. 34, № 5, 1953.

ВЛИЯНИЕ ОРОШЕНИЯ НА ИЗМЕНЕНИЕ СОСТАВЛЯЮЩИХ ТЕПЛОВОГО БАЛАНСА НА ПОЛЕ ПШЕНИЦЫ

Летом 1953 г. в Северном Крыму были проведены наблюдения над составляющими теплового баланса в комплексной экспедиции, организованной Центральным институтом прогнозов при участии Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова и Московского института гидротехники и мелиорации. Площадки наблюдений располагались на колхозных полях пшеницы в 8 км к северу от Джанкоя. Весь орошаемый участок, на котором производился полив, составлял площадь 9 га ($200 \times 450 \text{ м}^2$).

План расположения площадок показан на рис. 1. Неорошаемая площадь представляла собой часть площади орошаемого поля.

Группа сотрудников Главной геофизической обсерватории обеспечивала наблюдения по тепловому балансу, для чего на двух площадках по единой методике одинаковыми приборами синхронно проводились систематические сравнительные наблюдения. На обеих площадках были установлены анемометры системы „Метеор“ на высотах 0,5, 1,0 и 2,0 м (по мере роста пшеницы остались две высоты 1,0 и 2,0), психрометры большой модели на высотах 0,2, 0,5 и 1,5 м над пшеницей, актинометрические приборы на специальной выдвижной рейке — пиранометр-балансомер. На орошаемой площадке, кроме того, был установлен термоэлектрический актинометр; на неорошаемой площадке — эффективный пиранометр (пирангеометр).

Наблюдения производились 5 раз в течение дня: в 6—7, 9—10, 12—13, 15—16, 18—19 час. Круглосуточные наблюдения проводились 4 раза: 4—5/V, 22—23/V, 5—6/VI и 3—4/VI.

Пробы на влажность брались 1 раз в декаду в 4 повторностях до глубины 1 и 1,5 м. На орошаемой площадке брались, кроме того, пробы на влажность до и после полива. Наблюдения над температурой почвы производились по термометрам Савинова.

Градиентные наблюдения до 17/VI производились 2 раза в час, а в дальнейшем 4 раза в час. За час осреднялись 4 отсчета по двум наблюдениям в начале и двум в конце часа (0—10 и 50—60 мин.). Актинометрические наблюдения проводились три раза за час (10—20, 25—35, 40—50 мин.). Анемометры включались на час наблюдений. Дополнительные наблюдения проводились по определению шероховатости и альбедо.

Погоду нельзя считать характерной для летнего времени района Северного Крыма: больше нормы осадков, меньше нормы число дней с ясной погодой. По отдельным периодам можно охарактеризовать погоду следующим образом.

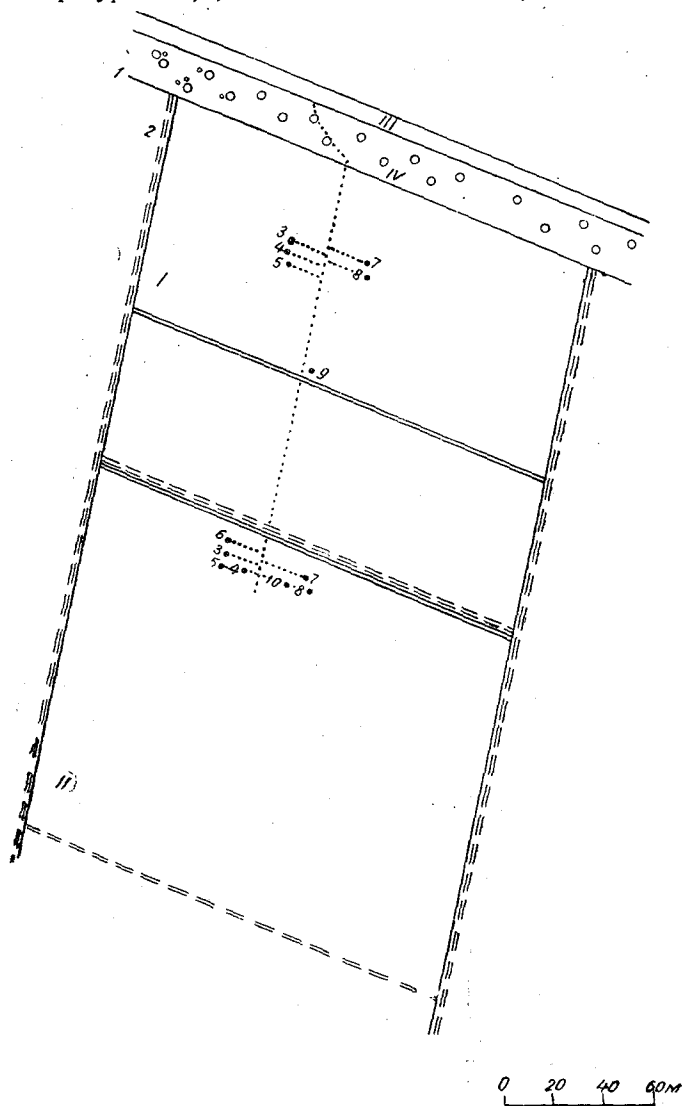
29/IV — 8/V. Сухая погода без дождя; в первой половине периода облачность верхнего яруса C_i и A_c , в конце периода пасмурная погода St и Sc . Максимальная температура воздуха $20^{\circ},9$, средняя скорость ветра 3,5 м/сек. количество осадков 0,0.

8 — 21/V пасмурная погода, преимущественно дожди. Средняя скорость ветра 2,5 м/сек., максимальная температура $22^{\circ},0$, количество осадков 48,6 мм.

— 30/V. Ясная малооблачная погода без дождя. Максимальная температура , средняя скорость ветра 4,5 м/сек. количество осадков 0,0.

— 12/VI. В начале июня облачная с дождями погода, затем ясная погода при ии Сi и Си. Средняя скорость ветра 2,5 м/сек., максимальная температура количество осадков 8,5 мм.

3— 24/VI. Пасмурная, дождливая погода. Средняя скорость ветра 1,2 м/сек., амальная температура 28°,5, количество осадков 61,6 мм.



ис. 1. План расположения приборов и установок (на участке яровой пшеницы в колхозе им. Чкалова).

— неорошаемая площадка; II — орошаемая площадка, III — дорога, IV — лесополоса; I — границы участков, — оросители, 3 — актинометрическая установка, 4 — психрометрия, 5 — анемометрия, 6 — актинометр, 7 — установка Скворцова, 8 — влагомеры Шишкова и испарители, 9 — осадкомер Третьякова, 10 — влагомер Данилина.

25/VI — 12/VII. Малооблачная погода без дождя. Значительная облачность)/VI — 2/VII, 9—11/VII. Средняя скорость ветра 3,0 м/сек., максимальная температура 34°2, количество осадков 22,0 мм. Общее количество осадков за период — 160 мм.

За экспедиционный период было произведено два полива, в сроки 11—15/V 3—9/VI. После первого полива шли непрерывные дожди и метеорологический

эффект полива обнаружить не удалось. После второго полива погода была благоприятной в течение недели. Полив производился из артезианских колодцев оросительным канавам. Нормы полива составляли в первый раз 1645 м³ на площадь 1,72 га, т. е. 95 мм, второй раз 2865 м³ на площадь 2,16 га. На 2 га затрачивалось 3—4 дня. Таким образом, граница полива во времени очень размытой. Нормы полива рассчитывались по количеству воды, поступающей на поле. Однако часть воды задерживалась в канавах и на пшеницу не попадала. Кроме того, полив не был равномерным. Площадки наблюдений увлажнялись несколько больше средней нормы.

Температура и влажность воздуха

Дадим характеристику термического режима полей в соответствии с погодными условиями. Первый период наблюдений (с 29/IV по 8/V) характеризуется вильным суточным ходом температуры на обеих площадках с изотермией в 7 час., изотермией и инверсией 18—19 час. В дневные часы наблюдаются слабые адиабатические градиенты порядка 1—2° на 1 м. Температура воздуха на орошаемой площадке несколько выше температуры на неорошаемой площадке (0,5—1°, 0).

Второй период (до 22/V) характеризуется малыми градиентами. В дневные часы разности температур на двух высотах составляют несколько десятых градуса. Температуры площадок заметным образом не отличаются друг от друга.

Следующий период характеризуется профилями температуры, соответствующими ясной погоде. Заметных расхождений в температурах площадок нет.

После полива на неорошаемой площадке сохраняется ход, характерный для ясной погоды, в то время как на орошаемой площадке наблюдается изотермия и инверсия. Интересно, что наибольшие различия в значениях температуры обеих площадок наблюдаются 8—9/VI (на высоте 20 см $\Delta t = 3,8^\circ$, а на высоте 150 см $\Delta t = 1,5^\circ$), т. е. на третий день после полива, а не на первый, как это можно было ожидать. То же можно сказать и в отношении влажности. Одна из причин этого заключается, вероятно, в том, что полив всего орошаемого поля растянулся на несколько дней. Площадки наблюдений были залиты в начале поливочных участков — в последующие дни, когда уже проводились наблюдения.

Величины вертикальных градиентов в инверсии достигают 1,5°/м. Превышение температуры воздуха на неорошаемой площадке по сравнению с орошаемой остается до конца вегетационного периода, сохраняя величину порядка 1°.

Последний период наблюдений характеризуется подобными профилями температур.

Затраты тепла на испарение и турбулентный теплообмен

Расчет затрат тепла на испарение LE и турбулентный теплообмен P производился на основании уравнения теплового баланса по следующим формулам:

$$LE = \frac{R - Q}{1 + 0,64 \frac{\Delta t}{\Delta e}}, \quad P = \frac{R - Q}{1 + 1,56 \frac{\Delta t}{\Delta e}},$$

где Δt и Δe — градиенты температуры и влажности на высотах 0,2 и 1,5 м.

Как известно, расчеты составляющих теплового баланса в различные часы суток имеют различную точность. Действительно, если считать точность измерений $(R - Q) \pm 0,02$, $\Delta e \pm 0,1$, и $\Delta t \pm 0,1$ (в соответствующих единицах измерений), то оказывается, что в ясную погоду летом относительная ошибка $\frac{\Delta}{\bar{A}}$ в 12 час. имеет порядок 10%, в 9 и 15 час. 20%, в 6 и 18 час. 100%. Таким образом, методом теплового баланса по нашим наблюдениям можно надежно определить суммарное испарение и турбулентный теплообмен только за три дня: 9, 12 и 15 час. Кроме того, следует иметь в виду, что указанные формулы можно использовать при значениях $\Delta t > 0$ и $\Delta e > 0$. В остальных слу

расчет потоков будет иметь смысл только тогда, когда выполняются следующие неравенства:

$$1) \text{ при } \Delta t < 0, \Delta e > 0 \left(0,64 \frac{\Delta t}{\Delta e}\right) < 1 \text{ и } \left(1,56 \frac{\Delta e}{\Delta t}\right) > 1,$$

$$2) \text{ при } \Delta t > 0, \Delta e < 0 \left(0,64 \frac{\Delta t}{\Delta e}\right) > 1 \text{ и } \left(1,56 \frac{\Delta e}{\Delta t}\right) < 1.$$

При $\Delta t < 0, \Delta e < 0$ расчет не имеет смысла. Это можно иллюстрировать примером. По наблюдениям 4/VII в срок 18—19 час. $\Delta t = 0,3$ и $\Delta e = -0,3$; при $\left(0,64 \frac{\Delta t}{\Delta e}\right) < 1$; в этом случае условие не выполняется. Если рассчитать величину потоков, то получится $P = -0,35$ и $LE = +0,50$, что не имеет смысла положительных градиентах температуры и отрицательных градиентах влажности. Могут быть случаи, когда неравенства выполняются и направления потоков правильными, но расчеты производить нельзя из-за очень большой погрешности, возрастающей при определенном сочетании Δe и Δt и малых величинах $-Q$). Например, по наблюдениям 30/VI в 18—19 час. $\Delta t = -0,4$, $\Delta e = 0,3$, что дает $P = 0,50$, $LE = 0,75$ (в то время как в срок наблюдений 12—13 час. $P = 0,18$), чего не может быть.

В случаях, когда нельзя было использовать вышенаписанные формулы, величина P рассчитывалась через коэффициент турбулентности (о чем подробнее будет сказано ниже), а величина LE — как остаточный член уравнения теплового баланса. В отдельных случаях значения P и LE определялись по уравнению $LE = R - Q$ и по соотношению градиентов Δe и Δt .

Параметр шероховатости

Для расчета коэффициента турбулентности нужно было определить параметр шероховатости, при этом возникал вопрос о том, на каком уровне производить расчеты этого параметра и от какого нулевого уровня рассчитывать градиенты температуры и влажности при наличии растительного покрова. Для расчета параметра шероховатости производились измерения скорости ветра на трех или четырех (при высоте пшеницы $> 0,5$ м) высотах: 0,5, 1,0, 2,0 и 3,5 м над поверхностью почвы. Измерения скорости ветра для расчета параметра шероховатости проводились в часы изотермии ($\Delta t \pm 0,1^\circ$) при скорости ветра не менее 2 м/сек. Из наблюдений было шесть, из которых четыре наблюдения были в мае, а — в июле. Вычисление параметра шероховатости можно проводить графически на основании формулы

$$u = u_1 \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{z_1}{z_0}}.$$

Это справедливо для поверхности без растительного покрова.

Для поля пшеницы высоту z следует отсчитывать от некоторой высоты h , называемой высотой, или уровнем, вытеснения. При этом предыдущая формула будет иметь вид:

$$u = u_1 \frac{\ln \frac{z' - h}{z_0}}{\ln \frac{z_1' - h}{z_0}}.$$

Была сделана попытка определить уровень вытеснения из профилей температуры. При этом использовались психрометрические наблюдения, проводимые сотрудниками Центрального института прогнозов, где температура измерялась в шести точках (под пшеницей и над пшеницей). Отношение высоты вытеснения к высоте растений получилось равным $\frac{4}{5}$. Однако более надежными мы считаем

данные наблюдений в Пахта-Арале, где это отношение получилось равным 1. Исходя из этого, были приняты следующие значения уровня вытеснения h .

Период	Площадь	
	орошаемая	неорошаемая
28/IV—19/V	10	10
20 — 28/V	20	20
29/V — 7/VI	30	30
8 — 18/VI	40	40
19 — 28/VI	50	40
29/VI— 7/VII	60	50
8 — 12/VII	60	50

С помощью этой таблицы были рассчитаны высоты психрометров и анемометров от высоты вытеснения и рассчитан параметр шероховатости. Значения параметра шероховатости z_{00} получились следующими:

Дата	z_{00}
13/V	0,009
	0,011
22/V	0,020
26/V	0,027
9/VII	0,074
	0,081

Для расчета коэффициента турбулентности были приняты следующие значения z_{00} для трех периодов:

Период	z_{00}
30/IV—31/V	0,02
1/VI—17/VI	0,04
18/VI—10/VII	0,07

Границы периодов выбраны таким образом, что при переходе от одного периода к другому значения $\frac{k_1}{u_1}$ изменялись не больше, чем на 0,01 м. Поскольку высоты расположения анемометров не менялись по мере роста пшеницы, высоты психрометров изменялись недостаточно часто, нужно было рассчитать расстояния от уровня вытеснения до приборов для всего периода.

Расчет скорости ветра на высоте 1 м над деваемой поверхностью производился по формуле

$$u_1 = u \frac{\ln \frac{z_1}{z_{00}}}{\ln \frac{z}{z_{00}}},$$

при этом z_{00} было принято равным 0,02 м.

Для различных значений z (0,4—0,9) были определены значения поправочного множителя $\frac{\ln \frac{z_1}{z_{00}}}{\ln \frac{z}{z_{00}}}$.

Расчет поправочных множителей к ΔT производился по формуле

$$\Delta T' = \Delta T'' \frac{\ln \frac{z_2}{z_1}}{\ln \frac{z_4}{z_3}}.$$

Величины $\frac{\ln \frac{z_2}{z_1}}{\ln \frac{z_4}{z_3}}$ изменялись в течение наблюдений от 0,76 до 1,55.

нение составляющих теплового баланса за вегетационный период

табл. 1 приведены результаты расчетов составляющих теплового баланса (R — радиационный баланс), Q (поток тепла в почву), LE (затраты тепла на испарение) (турбулентный теплообмен). В тех случаях, когда расчет P и LE производится через коэффициент турбулентности, соответствующие значения помечались звездочкой — (*). Величины R^* дают значения радиационного баланса, взятые по измеренному балансомеру, если наблюдения по затененному прибору отсутствовали.

рис. 2 представлен суточный ход составляющих теплового баланса в дни посуточных наблюдений. Все трое суток были безоблачными и могут характеризовать изменение в соотношениях составляющих теплового баланса за период: — до полива, 5/VI — после полива, 3/VII — в конце вегетационного периода. Рассмотрения графиков следует, что в период до полива (22—23/V) радиационный баланс обеих площадок одинаков, за исключением срока наблюдений с 30 мин.

Испарение достигает максимума в 13 час. Бóльшее испарение наблюдается на орошаемой площадке. Соответственно этому турбулентный обмен больше на орошаемой площадке. Ночные значения P и LE близки к нулю. На обеих площадках наблюдается приток тепла из воздуха к почве.

После полива (5—6/VI) радиационный баланс на орошаемой площадке несколько больше, чем на неорошаемой. Тепловой поток в почву днем по амплитудам в 10—11 раз больше на неорошаемой площадке, чем на орошаемой. Максимальные значения имеют в 10—11 час., переход через нуль в 15—15 час. 30 мин. Испарение на орошаемой площадке значительно больше, чем на неорошаемой. Турбулентный поток тепла на орошаемой площадке в течение суток близок к нулю. На неорошаемой площадке турбулентный поток тепла имеет тот же суточный ход, как и до полива.

В конце вегетационного периода (3—4/VII) радиационный баланс площадок одинаков. Турбулентный поток тепла на неорошаемой площадке в дневные часы в 10—11 раз больше турбулентного потока на орошаемой площадке. Максимальные значения составляют 0,45 кал/см² мин. (4/VII). В ночное время наблюдается небольшой приток тепла из воздуха к почве. Испарение больше на орошаемой площадке. Максимальные дневные величины составляют 0,75 кал/см² мин.

Таким образом, наибольшие запасы влаги в почве на орошаемой площадке после полива обуславливают большее испарение. Для того чтобы судить о соотношениях составляющих теплового баланса более подробно за весь вегетационный период, на рис. 3 и 4 представлены дневные суммы затрат тепла на испарение и на турбулентный обмен за отдельные дни на обеих площадках. В период между поливами испарение на неорошаемой площадке в среднем равно испарению на орошаемой площадке. Турбулентный поток на орошаемой площадке превышает соответствующий поток на неорошаемой площадке. Турбулентный теплообмен на орошаемой площадке, начиная с 6/VI, в два и больше раз превышает турбулентный теплообмен на орошаемой площадке. Таким образом, несмотря на то, что различия в радиационном балансе двух площадок за вегетационный период очень малы, происходит существенное перераспределение тепла между составляющими теплового баланса: на орошаемой площадке после полива значительно увеличиваются затраты тепла на испарение и соответственно уменьшается турбулентный поток тепла. В отдельные дни суммы турбулентного тепла за день меняются на обратный (8, 27, 28/VI). При этом подстилающая поверхность получает тепло из воздуха за счет турбулентной теплопередачи.

Представляет интерес сравнить результаты расчетов затрат тепла на испарение по методу теплового баланса с результатами расчетов той же величины по методу водного баланса. Расчет испарения по водному балансу в условиях Джанкоя мог быть выполнен лишь приближенно. Для расчета по методу водного баланса нужно знать изменение влагосодержания слоя почвы до той глубины, где влажность

Таблица составляющих теплового баланса

Дата	Час	Облачность	Ветер	Неорошаемая площадка				Орошаемая площадка			
				R	Q	P	LE	R	Q	P	LE
29/IV	6-7	10/1 Cl, Ac, Sc	ВЮВ 3,5	0,06*	0,10*	-0,02*	-0,02*				
	9-10	10/0 Cl, Cs, Ac	BCB 3,5	0,47	0,17	0,13	0,17				
	12-13	10/1 Cl, Cs, Cu	BCB 4,0	0,69	0,15	0,24	0,30				
	15-16	9/1 Cl, Cu	BCB 4,0	0,40	-0,01	0,36	0,05				
	18-19	2/0 Cl	ЮВ 2,5	-0,08	-0,12*	-0,01*	0,05*				
30/IV	6-7	1/0 Ac	3ЮЗ 2,5	0,13	0,10*	0,01*	0,02*				
	9-10	0/0	3СЗ 3,5	0,60	0,24	0,25	0,11				
	12-13	4/4 Cu	С 3,0	0,54	0,13	0,22	0,19				
	15-16	7/3 Cl, Ac, Cu, Sc	CB 3,0	0,19	-0,08	0,10	0,17				
	18-19	6/2 Cl, Ac, Sc	В 1,5	-0,07	-0,11	-0,03*	0,09*				
2/V	6-7	9/0 Cl	3 2,0	0,14	0,04	0,05	0,04				
	9-10	10/0 Cl, Cs, Ac	CB 5,0	0,49	0,18	0,16	0,15				
	12-13	10/2 Cl, Cu, Cb	СЗ 7,5	0,65	0,14	0,41	0,10				
	15-16	3/1 Cl, Cu	3СЗ 5,0	0,48	-0,04	0,33	0,19				
	18-19	0/0	3СЗ 2,5	0,00	-0,12	0,06	0,12				
3/V	6-7	0/0	С 3,5	0,16	0,03*	0,04	0,09				
	9-10	10/9 Sc, Ac	CCB 5,0	0,24	0,08	0,07	0,09				
	12-13	10/10 Sc	С 4,5	0,34	0,05	0,12	0,17				
	15-16	1/1 Cu	С 4,0	0,49	-0,03	0,33	0,19				
	18-19	1/0 Ac	С 3,0	-0,07	-0,09	-0,01*	0,06*				
4/V	6-7	0/0	ЮЗ 4	0,17	0,12	0,03	0,02				
	9-10	0/0	3 5	0,70	0,22	0,26	0,22				
	12-13	6/6 Cu, Fcu	3ЮЗ 4	1,00*	0,17	0,42	0,41				
	15-16	2/2 Cu	3СЗ 5	0,47	-0,05	0,30	0,22				
	18-19	1/1 Sc	3 3,5	-0,07	-0,14	0,06	0,06				

Дата	Час	Облачность	Ветер	Неорошаемая площадка				Орошаемая площадка			
				R	Q	P	LE	R	Q	P	LE
25/V	6-7	0/0	3 1,0	0,21	0,04	0,03	0,14	0,20	0,06	0,04	0,10*
	9-10	0/0	3ЮЗ 1,0	0,72	0,24	0,04	0,44	0,70	0,20	0,07	0,43
	12-13	0/0	0	0,87	0,27	0,00	0,60	0,83	0,17	0,03	0,63
	15-16	1/1 Cu	B 3	0,51	-0,02	-0,05	0,58	0,55	0,00	0,04	0,51
	18-19	7/3 Cl, Ac, Sc	B 2	-0,02	-0,07*	-0,05*	0,10*	0,01	-0,06	-0,03	0,10
27/V	6-7	0/0	BCB 2	0,20	0,01	0,01	0,18	0,23	0,05*	0,07	0,11
	9-10	1/1 Cu	B 2,5	0,76	0,21	0,20	0,35	0,80	0,17	0,24	0,39
	12-13	1/1 Cu	CB 3,5	0,96	0,23	0,23	0,50	0,97	0,16	0,38	0,43
	15-16	0/0	ВЮВ 5,5	0,56	0,4	0,19	0,33	0,59	0,00	0,21	0,38
	18-19	0/0	ВЮВ 5,0	-0,02	-0,07	-0,05	0,10*	-0,02	-0,13	0,02	0,09
5/VI	6-7	0/0	СЗ 2,0	0,22	0,00	0,03	0,19	0,26	0,02	0,06	0,19
	9-10	0/0	CB 2,0	0,79	0,22	0,27	0,30*	0,84	0,13	0,05	0,66
	12-13	4/4 Cu, Frcu	CB 3,0	1,02	0,22	0,38	0,42	1,09	0,11	-0,02	1,00
	15-16	2/2 Cu, Frcu	CB 4,0	0,56	0,07	0,22	0,27	0,63	-0,01	0,00	0,64
	18-19	0/0	B 3,0	0,00	-0,03	0,00	0,03	0,02	-0,06	-0,03	0,11
6/VI	21-22	0/0	B 1,0	-0,09	-0,06	-0,02*	-0,01*	-0,09	-0,08	-0,04	0,03
	0-1	0/0	0	-0,06	-0,04	-0,01*	-0,01*	-0,08	-0,06	-0,04	0,02
	3-4	0/0	3 1,0	-0,06	-0,04	-0,01*	-0,01*	-0,07	-0,04	-0,02	-0,01
	6-7	0/0	CCB 2,5	0,24	0,04	0,09	0,11	0,23	0,01	0,04	0,18
	9-10	0/0	CB 3,0	0,78	0,19	0,35	0,25	0,81	0,12	0,00	0,69
8/VI	12-13	0/0	BCB 5,5	0,97	0,19	0,00	0,99	0,10	0,10	0,13	0,76
	15-16	0/0	BCB 5,5	0,56	-0,03	0,71	-0,13	0,61	0,00	0,15	0,46
	18-19	0/0	B 4,0	-0,01	-0,05*	0,14*	-0,10*	0,02	-0,07	-0,01	0,10
	6-7	7/0 Cl	3 1,5	0,22	0,02	0,00	0,20	0,24	0,00	0,08	0,16
	9-10	0/0	CCB 3,5	0,77	0,22	0,04	0,51	0,82	0,15	-0,12	0,79
9/VI	12-13	3/3 Cu	CCB 3,5	0,93	0,20	0,47	0,26	0,96	0,14	-0,10	0,92
	15-16	3/3 Cu	CCB 3,0	0,44	-0,03	0,18	0,29	0,46	-0,01	-0,18	0,65
	18-19	8/2 Cl, Ac, Cu	3СЗ 2,0	-0,02	-0,13	-0,12	0,23	0,00	-0,04	-0,03	0,07
	6-7	0/0	3 1,5	0,19	0,07	0,12	0,00	0,22	0,06	0,08	0,16
	9-10	1/0 Cl, Ac	CCB 2,0	0,73	0,20	0,17	0,51	0,82	0,15	-0,12	0,79
	12-13	10/5 Cl, Cu	СЗ 3,0	0,93	0,20	0,17	0,26	0,96	0,14	-0,10	0,92

10/VI	6-7 9-10 12-13 15-16 18-19	0/0 1/0 Cl 1/1 Cu 7/4 Cl, Cu, Freu 9/4 Cl, Ac, Cu	3C3 1,0 CC3 1,0 C 2,0 BCB 3,0 Ю 2,0	0,21 0,70 0,74 0,41 0,00	0,06 0,27 0,22 -0,06 -0,15	0,09 0,11 0,08 -0,14	0,34 0,41 0,39 0,29	0,80 0,85 0,49 0,05	0,15 0,13 -0,01 -0,04	-0,04 -0,04 -0,03 -0,02	0,04 0,03 0,03 0,16 0,11 -0,03 0,10 0,01	0,08 0,29 0,62 0,64 0,08
11/VI	6-7 9-10 12-13 15-16 18-19	0/0 0/0 0/0 0/0 0/0	B 2,5 B 4,0 B 4,5 B 4,5 B 3,3	0,20 0,76 0,92 0,56 0,00	0,02 0,22 0,20 -0,06 -0,16	0,04 0,21 0,47 0,24 0,08	0,14 0,33 0,25 0,38 0,08	0,20 0,87 0,99 0,61 0,02	0,03 0,16 0,11 -0,03 -0,00	0,00 0,03 0,04 0,10 0,01	0,17 0,69 0,84 0,54 0,07	
19/VI	6-7 9-10 12-13 15-16 18-19	туман 4/4 Cu 9/8 Cl, Cu 8/3 Cl, Cs, Cu 9/4 Cl, Ac, Cb	Ю3 1,0 ЮВ 1,0 Ю 1,5 ЮВВ 2,5 ЮЮ3 1,5	0,22 0,53 0,84 0,68 -0,02	0,03 0,22 0,20 -0,07 -0,02	0,02 0,12 0,27 0,12 0,00*	0,17 0,19 0,67 0,63 0,00*	0,16 0,54 0,91 0,69 0,00	0,03 0,15 0,12 -0,01 -0,06	0,05 0,10 0,17 0,06 -0,02	0,08 0,29 0,62 0,64 0,08	
26/VI	6-7 9-10 12-13 15-16 18-19	0/0 0/0 1/1 Cu 1/0 Cl 0/0	CB 3,0 CB 6,0 CB 6,0 CB 5,5 B 3,5	0,24 0,85 1,02 0,66 0,05	0,02 0,22* 0,22 0,00 -0,06	0,06 0,38 0,29 0,16 -0,01	0,16 0,25 0,51 0,50 0,12	0,24 0,87 1,03 0,66 0,06	-0,01 0,14 0,15 0,01 -0,06	-0,04 0,07 0,40 0,02 -0,04	0,29 0,66 0,48 0,67 0,16	
27/VI	6-7 9-10 12-13 15-16 18-19	0/0 0/0 3/3 Cu, Freu 3/3 Cu, Freu 2/2 Cu	3C3 2,0 CB 1,5 CCB 1,5 3Ю3 1,0 C3 3,0	0,22 0,79 0,91 0,65 0,04	0,04 0,23 0,20 -0,03 -0,13	0,06 0,10 0,13 0,12 -0,07	0,12 0,46 0,58 0,56 0,24	0,23 0,79 0,94 0,72 0,07	0,02 0,15 0,13 0,01 -0,06	0,03 0,07 0,05 -0,05 -0,24	0,18 0,57 0,76 0,76 0,37	
28/VI	6-7 9-10 12-13 15-16 18-19	1/0 Ac 1/0 Ac 3/2 Cl, Cu 2/1 Cl, Cu 10/4 Ac, Sc	ЮЮ3 2,5 ЮЮ3 3,5 ЮЮ3 3,0 Ю3 5,0 3 4,5	0,22 0,81 1,00 0,66 0,01	0,00 0,22 0,20 -0,06 -0,11	-0,02 0,13 0,07 0,00 -0,17	0,24 0,46 0,73 0,72 0,29	0,21 0,84 1,05 0,63 0,00	0,00 0,13 0,09 -0,03 -0,07	0,04 -0,03 -0,09 -0,03 -0,06	0,17 0,74 1,65 0,68 0,13	
30/VI	6-7 9-10 12-13 15-16 18-19	3/1 Cl, Sc 8/7 Cl, Sc, Cu 6/5 Cl, Sc, Cu 7/7 Cu 3/1 Cl, Cu	3Ю3 1 3 3,0 3 4,0 3 3,0 3 3,5	0,23 0,66 0,35 — —	0,02 0,20 0,16 -0,04 -0,08	0,02 0,25 0,03 -0,08* -0,08*	0,18 0,20 0,16 0,03 0,07	0,25 0,82 0,37 0,92 0,05	0,02 0,11 0,09 -0,02 -0,04	0,05 0,08 0,09 -0,08 -0,18	0,18 0,63 0,19 1,02 0,27	

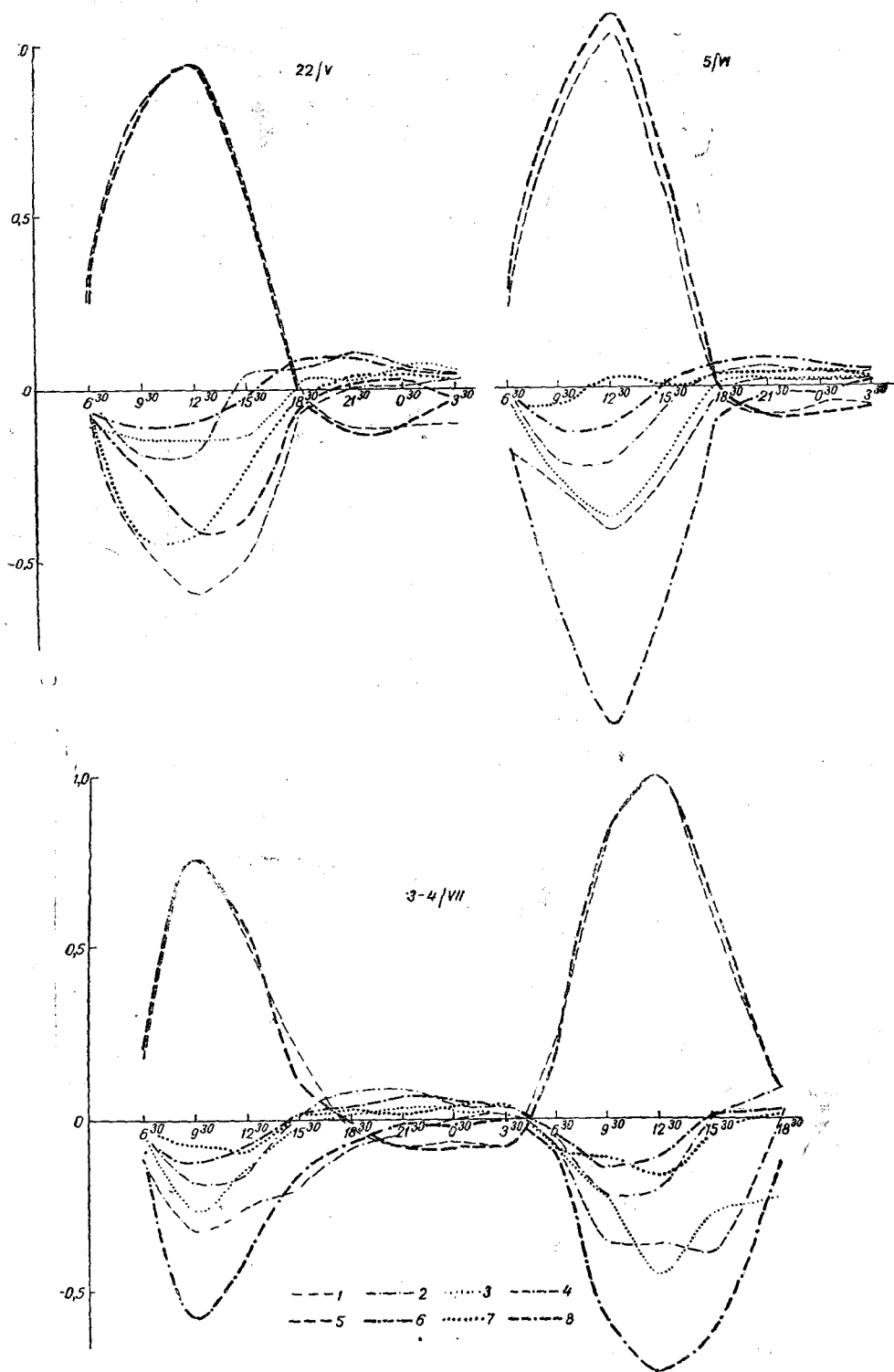


Рис. 2. Суточный ход составляющих теплового баланса в дни круглосуточных наблюдений.
Неорошаемое поле: 1 - R, 2 - Q, 3 - P, 4 - LE; орошаемое поле: 5 - R, 6 - Q, 7 - P, 8 - LE.

постоянна, количество выпавших осадков и величину стока. Величину E мы полагаем равной нулю, поскольку уровень грунтовых вод был расположен очень глубоко. Влажность почвы измерялась до глубины 150 см и, строго говоря, она не была постоянной, а имело место некоторое просачивание влаги в более глубокие слои. В силу этого рассчитанное испарение можно считать заниженным.

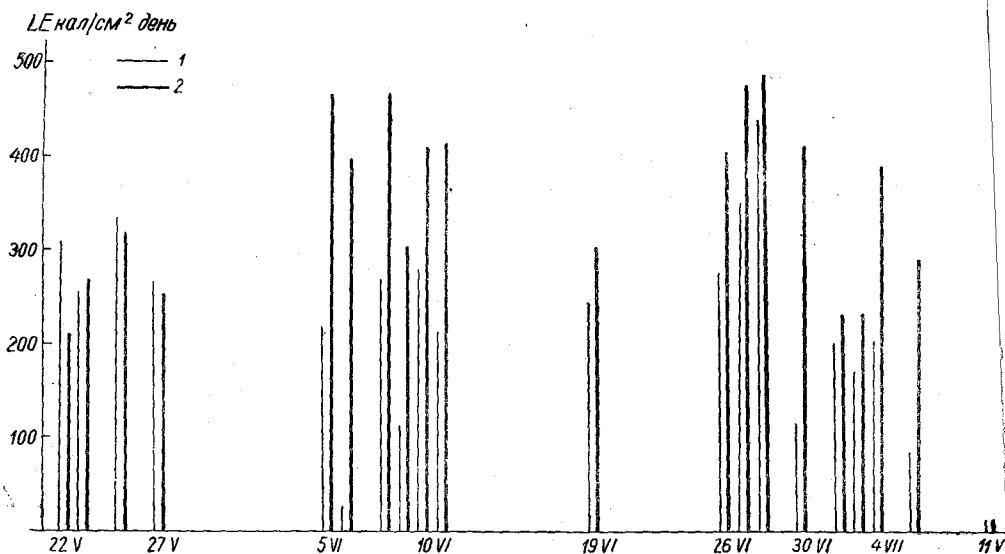


Рис. 3. Дневные суммы затрат тепла на испарение.
1 — неорошаемая площадка; 2 — орошаемая площадка.

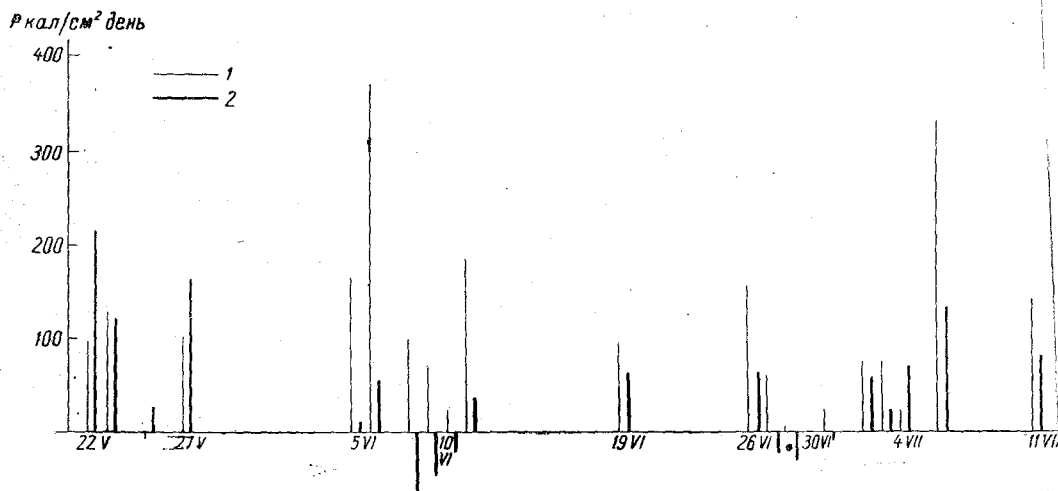


Рис. 4. Суммы турбулентного тепла за отдельные дни на обеих площадках.
1 — неорошаемая площадка, 2 — орошаемая площадка.

С другой стороны, при учете осадков мы несколько переоценивали увеличение влажности почвы (а этим и испарение), поскольку часть осадков задерживается на растениях и не проходит в почву.

Расчет испарения по водному балансу производился по формуле

$$E = r + (w_1 - w_2),$$

где r — количество осадков, w_1 и w_2 — влагосодержание слоя в начале и в конце рассматриваемого периода.

смотря на наличие указанных источников ошибок, можно приближенно провести сравнение испарения, рассчитанного по методу теплового и по методу водного балансов и, кроме того, сравнить затраты тепла на испарение с радиационным балансом. Суммы радиационного тепла по декадам рассчитывались следующим образом: подсчитывались дневные суммы в дни наблюдений; пропущенные дни выполнялись по средним значениям. В дни круглосуточных наблюдений рассчитывалось отношение дневных сумм к суточным. Это отношение получилось 0,89, что учитывалось при пересчете от дневных сумм к суточным. В табл. 2 представлены суммы радиационного тепла в ккал/см² за весь период наблюдений (с 29/IV по 12/VII) и затраты тепла на испарение, рассчитанные по водному и тепловому балансу.

Таблица 2.

Сумма радиационного тепла и затраты тепла на испарение

П о л е	Радиационный баланс	Затраты тепла на испарение	
		по водному балансу	по тепловому балансу
орошаемое	21,6	11,6	13,3
неорошаемое	22,6	25,5	19,2

Как следует из таблицы, затраты тепла на испарение на неорошаемой площади, рассчитанные как по методу теплового баланса, так и по методу водного баланса, близки между собой; метод теплового баланса дает значения на 15% ниже. Затраты тепла на испарение составляют по этому методу около 60% радиационного тепла. На орошаемой площадке затраты тепла на испарение составляют уже около 85% от радиационного тепла. Для этой же площадки метод водного баланса дает величину затрат на испарение 25,5 ккал., что значительно превышает суммы радиационного тепла за этот период. Подобное соотношение могло бы иметь место, если бы подстилающая поверхность получала тепло из воздуха в добавление к радиационному теплу значительное количество за счет турбулентного теплообмена. Однако в условиях Джанкоя этого не наблюдается. Поэтому остается предположить, что при расчетах по методу водного баланса получаются завышенные значения испарения. При наших наблюдениях получено превышение рассчитанных таким образом величин испарения в 1,5-2 раза. Причина этого заключается, очевидно, в том, что нельзя учесть всю поливную норму слагаемым r .

Подводя итог всему вышеизложенному, следует подчеркнуть следующее. Различия наблюдений по тепловому балансу орошаемого и неорошаемого полей вызвало незначительные различия в радиационном балансе полей, что обусловлено неравномерным характером подстилающей поверхности и малыми различиями температур полей пшеницы. Однако, несмотря на малые различия в значениях радиационного баланса поля с орошением и неорошаемого поля, происходит существенное перераспределение получаемого поверхностью тепла по остальным слагаемым теплового баланса на этих полях.

В период перед поливом испарение одинаково. Наблюдается некоторое прекращение турбулентного потока на орошаемой площадке. После полива испарение значительно увеличивается и соответственно уменьшается турбулентный поток; в отдельные дни турбулентный поток тепла направлен из воздуха к подстилающей поверхности.

Ж ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ОРОШЕНИЯ НА ТЕПЛООБМЕН В ПО

Вопрос о влиянии орошения на теплообмен в почве подробно рассматривается в работах [1] и [2]. Эти работы основаны на экспериментальных материалах, полученных в разных климатических районах, на полях, засеянных разными сельскохозяйственными культурами. Авторы указанных работ получили несколько различных выводов по вопросу влияния орошения на теплообмен в почве. В работе [1] авторы пришли к выводу, что орошение мало влияет на теплообмен в почве, так как при орошении увеличение теплопроводности компенсируется уменьшением градиентов температуры почвы. В работе А. Ф. Чудновского указывается на уменьшение теплового потока в почву под влиянием орошения вследствие увеличения затраты тепла на испарение и более сильного затенения поверхности почвы на орошаемом участке (на орошаемом участке растительность развивается лучше, чем на неорошаемом).

Желательно рассмотреть большее количество материалов наблюдений за теплообменом в почве при орошении, чтобы уяснить, какой же из выводов более правильный. При этом необходимо, чтобы материалы наблюдений были получены в различных климатических районах, на полях с различными сельскохозяйственными культурами.

Не претендуя на какой-либо обобщающий вывод, мы в настоящей статье стараемся изложить некоторые результаты, касающиеся влияния орошения на теплообмен в почве, полученные комплексной экспедицией Центрального института прогнозов и Главной геофизической обсерватории летом 1953 г. в Крымской области, колхозе им. Чкалова (степная полоса Крыма).

В экспедиции велись наблюдения за всеми составляющими теплового баланса с 30/IV по 12/VII. Наблюдения были поставлены на пшеничном поле площадью 9 га. Поле являлось сортоопытным участком Московского института техники мелиорации. Наблюдения были организованы на орошаемом и неорошаемых участках одного и того же поля, так как часть сортоопытного участка не орошалась. Наблюдения за распределением температуры почвы велись по термометру Савинова, установленным в двухкратных повторностях на орошаемом и неорошаемых участках на глубинах 5, 10, 15, 20 см.

Температура поверхности и температура на глубине 2 см измерялась срочными термометрами.

В течение дня проводилось 5 часовых серий наблюдений. Температура почвы отсчитывалась в начале и конце часовой серии. За время экспедиции были проведены 4 круглосуточные серии наблюдений, что дало возможность оценить теплообмен в почве в ночное время.

Влажность почвы определялась обычным буровым способом один раз в десяти дней. Кроме того, брались дополнительные пробы влажности до и после полива. Ход влажности за период экспедиции на орошаемом и неорошаемых полях изображен на рис. 1.

Объемная теплоемкость почвы рассчитывалась двумя способами:

- 1) по влажности и плотности сухой почвы,
- 2) по объемному весу сухой почвы и влажности почвы.

способа дали близкие значения объемной теплоемкости. Плотность и удельная теплоемкость сухой почвы определялись в лаборатории по образцам привезенным с собой. Удельная теплоемкость сухой почвы оказалась 0,25 кал/г град., плотность 1,31 г/см³. В случаях, когда нет измерений собственного веса почвы, а известны лишь влажность почвы, удельная теплоемкость

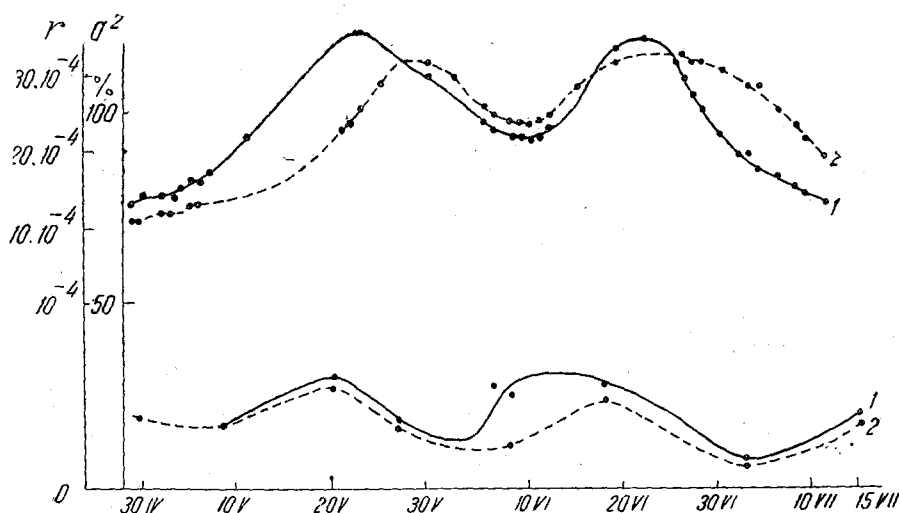


Рис. 1. Влажность почвы (нижние кривые) и коэффициент температуропроводности почвы (верхние кривые) на орошаемом (1) и неорошаемом (2) участках.

собственный вес сухой почвы (или плотность), расчет объемной теплоемкости можно производить по следующей формуле:

$$c_p = \frac{\rho_2}{1 + \rho_2 r} (r + c_2),$$

c_p — объемная теплоемкость почвы, ρ_2 — плотность сухой почвы, r — влажность почвы, c_2 — удельная теплоемкость сухой почвы.

Влажность почвы определяется здесь как отношение $r = \frac{m_1}{m_2}$, где m_1 — масса воды в 1 см³ влажной почвы, m_2 — масса сухой почвы в 1 см³ влажной почвы. Формула предложена Т. В. Кирилловой.

По известному распределению температуры в почве аналитическим методом Х. Цейтина [3] рассчитывались коэффициенты температуропроводности и тепловые потоки в почву на орошаемом и неорошаемом участках. Для дневных измерений коэффициент температуропроводности почвы принимался средним за сутки. Для круглосуточных серий коэффициент температуропроводности рассчитывался для дня и для ночи, а для расчета тепловых потоков бралось среднее между дневным и ночным значениями коэффициента температуропроводности. Тепловые потоки в почву определялись за каждые два часа. Сглаженный ход коэффициента температуропроводности на орошаемом и неорошаемом участках за экспедиционный период помещен также на рис. 1. Можно видеть, что ход коэффициента температуропроводности следует за ходом влажности почвы. Два максимума в ходе коэффициента температуропроводности объясняются увеличением влажности почвы за осадков, выпавших в большом количестве, в периоды, предшествующие наступлению максимумов коэффициента температуропроводности почвы. На орошаемом участке этот эффект усиливается поливами, которые производились 13—14 V и 5—6 VI.

Объемные теплоемкости орошаемого и неорошаемого участков до первого лива были равными. После первого полива объемная теплоемкость орошаемого участка превысила объемную теплоемкость неорошаемого участка и это соотно-

шение осталось до конца экспедиционного периода. В табл. 1 помещены общие теплоемкости на орошаемом и неорошаемом участках, рассчитанные по вышеуказанной формуле.

Таблица 1
Объемные теплоемкости

Дата	Орошаемое поле	Неорошаемое поле
8/V	0,47	0,46
20/V	0,55	0,54
27/V	0,48	0,47
3/VI	0,44	—
6/VI	0,54	—
8/VI	0,52	0,43
18/VI	0,54	0,51
3/VII	0,41	0,39

На рис. 2 приводится ход теплопроводности. Как следует из рисунка, теплопроводность почвы орошаемого поля выше теплопроводности неорошаемого. Сравнение тепловых потоков в почву на орошаемом и неорошаемом полях показало, что тепловой поток в почву на орошаемом участке несколько меньше теплового потока в почву на неорошаемом участке.

В качестве примера, иллюстрирующего различие тепловых потоков в почву на орошаемом и неорошаемом участках, в табл. 2 приводим тепловые потоки в почву на орошаемом и неорошаемом участках за 5—6/VI. Мы не имеем

возможности поместить в настоящей статье тепловые потоки в почву за весь экспедиционный период, однако, следует заметить, что соотношение тепловых потоков

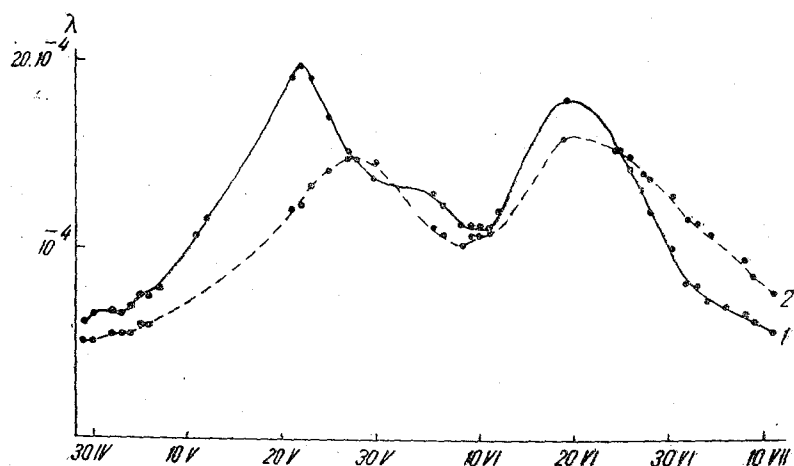


Рис. 2. Теплопроводность почвы на орошаемом (1) и неорошаемом (2) участках.

на орошаемом и неорошаемом участках с момента первого полива (13—14/V) до конца экспедиции такое же, как 5—6/VI.

Тепловые потоки в почву

Таблица

Дата	Время (час. мин.)	Q_1	Q_2	Дата	Время (час. мин.)	Q_1	Q_2
5/VI	6 30	0,02	0,0	6/VI	0 30	—0,06	—0,09
	9 30	0,13	0,22		3 30	—0,04	—0,04
	12 30	0,11	0,22		6 30	0,01	0,04
	15 30	—0,01	0,07		9 30	0,12	0,19
	18 30	—0,06	—0,03		12 30	0,10	0,19
	21 30	—0,08	—0,11		15 30	0,0	—0,03
					18 30	—0,07	—0,10

Примечание. Q_1 — тепловой поток в почву на орошаемом поле, Q_2 — тепловой поток в почву на неорошаемом поле.

ьясняется различие тепловых потоков на орошаемом и неорошаемом ах следующим образом. Известно, что тепловой поток в почву зависит от

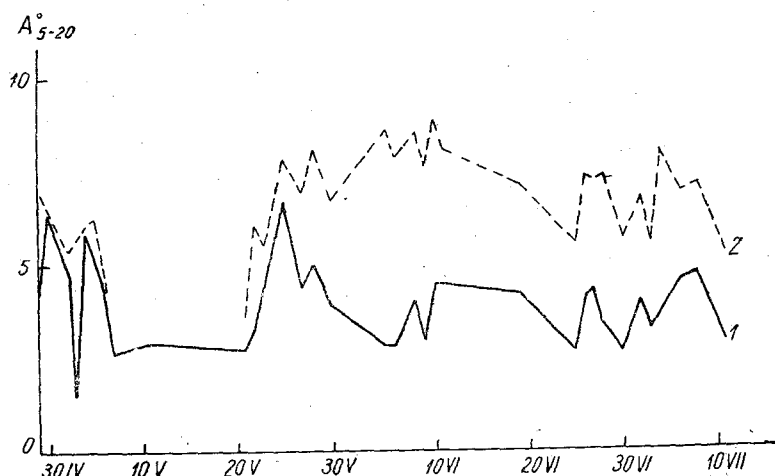


Рис. 3. Амплитуды температур почвы в слое 5—20 см.
1 — орошаемое поле, 2 — неорошаемое поле.

эпроводности почвы и от температурного градиента в почве. При сравнении иентов температуры почвы в слое 5—20 см на орошаемом и неорошаемом

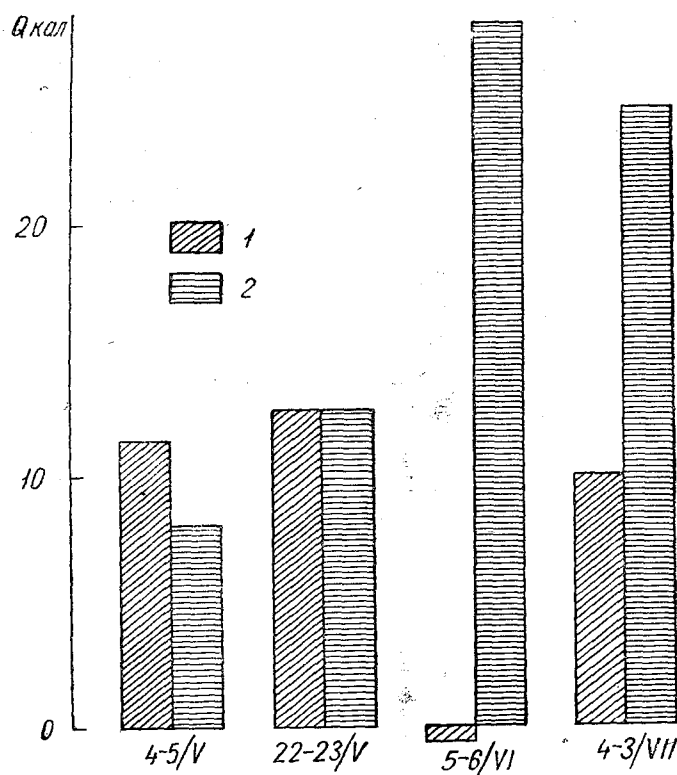


Рис. 4. Суточные суммы тепла на орошаемом (1) и неорошае-
мом (2) полях.

астках оказалось, что после орошения градиенты температуры в почве на оро-
иемом участке значительно уменьшились по сравнению с неорошаемым участком.

На рис. 3 помещены амплитуды температур почвы в слое 5—20 см на орошаемом и неорошаемом участках. Увеличение теплопроводности почвы на орошаемом участке после полива не компенсировало полностью уменьшение амплитуд температур почвы, вызванное поливом.

Различия в тепловых потоках в почву на орошаемом и неорошаемом участках привели к существенным различиям в суточных суммах тепла, получаемой почвой орошаемого и неорошаемого полей. На рис. 4 представлены суточные суммы тепла на орошаемом и неорошаемом участках за четыре круглосуточные серии. Соотношение суточных сумм тепла на орошаемом и неорошаемом участках наиболее ярко выражает влияние орошения на теплообмен в почве.

Таким образом, в зависимости от характера почвы и характера растительности изменение теплообмена в почве при орошении может быть значительным, если уменьшение амплитуд температур на поливном участке и увеличение теплопроводности не компенсируют друг друга.

ЛИТЕРАТУРА

1. Айзенштат Б. А., Кириллова, Т. В., Лайхтман Д. Л., Огнева Т. А., Тимофеев М. П., Цейтин Г. Х. Изменение теплового баланса деятельной поверхности при орошении. Труды ГГО, вып. 39 (101), 1953.
2. Чудновский А. Ф. Микроклимат и тепловой баланс орошаемого поля. Изд. АН СССР, 1953.
3. Цейтин Г. Х. К вопросу об определении некоторых тепловых свойств почвы. Труды ГГО, вып. 39 (101), 1953.

ФИЗИКО-МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ СУХОВЕЕВ НА СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННЫХ ПОЛЯХ

Под суховеем в агрономической и агрометеорологической практике обычно понимается ветер, имеющий скорость более 5 м/сек. (на высоте флюгера), при котором хотя бы в один из сроков наблюдений относительная влажность воздуха падает до 30% и ниже, температура воздуха повышается до 25° и выше, а дефицит влажности превышает 20—22 ммб. Иногда при определении суховея температура и относительная влажность воздуха выражаются посредством только дефицита влажности.

Климатологи к оценке суховея подходят несколько иначе. А. А. Каминский считал суховеем ветер любой силы, при котором относительная влажность воздуха между 7 и 21 час. не превышает 50%, оставаясь достаточно низкой в течение 12 часов.

Недостаток таких оценок состоит в том, что воздушная среда рассматривается независимо от подстилающей поверхности и прежде всего от растительного покрова. В настоящее время еще недостаточно выяснена взаимосвязь метеорологических условий во время суховея с растительным покровом, т. е. еще не выяснено влияние суховея на баланс тепла и влаги деятельной поверхности. Тем не менее известно, что действие суховея на растения бывает разным.

Одинаковой интенсивности суховея в одном случае могут погубить урожай, в другом — не принесут ему никакого вреда. Это объясняется тем, что физико-метеорологические условия суховея на высоте метеорологической будки и на поверхности деятельной поверхности ($\frac{2}{3}$ высоты травостоя) будут совершенно разные.

В самом деле, представим себе, например, два участка поля. На одном из них — густой растительный покров, на другом — редкий. Оба они одинаково увлажнены. При суховея на их деятельной поверхности метеорологические условия будут совершенно разными. Там, где растительный покров наиболее развит, температура воздуха будет ниже, а относительная влажность выше, чем на участке со слабо развитым растительным покровом, тогда как на высоте 2 м над травостоем эти условия могут быть близкими между собой. Иными словами, на одном участке влияние растений будет иметь место суховея, на другом его не будет или на одном участке он будет сильнее, на другом — слабее.

Разберем это подробнее. Известно, что однолетние сельскохозяйственные растения лучше всего растут и развиваются, когда температура воздуха близка 25—30°.

Многочисленные наблюдения, проведенные в Отделе физики приземного слоя воздуха Главной геофизической обсерватории, показали, что для растений существует не только оптимальная температура, но и оптимальная относительная влажность. Установлено, что среднесуточное значение этой влажности для большинства сельскохозяйственных культур лежит в пределах 60—70%.

Если воздух, окружающий растения, очень сух, т. е. относительная влажность значительно ниже оптимальной, растения начнут сохнуть.

На основании этого Д. Л. Лайхтман предложил за суховей, наступающий на уровне деятельной поверхности, считать такие условия, при которых среднесуточная влажность воздуха внутри растительного покрова будет ниже оптимальной.

Рассмотрим, в каких случаях может наблюдаться такое явление. Для разберем физическую схему влагообмена между поверхностью почвы и воздухом. Обозначим количество водяного пара, поступающего из почвы в окружающий воздух (путем испарения с почвы и транспирации), через P_+ , поток влаги, направленный от деятельной поверхности в атмосферу, через P_- .

Величина этого потока будет пропорциональна разности между абсолютными влажностями у деятельной поверхности и на некоторой высоте, т. е.

$$P_- = a(e_0 - e_h).$$

Коэффициент пропорциональности a является коэффициентом влагообмена. При установившемся состоянии

$$P_+ = P_- \text{ или } P_+ = a(e_0 - e_h),$$

откуда

$$e_0 = \frac{P_+}{a} + e_h.$$

Из приведенной формулы следует, что влажность воздуха на уровне деятельной поверхности будет ниже оптимальной лишь в следующих трех случаях:

- 1) когда почва сухая, т. е. P_+ — мало;
- 2) когда, несмотря на достаточную влажность почвы, мала влажность воздуха (e_h мало), т. е. воздух очень сух. В этих условиях растение не успевает транспортировать влагу в нужных количествах, результатом чего является перегрев растений и связанное с ним явление захвата и запала;
- 3) когда велик коэффициент a , т. е. велик влагообмен между деятельной поверхностью и воздухом, что наблюдается при сильном ветре и большом турбулентном обмене.

Вот те физико-метеорологические условия, при которых суховей должен иметь место на уровне деятельной поверхности. Если этих условий не будет, суховей не повредит растениям.

Рассмотрим, насколько эта схема подтверждается действительностью.

В течение вегетационных периодов 1953—1954 гг. нам пришлось вести систематические наблюдения над режимом тепла и влаги на двух сельскохозяйственных полях, расположенных в Сальских степях (Дубовский р-н Ростовской области). Наблюдения в 1953 г. проводились на поле с яровой пшеницей, а в 1954 г. — поле с ячменем.

Во время этих работ пришлось не раз встречаться с суховеями различного характера и разной интенсивности. Ведя при этом большой комплекс актинометрических и градиентных метеорологических и почвенных наблюдений, нам удалось получить довольно подробные физико-метеорологические характеристики этих суховеев, которые раньше не были известны. Прежде всего были получены данные по тепловому балансу и испарению с поля во время суховеев, которые одновременно с общеметеорологическими и агрометеорологическими характеристиками позволили шире осветить условия суховеев в растительном покрове и их влияние на сельскохозяйственные культуры.

Метеорологические условия суховеев

В период работы экспедиций нам пришлось наблюдать разные суховеи. Тут были суховеи хотя и продолжительные, но слабые, когда только в один или два дневных срока температура воздуха повышалась до 25° , относительная влажность падала ниже 30% и дефицит влажности превышал 20—22 мм. Были так называемые холодные суховеи, во время которых температура воздуха даже в полдень не превышала 13° , хотя относительная влажность составляла только 20—25%. Были,

ец, жестокие суховеи, во время которых скорость ветра на высоте флюгера гала 20 м/сек., температура равнялась 30°, а относительная влажность 0%.

метеорологические условия всех суховеев приведены в табл. 1. Как видно из цы, в засушливый 1953 г. в течение мая и июня суховеи наблюдались три 18—20/V, 26—28/V и 1—9/VI. Каждый из этих суховеев различен не только характеру и интенсивности, но и по действию на растения.

Первый период суховеев начался, когда пшеница начала выходить в трубку. Отря на сильный ветер и значительную сухость воздуха, он не только не нанес растениям вреда, но, наступив после холодного периода, способствовал раннему росту растений.

Второй период начался, когда пшеница находилась в фазе трубки. Суховеи оводжались необычайно низкой для этого времени года температурой и большой сухостью воздуха. Они сильно иссушили почву, но растениям не принесли вреда. Растения больше пострадали от заморозка, чем от суховея.

Суховеи третьего периода отличались большой интенсивностью (особенно вна-). Действие их на пшеницу было необычайное. Огромное поле погибло на ах, в первые 3—4 дня.

В течение 1954 г. также наблюдались три периода суховеев; с 4 по 11/V, с 10 12/VI и с 15/VI до конца периода. Первые суховеи совпали с фазой кущения. Они отличались большой интенсивностью. Средние за 10 мин. скорости а на высоте 5 м достигали 15 м/сек. Суховеи сопровождались высокими температурами и большой сухостью воздуха. Они вызвали повсеместный и сильный ах растений и привели бы к гибели урожая, если бы их не сменил месяц длинной погоды.

Вторично суховеи начались в ночь на 11/VI. Они застали ячмень перед началом ошения. Продолжались они всего два дня, вызвав захват листьев и верхней ги колоса.

Третий период суховеев наступил вслед за вторым (через 2 дня). Наибольшей интенсивности они достигли 15 и 16/VI, в остальное время ветер был сравнительно слабым.

Суховеи начались, когда ячмень колосился, и продолжались вплоть до его ревания. Они препятствовали нормальному наливу зерна и привели к значительному снижению урожая.

В табл. 2, приведены среднесуточные значения относительной влажности воздуха во время суховеев, до них и после них. Относительная влажность воздуха иведена как внутри растительного покрова (на высоте 10 см от земли и на овне деятельной поверхности), так и над ним (на высотах 0,5 и 2,0 м над деятельной поверхностью).

Сравнивая табл. 1 и 2, можно видеть, что суховеи в воздухе начинаются на —2 суток раньше, чем на деятельной поверхности. Так, если судить по дефициту ажности и температуре воздуха на высоте 2 м, первый суховей в 1953 г. начался 1/V, тогда как внутри растительного покрова он был ощутим лишь 19/V. То же мое наблюдалось при холодном суховее 27/V, а также при суховеях 1—5/VI 1953 г. и 9—12/VI 1954 г.

Еще более характерным является то, что при сравнительно близких метеорологических условиях первых и последних суховеев 1953 г. режим влажности воздуха в растительном покрове во время каждого из них был совершенно различен.

В первом случае относительная влажность воздуха мало отличалась от оптимального значения, тогда как в другом она была меньше его почти в два раза. Резко отличается и распределение относительной влажности по высоте. Во время майских суховеев влажность быстро убывала с высотой, тогда как в июньских она ставалась постоянной или даже возрастала. Ясно, что и действие суховеев на растения в каждом случае было разное.

При суховее 18—19/V, как уже указывалось, растения не только не пострадали, но дали максимальный (за весь период вегетации) прирост (высота растений : 18 по 21/V увеличилась на 9 см, тогда как за предыдущие три дня — только

Метеорологические условия при суховеях

Дата	Температура воздуха на высоте 2 м (град.)				Относительная влажность воздуха на высоте 2 м (%)				Дефицит влажности воздуха на высоте 2 м (мм)				Средняя за 10 скорость ветра на высоте (м/сек.)		
	1	7	13	19	1	7	13	19	1	7	13	19	1	7	13
Май 1953 г.															
18	16,0	20,3	28,2	24,9	89	72	37	58	1,9	6,7	24,1	13,1	5,1	7,2	9,3
19	19,2	22,3	30,0	25,0	63	59	29	45	8,2	11,1	31,9	14,3	3,2	7,3	8,4
20	19,5	22,8	30,1	27,1	51	59	38	52	11,1	11,4	26,7	17,2	—	3,6	5,9
25	19,0	20,1	27,8	24,6	55	59	38	59	10,0	9,5	23,3	12,8	3,0	2,4	2,1
26	17,3	16,6	13,1	13,3	70	70	42	32	5,9	5,7	8,7	10,4	11,2	9,4	8,6
27	7,3	9,3	13,2	12,9	49	55	26	26	5,2	5,3	11,3	11,0	1,2	5,3	4,5
28	5,3	11,0	20,3	18,9	50	48	27	49	4,8	6,9	17,4	11,2	0,0	3,5	4,7
31	8,2	13,1	21,1	19,8	81	61	33	35	2,1	5,9	16,6	14,9	0,0	7,6	8,8
Июнь 1953 г.															
1	15,5	18,3	28,0	25,2	39	46	30	31	10,8	11,3	26,6	22,0	6,1	6,3	13,3
2	17,4	18,8	29,9	25,9	32	44	21	22	13,5	12,2	33,3	26,0	8,1	11,6	12,7
3	17,7	19,2	27,9	24,4	32	38	22	50	13,8	13,8	29,3	15,4	6,8	7,6	7,5
4	19,5	19,3	27,4	24,0	56	56	34	35	10,0	9,9	23,9	19,5	7,1	16,8	8,7
5	16,0	15,9	26,9	25,4	59	63	24	29	7,5	6,7	26,9	23,0	4,3	5,4	6,6
6	15,1	21,1	29,2	25,9	56	46	28	26	7,5	13,6	29,3	24,7	0,8	1,4	5,9
7	16,0	21,5	28,4	23,7	42	52	26	48	10,5	12,3	28,8	15,3	2,8	1,6	4,8
8	18,5	21,5	29,1	23,7	69	59	21	49	6,6	10,5	31,7	15,0	2,7	5,4	6,0
9	17,1	21,2	30,4	24,8	72	66	24	46	5,4	8,5	32,9	16,9	1,6	3,4	3,8
Май 1954 г.															
	8	13	20		8	13	20		8	13	20		8	13	20
6	17,2	23,7	19,7		57	32	38		8,3	21,2	14,2		10,0 ¹	11,9	9,1
7	15,1	25,4	21,0		45	14	28		9,5	28,1	17,9		7,3	13,7	7,4
8	16,4	26,8	22,0		40	18	24		11,2	28,9	20,3		6,8	13,3	11,3
10	14,5	27,6	23,6		39	16	26		10,0	31,1	21,6		5,3	5,9	1,4
11	16,2	23,6	21,2		62	36	55		7,0	18,8	21,2		2,5	4,7	3,8
Июнь 1954 г.															
9	15,4 ¹	26,9	22,0		76	31	54		4,3	24,3	12,5		2,2	5,1	5,4
10	18,6	28,4	27,4		75	33	25		5,3	25,8	27,5		2,6	6,5	7,0
11	—	29,6	24,7		—	27	32		—	30,7	21,0		—	6,9	3,5
12	24,2	28,9	27,3		42	32	35		17,5	27,3	23,7		6,7	10,4	6,4
14	23,3	24,9	24,5		52	56	37		13,8	13,8	18,6		5,1	2,2	3,7
15	27,0	31,5	31,5		33	24	24		23,9	35,3	35,0		7,3	5,7	2,8
16	22,4	35,4	27,0		38	21	40		16,9	45,5	21,6		1,6	8,0	2,4
17	23,5	33,8	—		48	24	—		15,2	40,4	—		2,6	4,6	—
23	19,3	32,3	27,4		44	20	33		12,6	34,1	38,5		1,7	3,0	2,3

¹ Скорость ветра с 6 по 11/V 1954 г. приведены на высоте 2 м, а с 9 по 23/VI — на высоте 5 м.

Таблица 2

Суховеи 1953 г.

Высота	Дата												
	1-й период				2-й период			3-й период					
	16/V	18/V	19/V	22/V	26/V	27/V	28/V	31/V	1/VI	2/VI	3/VI	4/VI	8/VI
ельная по- рхность .	71	67	52	66	70	51	61	59	38	37	41	49	51
1	68	63	49	59	62	42	49	52	34	32	39	48	51
1	67	59	47	53	57	35	40	46	32	29	38	48	51
а развития	Выход в трубку				Трубкование, фаза б			Колошение					Цве- тение

Суховеи 1954 г.

Высота	Дата													
	1-й период					2-й период					3-й период			
	6/V	7/V	8/V	10/V	11/V	8/VI	9/VI	11/VI	12/VI	14/VI	15/VI	16/VI	17/VI	23/VI
от земли	—	—	—	—	—	—	52	35	39	46	35	32	33	25
ительная поверхность	—	—	—	—	—	69	55	36	40	46	35	32	35	28
м.	43	34	27	34	51	69	53	35	40	46	36	32	36	30
м.	47	35	29	31	52	68	51	34	40	45	35	32	37	30
за развития	Кушение, фаза а					Трубкавание и начало колошения					Цветение			Молочная спелость

3 см), т. е. этот суховеи не был ощутим для растений. Суховеи же 1—5/VI льно высушил растения, а местами полностью погубил их.

Возникает вопрос, что же вызвало столь резкую разницу в режимах влажности воздуха внутри растительного покрова при суховеях. Чтобы ответить на него, рассмотрим, каково было содержание влаги в почве, испарение и турбулентный обмен во время суховеев (табл. 3 и 4)

Таблица 3

Запасы продуктивной влаги в слое 0—100 см (мм)

1953 г.						1954 г.				
12/V	19/V	26/V	1/VI	6/VI	11/VI	6/V	14/V	5/VI	15/VI	24/VI
95,1	100,6	90,9	41,5	37,5	16,7	50,9	88,6	45,0	20,7	9,1

Суммы валового испарения за сутки (E) и значения коэффициентов турбулентности на высоте 1 м в полдень (k_1)

Суховей 1953 г.

Дата	17/V	18/V	19/V	22/V	26/V	27/V	28/V	29/V	31/V	1/VI	2/VI	3/VI	4/VI	5/VI
E (мм) . . .	4,4	6,0	5,4	5,0	4,1	3,5	6,0	5,2	4,0	4,4	4,3	2,2	2,6	1,2
k_1 (м ² /сек.)	0,19	0,26	0,30	0,22	0,26	0,28	0,28	0,23	0,33	0,41	0,39	0,28	0,28	0,25

Суховей 1954 г.

Дата	6/V	7/V	8/V	10/V	11/V	9/VI	11/VI	12/VI	14/VI	15/VI	16/VI	17/VI	23
E (мм) . . .	1,4	1,8	2,6	2,7	3,8	1,5	3,3	1,8	1,7	1,2	<0,5	<0,5	<
k_1 (м ² /сек.)	0,43	0,45	0,36	0,28	0,26	0,22	0,30	0,31	0,22	0,21	0,27	0,28	<

Как видно из таблиц, во время суховеев наблюдался повышенный влагообмен между деятельной поверхностью и воздухом.

Коэффициенты турбулентности, вычисленные по среднечасовым данным, в эти дни были в 1,5—2 раза больше, чем до или после суховеев, что явилось одной из главных причин резкого понижения относительной влажности воздуха внутри растительного покрова (на 15—20%).

Но сильная турбулентность и большой дефицит влажности воздуха увеличили испарение с почвы и растений. Валовые суммы испарения в дни с суховеями были в 1,5—2 раза больше, чем без них.

В то время, когда в почве было достаточно влаги, и растения могли извлекать ее в максимально возможных количествах, т. е. P_+ было велико, расход водяного пара в значительной мере компенсировался поступлением его за счет испарения. В этом случае относительная влажность воздуха в растительном покрове не падала ниже какой-то определенной для этих условий величины (примерно 50—60%). Но как только запасы продуктивной влаги в почве уменьшились и растениям было труднее стало ее добывать, испарение резко сократилось (P_+ уменьшилось), а с ним вместе уменьшилась и влажность воздуха внутри растительного покрова. Именно такую картину мы наблюдаем во время последних суховеев 1953 г., когда, начиная со 2/VI, суточные суммы испарения резко сократились. Но причина губительного действия этого суховея заключалась не столько в слабом поступлении влаги из почвы, сколько в большой сухости воздуха.

Таблица 3 показывает, что запасы продуктивной влаги в почве за время этих суховеев (с 1 по 6/VI) понизились всего лишь на 4 мм, тогда как за предыдущую неделю, во время холодных суховеев, они упали на 50 мм. Оставшегося количества воды могло бы хватить растениям на значительное время, но растения не пользовались ею. Они были высушены сухим воздухом и не могли тянуть влагу. В течение трех дней поле стало неузнаваемым. Целые участки посевов засохли и погибли. Оставшиеся растения совершенно изменили вид. Уже после первого дня суховея у растений исчезла их яркозеленая окраска; они стали бледнозелеными. Тургор листьев упал. Нижние листья пожелтели. Очень ускорились фазы развития пшеницы. На третий день суховея начали показываться отдельные колоски, 5—7/VI вся пшеница заколосилась, но у большинства растений из-за захвата верхней части колоса была белая и сухая. 8—9/VI пшеница зацвела. Цвет наблюдался только на нижней части колосьев, т. е. там, где еще были живые клетки.

редное действие суховея 1954 г. явилось результатом одновременного влияния трех указанных выше условий: малого поступления влаги из почвы, сухости воздуха и усиленного влагообмена. Как видно из табл. 3, запасы активной влаги в метровом слое в начале вегетации (6/V) составляли всего 1 мм, причем верхний 5-см слой к этому времени был совершенно сухой.

В начале суховея ячмень только что вступил в фазу кущения. Корни растений не могли проникнуть глубоко в почву. Транспирация была очень слаба. Верхний слой почвы из-за образовавшейся сухой корки также почти не терял влагу.

и объясняются малые суточные суммы валового испарения с поля, несмотря на интенсивный сухой.

В то же время повышенная турбулентность и сухость воздуха создавали большие потенциальные возможности для испарения. Поскольку такой возможности не было, ячмень начал гибнуть. Верхние части листьев пожелтели, многие из них охли. Повсеместно наблюдалось явление захвата. Особенно сильный захват наблюдался в низинах, где, несмотря на повышенную влажность почвы, температура воздуха днем на уровне растений была на 5° выше, чем на ровном месте, а турбулентный обмен значительно уменьшен. При этих суховеях из-за небольшой высоты растений (около 10 см) влажность воздуха внутри растительного покрова не изменялась.

Иной был режим влажности воздуха внутри растительного покрова во второй период суховея 1954 г. Оба эти периода, разделенные между собой несколькими дождливыми днями, по характеру суховея были сходны с подобным суховейным периодом 1953 г. Разница заключалась лишь в том, что суховея начались во вторую половину периода вегетации, когда недостаток влаги в почве и в воздухе уже не являлся существенной помехой в жизни растений. Поэтому, несмотря на более низкую относительную влажность на уровне деятельности поверхности, вредное действие суховея на растения сказалось значительно больше, чем в 1953 г. Ухудшилось лишь качество зерна. В целом же урожай ячменя был значительно выше по сравнению с предыдущим годом.

Выводы:

1. Физико-метеорологические условия суховея в растительном покрове совершенно иные, чем на высоте 2 м над деятельной поверхностью. В то время, когда в общем метеорологическим условиям будет отмечаться сухой, на уровне деятельности поверхности его может совершенно не наблюдаться.

2. Суховейными условиями на уровне деятельности поверхности ($\frac{2}{3}$ высоты травостоя) следует считать такие условия, когда под действием суховея в воздухе однесуточное значение относительной влажности на этом уровне упадет ниже 60%, т. е. когда начнется высыхание растений.

3. Падение относительной влажности воздуха на уровне деятельности поверхности ниже 50% может вызываться только тремя метеорологическими условиями: сильными испарением и транспирацией, усиленным влагообменом или большой сухостью воздуха.

4. Метеорологические наблюдения, проведенные при суховеях во время двух вегетационных периодов, подтверждают эти предположения.

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИИ И РАСЧЕТАХ ЭФФЕКТИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Условия безоблачной погоды в Пахта-Аральской экспедиции летом 1952 г. были благоприятными для сравнений измеренных и рассчитанных величин эффективного излучения.

Известно, что радиационный баланс подстилающей поверхности отличается от радиационного баланса черной поверхности прибора на высоте 1,5 м прежде всего потому, что эффективное излучение подстилающей поверхности отлично от эффективного излучения прибора. Поскольку температура воздуха (и прибора) отлична от температуры поверхности, то при расчетах вводится поправка, обусловленная этим различием и равная $(\sigma T_{\text{пов}}^4 - \sigma T_{\text{возд}}^4)$.

Наблюдения по пиргеометру дают возможность отдельно определить эффективное излучение поверхности и эффективное излучение прибора.

Представляет интерес сравнить результаты измеренных и рассчитанных величин как по эффективному излучению подстилающей поверхности, так и по эффективному излучению прибора, установленного на высоте 1,5 м.

Рассмотрим измеренные значения, осредненные за восемь круглосуточных серий ясной погоды, по двум точкам: полупустыне и хлопковому полю в оазисе. Рассчитанные значения вычислены по радиационному графику, где поправку на разность температур почва — воздух вводить не требуется, поскольку она принята во внимание при построении графика. При расчетах принималось, что $\delta = 0$. В табл. 1 приведены значения эффективного излучения подстилающей поверхности в течение суток.

Из рассмотрения таблицы следует, что рассчитанные величины больше измеренных. Иные соотношения получаются для эффективного излучения на высоте 1,5 м.

Таблица

Величина эффективного излучения подстилающей поверхности

Часы	0—1	4—5	6—7	8—9	10—11	12—13	14—15	16—17	18—19	20—21
Измеренные величины	0,08	0,07	0,11	0,19	0,27	0,36	0,28	0,19	0,15	0,10
Рассчитанные величины	0,10	0,09	0,14	0,25	0,34	0,41	0,40	0,35	0,20	0,13

В табл. 2 приведены данные по эффективному излучению прибора на высоте 1,5 м, откуда следует, что рассчитанные значения много меньше измеренных и плохо согласуются в суточном ходе.

Следует заметить, что во время измерения пиргеометр был затенен, и потому высокие значения эффективного излучения не могут быть объяснены превышением температуры прибора над температурой воздуха.

Таблица 2

Величины эффективного излучения на высоте 1,5 м

Часы	0—1	4—5	6—7	8—9	10—11	12—13	14—15	16—17	18—19	20—21
измеренные величины	0,08	0,06	0,14	0,24	0,29	0,32	0,27	0,22	0,17	0,09
рассчитанные величины	0,12	0,10	0,12	0,12	0,14	0,16	0,17	0,18	0,16	0,13

При рассмотрении таблиц следует также, что для высоты 1,5 м измерения и расчеты согласуются хуже, чем для подстилающей поверхности. Это противоречит общему мнению о том, что эффективное излучение прибора является величиной более достоверной и надежнее измеряемой, чем эффективное излучение поверхности.

Разности показаний прибора по эффективному излучению подстилающей поверхности и эффективному излучению прибора указывают на то, как прибор реагирует на различие в температурах почва — воздух. Разности же рассчитанных значений непосредственно поправку ($\sigma T_{\text{п}}^4 - \sigma T_{\text{возд}}^4$). В табл. 3 представлено сравнение измеренных разностей в суточном ходе.

Таблица 3

Вычисление разности измеренных и рассчитанных величин в суточном ходе

Часы	0—1	4—5	6—7	8—9	10—11	12—13	14—15	16—17	18—19	20—21
Разность измеренных величин	0,00	0,01	—0,03	—0,05	—0,02	0,04	0,01	—0,03	—0,02	0,01
Разность рассчитанных величин	—0,02	—0,01	0,02	0,13	0,20	0,25	0,23	0,17	0,04	0,00

Из рассмотрения таблицы следует, что, несмотря на очень большие различия в температурах поверхности и воздуха, различия в измеренных значениях баланса коротковолновой радиации поверхности и прибора очень малы. Показания прибора согласно таблице существенно не меняются при изменениях разностей температур почва—воздух.

Из различных предположений, объясняющих указанные несоответствия, наиболее вероятным является предположение о том, что неправильна методика расчета коротковолновой радиации по пиргеометру, дающая заниженное излучение атмосферы или, что то же самое, завышенное эффективное излучение прибора. При этом, очевидно, имеет место как неправильный учет коротковолновой радиации, так и неправильное положение о возможности рассчитывать излучение поверхности прибора по температуре пиргеометра.

Можно высказать предположение, что наблюдаемые соотношения справедливы лишь в условиях больших сверхадиабатических градиентов и не имеют общего характера. Однако аналогичные выводы получаются и в совершенно иных условиях.

Так на хлопковом поле в те же самые часы производились аналогичные наблюдения, причем в приземном слое круглые сутки была изотермия или инверсия. Рассчитанные и измеренные значения эффективного излучения подстилающей поверхности можно считать близкими, как это следует из табл. 4.

Поправка на разность температур в данном случае близка к нулю. Тем не менее измеренные величины эффективного излучения прибора значительно превышают рассчитанные, как это видно из табл. 5.

Таблица

Эффективное излучение поверхности

Часы	0—1	4—5	6—7	8—9	10—11	12—13	14—15	16—17	18—19	20
Измеренные величины	0,07	0,06	0,07	0,08	0,12	0,11	0,07	0,08	0,10	0,0
Рассчитанные величины	0,10	0,10	0,09	0,08	0,08	0,12	0,09	0,08	0,08	0,0

Таблица

Эффективное излучение прибора

Часы	0—1	4—5	6—7	8—9	10—11	12—13	14—15	16—17	18—19	20
Измеренные величины	0,07	0,06	0,15	0,23	0,30	0,32	0,27	0,25	0,16	0,07
Рассчитанные величины	0,11	0,10	0,10	0,10	0,11	0,12	0,11	0,11	0,10	0,10

Эффективное излучение прибора значительно превышает эффективное излучение поверхности, хотя, казалось бы, для этого нет никаких оснований. Это подтверждает вывод о том, что эффективное излучение прибора завышено. Подобные результаты получаются и по наблюдениям в Джанкое летом 1953 г. В табл. представлены осредненные (за 32 дня наблюдений) данные измеренных разностей эффективного излучения поверхности и эффективного излучения прибора, а также осредненные данные разностей, рассчитанных по формуле.

Таблица 6

Осредненные данные измеренных и рассчитанных разностей

Часы	6—7	9—10	12—13	15—16	18—19
Измеренные разности	—0,05	—0,06	—0,04	—0,03	—0,03
Рассчитанные разности	0,00	0,04	0,14	0,12	0,02

Таким образом, сравнение рассчитанных и измеренных значений эффективного излучения приводит к выводу о том, что

1) нет соответствия между рассчитанными поправками на разность температур почва—воздух и соответствующими показаниями приборов;

2) наиболее надежные результаты сравнений рассчитанных и измеренных величин получаются для подстилающей поверхности, а не для приемной поверхности прибора на высоте 1,5 м, что объясняется, очевидно, неправильной методикой разделения потоков длинноволновой радиации, падающих на приемник сверху и снизу.

ПРОСУ ОБ ИЗМЕНЕНИИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ВОЗДУХА

Вертикальное распределение температуры в атмосфере является одним из факторов, обуславливающих в ней синоптические процессы.

Характер распределения температуры может способствовать или препятствовать вертикальной конвекции и турбулентного перемешивания и связанных с ними процессов.

Развитию конвекции и турбулентного перемешивания препятствуют слои инверсии, т. е. слои, характеризующиеся повышением температуры с высотой, а также изотермии и с малыми температурными градиентами.

Образование инверсий в атмосфере обусловлено различными причинами. Мы остановимся на образовании инверсий при изменении давления на больших высотах.

В настоящее время хорошо изучены теоретически так называемые антициклонические инверсии, возникающие при опускании воздушных масс, сопровождающемся горизонтальным растеканием. Как известно, сжатие воздуха, находящегося в устойчивом состоянии, вызывает уменьшение вертикального температурного градиента, и при значительном увеличении давления может возникнуть инверсия. Антициклонические инверсии характерны для устойчивых антициклонов, но они могут возникать во всякой массе воздуха, которая почему-либо продолжительно опускается.

Теория антициклонической инверсии развита для случая, когда в опускающемся воздухе не происходит ни конденсации, ни испарения. Между тем совершенно ясно, что такие случаи могут иметь место; тем более важно учесть влияние конденсации при расширении воздушного столба из-за понижения давления на больших высотах. Рассмотрим этот вопрос мы и перейдем. Для этого возьмем вертикальный столб сухого воздуха и предположим, что в слое от поверхности земли до высоты $z = h$ с боков не происходит ни притока, ни оттока воздуха, и не поступает тепло. Предположим далее, что выше уровня $z = h$ происходит адвекция. Она может произойти, например, в случае смены теплого воздуха более холодным — наоборот. Вследствие этого в столбе воздуха ниже уровня h произойдут вертикальные смещения из-за сжатия или расширения. Неподвижными останутся лишь частицы, находящиеся у самой земной поверхности. Будем считать для простоты, что поперечное сечение при этом остается без изменения, т. е. нет внизу растекания воздуха. Такое допущение, по видимому, приведет к некоторой погрешности лишь в слое воздуха, непосредственно примыкающем к земле.

Допустим, что в рассматриваемом столбе ($0 - h$) имеются облачные слои воздуха с достаточно большой влажностью. Очевидно, изменение состояния этих слоев при смещении будет происходить по влажной адиабате, тогда как безоблачные слои будут смещаться по сухой адиабате. Это вызовет резкие разности температур и переходе от облачного слоя к безоблачному. Возникает либо инверсия, либо эрхадиабатические градиенты.

Ниже мы делаем попытку оценить возникающие таким образом особенности распределения температуры.

Обратимся прежде всего к облачным слоям. Вычислим субстанциональные локальные изменения давления, температуры и плотности. Предполагаем при этом, что никакого перемешивания воздуха не происходит, так что частица, лежащая ниже другой частицы, и после окончания процесса будет лежать ниже последней. Но так как ниже уровня h не было адвекции, то субстанциональные изменения давления всех частиц, лежащих между уровнями $z=0$ и $z=h$, должны быть одинаковы и равны весу той массы воздуха, которая была прибавлена к рассматриваемому воздушному столбу.

У поверхности земли вследствие того, что частица сохраняет свое положение, субстанциональное изменение давления равно локальному, т. е.

$$dp = dp_0 = \delta p_0.$$

Здесь dp — субстанциональное изменение любой частицы в слое от $z=0$ до $z=h$, dp_0 — субстанциональное изменение давления у поверхности земли, δp_0 — локальное изменение давления у поверхности земли.

Субстанциональные изменения температуры найдем из уравнения притока тепла и после несложных вычислений и упрощений напомним

$$dT = \frac{AR}{c_p} \frac{p+N}{p + \frac{0,622L}{c_p T} N} T \frac{dp}{p},$$

где

$$N = \frac{0,622LE}{ART}.$$

Для вычисления субстанционального изменения плотности воспользуемся уравнением Клапейрона и, логарифмируя и дифференцируя это уравнение, получим

$$\delta p = \frac{1}{RT} \left(1 - \frac{AR}{c_p} \frac{p+N}{p + \frac{0,622L}{c_p T} N} \right) \delta p_0. \quad (4)$$

Для того чтобы вычислить локальные изменения температуры, давления и плотности, воспользуемся связью между локальными, субстанциональными и геометрическими изменениями

$$\delta f = df - \frac{\partial f}{\partial z} (z' - z), \quad (4)$$

где df — субстанциональное изменение термодинамической характеристики, $\delta f = \frac{\partial f}{\partial t} \Delta t$ — ее локальное изменение за время Δt , $\frac{\partial f}{\partial z} (z' - z)$ — геометрическое изменение на некотором расстоянии $z' - z$.

Для определения δf вычислим смещение некоторой частицы, находящейся на уровне z .

Рассмотрим слой воздуха толщиной dz , масса этого слоя равна $\rho(z) dz$. После окончания процесса частицы, составляющие этот слой, образуют слой воздуха толщиной dz' , масса которого $\rho'(z') dz'$.

Так как масса указанного слоя не может измениться, то

$$\rho'(z') dz' = \rho(z) dz,$$

откуда

$$dz' = \frac{\rho(z) dz}{\rho'(z')}.$$

Проинтегрировав это уравнение по всей массе столба воздуха и сделав некоторые преобразования, получим

$$z' - z = -\delta p_0 \int_0^z \frac{dz}{p} + \frac{AR}{c_p} \delta p_0 \int_0^z \frac{1}{p} \frac{p+N}{p + \frac{0,622L}{c_p T} N} dz. \quad (5)$$

где формулы локальных изменений термодинамических характеристик при-
ид:

локальное изменение давления

$$\delta p = \left(1 - \frac{p}{RT} g \int_0^z \frac{dz}{p} + \frac{p}{RT} g \frac{AR}{c_p} \int_0^z \frac{p+N}{p + \frac{0,622L}{c_p T} N} \frac{dz}{p} \right) \delta p_0; \quad (6)$$

б) локальное изменение температуры

$$\begin{aligned} \delta T = & \frac{AR}{c_p} \frac{p+N}{p + \frac{0,622L}{c_p T} N} T \frac{\delta p_0}{p} - \gamma \delta p_0 \int_0^z \frac{dz}{p} + \\ & + \gamma \frac{AR}{c_p} \delta p_0 \int_0^z \frac{p+N}{p + \frac{0,622L}{c_p T} N} \cdot \frac{dz}{p}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\gamma = - \frac{\partial T}{\partial z};$$

в) локальное изменение плотности

$$\begin{aligned} \delta \rho = & \frac{1}{RT} \left(1 - \frac{AR}{c_p} \frac{p+N}{p + \frac{0,622L}{c_p T} N} \right) \delta p_0 + \frac{\partial \rho}{\partial z} \delta p_0 \int_0^z \frac{dz}{p} - \\ & - \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{AR}{c_p} \delta p_0 \int_0^z \frac{p+N}{p + \frac{0,622L}{c_p T} N} \frac{dz}{p}. \end{aligned} \quad (8)$$

Значения δp , δT и $\delta \rho$ для сухого воздуха вытекают из полученных выше фор-
м, если положить в них $L=0$.

Рассмотрим теперь конкретный пример. Пусть начальное распределение темпе-
ратуры с высотой выражается следующей зависимостью:

$$T(z) = 300^\circ - \gamma z \quad (z \text{ в метрах}),$$

$$\gamma = 0,6^\circ/100 \text{ м}.$$

Распределение давления при $\gamma = 0,6^\circ/100 \text{ м}$ и $p_0 = 1000 \text{ мб}$ определится по
формуле

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{g}{R\gamma}}.$$

Предположим, что между уровнями $h = 1050 \text{ м}$ и $h = 1550 \text{ м}$ лежит облачный
слой. Вне этого слоя будем считать воздух сухим. Пусть приращение давления
вследствие адвекции выше уровня $z = 3000 \text{ м}$ равно $\pm 20 \text{ мб}$.

Найдем распределение температуры и давления по окончании процесса. Будем
считать при этом, что процесс адиабатический и изменение термодинамического
состояния частиц, находящихся внутри облачного слоя, происходят по влажной
адиабате, а вне его — по сухой.

Заметим, что в правой части уравнения (5) второй член в 8—10 раз меньше,
чем первый. Поэтому при вычислении вертикального смещения частиц, перемещаю-
щихся по влажной адиабате, им будем пренебрегать, т. е. будем считать, что

$$z' - z = - \delta p_0 \int_0^z \frac{dz}{p}. \quad (9)$$

На основании уравнения (9) локальные изменения термодинамических характеристик можно записать

а) локальное изменение давления

$$\delta p = \left(1 - \frac{p}{RT} g \int_0^z \frac{dz}{p} \right);$$

б) локальное изменение температуры

$$\delta T = \frac{AR}{c_p} \frac{p+N}{p + \frac{0,622L}{c_p T} N} T \frac{\delta p_0}{p} - \gamma \delta p_0 \int_0^z \frac{dz}{p};$$

в) локальное изменение плотности

$$\delta \rho = \frac{1}{RT} \left(1 - \frac{AR}{c_p} \frac{p+N}{p + \frac{0,622L}{c_p T} N} \right) \delta p_0 + \frac{\partial \rho}{\partial z} \delta p_0 \int_0^z \frac{dz}{p}.$$

Результаты подсчетов показаны на рис. 1.

Как показывает график, при изменении давления на высоте наличие облачного слоя с достаточной водностью существенно меняет распределение температу

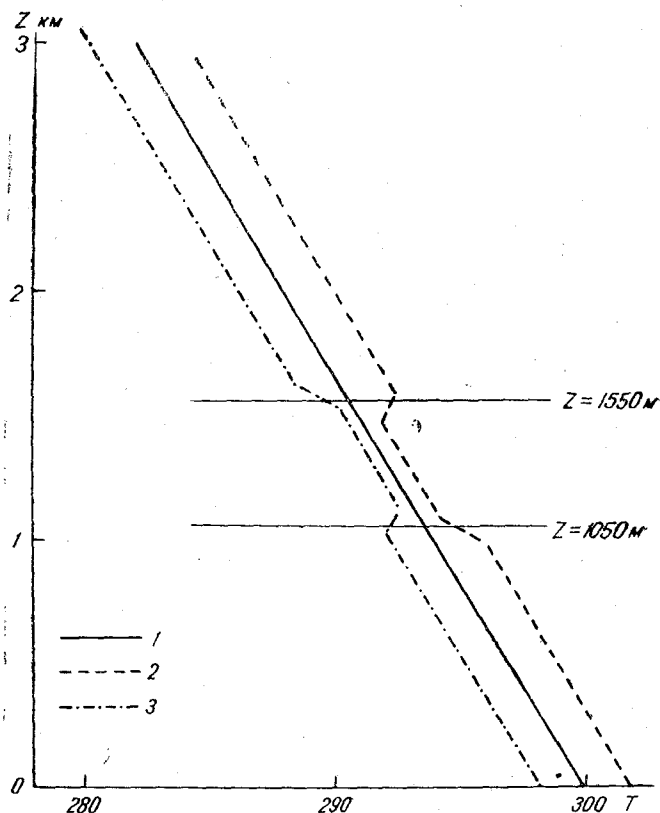


Рис. 1. Распределение температуры с высотой.

1 — кривая состояния до начала процесса, 2 — кривая состояния после окончания процесса при $\delta p_0 = 20$ мб, 3 — кривая состояния после окончания процесса при $\delta p_0 = -20$ мб.

а именно: при увеличении давления на верхней границе облачного слоя образуется слой инверсии, на нижней — слой со сверхадиабатическими градиентами, при падении давления слой инверсии возникает на нижней границе облака.

работе рассмотрен простейший случай, когда по всей высоте от $z=0$ до 000 м воздух был сухой, за исключением облачного слоя. При этом предположилось, что частицы, находящиеся внутри облака на расстоянии 50 м от границ перемещаются по влажной адиабате, а частицы, находящиеся ниже или выше облачного слоя, — по сухой. На границах облака в слое 100 м изменение температуры принималось линейным.

В действительности воздух, содержащий всегда какое-то количество водяного пара, достигнув уровня конденсации, будет перемещаться по влажной адиабате, а по сухой. Кроме того, частицы, находящиеся у границы облачного слоя, где влажность его незначительна, а при недостаточной влажности и внутри облака, при перемещении с некоторого момента будут перемещаться по сухой адиабате. Это можно учесть, задавая распределение влажности облачного слоя и удельной влажности вне его.

В этом случае инверсия будет меньше выражена или ее совсем не будет, образуется слой с изотермией или малыми температурными градиентами. Очевидно, образование инверсии тем вероятнее, чем больше влажность облака и чем больше удельная влажность вне его.

Заметим в заключение, что вышеуказанные результаты можно получить графически на эмаграмме.

Таким образом, существующие особенности в распределении температуры при наличии облачных слоев в ряде случаев могут быть объяснены изменением давления на больших высотах вследствие адвекции.

НОВЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ ВОЗДУХА ПО АТМОСФЕРНО-ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ

Введение

Существующие методы определения коэффициента турбулентности в приземном слое атмосферы основаны на измерениях градиентов температуры, влажности и скорости ветра [1]—[14].

Разработаны методы определения k по вертикальному распределению эманации и продуктов ее распада в атмосфере [15]—[16].

Ряд работ посвящен изучению коэффициента турбулентности при дымоспуске, причем рассматриваются закономерности распространения дыма в различных условиях вертикальной стратификации атмосферы. Проведенные наблюдения над распределением дымового облака использованы для изучения условий образования термической конвекции в нижних слоях атмосферы [17], для определения горизонтальной составляющей коэффициента турбулентной диффузии [18], для изучения вертикальной составляющей коэффициента перемешивания [19].

Для вычисления k в свободной атмосфере применяются в последнее время структурные методы, использующие данные о вертикальных порывах ветра записям акселерографа.

В Пахта-Аральской экспедиции Главной геофизической обсерватории 1952 г., [2] успешно проводились определения среднего коэффициента турбулентности на высотах более 100 м, используя записи порывистости ветра метеорографом, установленным на аэростате.

Между тем методика определения важнейшей характеристики турбулентности — коэффициента обмена может быть значительно расширена за счет введения новых способов определения этой величины по атмосферно-электрическим характеристикам, описание которых излагается в настоящей статье.

1. Определение коэффициента турбулентности по вертикальному профилю градиента потенциала электрического поля в приземном слое атмосферы

Распределение электрических полей в приземном слое и свободной атмосферы тесно связано с условиями турбулентного перемешивания, распределением объемных зарядов и проводимостью воздуха. На основании учета этих факторов, существенно влияющих на состояние электрического поля в атмосфере, разработан теоретическая схема, показывающая закономерности изменения напряженности поля с высотой в зависимости от интенсивности турбулентного обмена в приземном слое атмосферы.

В основу этой схемы было положено частное решение, полученное П. Н. Тверским и М. П. Тимофеевым [21]. Ими была предложена формула для изменения $\frac{dE}{dz}$

отой в предположении, что коэффициент обмена k является в нижнем слое феры линейной функцией высоты. Обобщенное решение [22]—[24] получили, я из учета степенной зависимости k от высоты; частным случаем обобщенной является решение П. Н. Тверского и М. П. Тимофеева.

сходное дифференциальное уравнение, описывающее связь градиента потен-
и, плотности объемных зарядов, проводимости воздуха с интенсивностью
уленного перемешивания, имеет вид

$$i = \lambda \frac{dv}{dh} + k \frac{dp}{dh}, \quad (1)$$

i — вертикальный электрический ток в атмосфере, выраженный как сумма тока
одимости и тока, обусловленного переносом объемных зарядов вследствие
уленного перемешивания, λ — проводимость атмосферы, $\frac{dv}{dh}$ — градиент потен-
на электрического поля в атмосфере, ρ — плотность объемных зарядов, k —
эффициент турбулентного обмена.

Решение (1), как было показано [22]—[24], может быть получено в форме

$$y = \frac{dv}{dh} = \frac{i}{\lambda} + B' x^n k_n(x), \quad (2)$$

$x = 4_n \sqrt{\frac{\pi \lambda}{k_1}} h^{\frac{1}{2n}}$ — аргумент функции Макдональда, $n = \frac{1}{1+\varepsilon}$ — индекс функ-
и, ε — безразмерный параметр, характеризующий степень устойчивости атмо-
ры, k_1 — коэффициент турбулентности на единичной высоте.

При наличии значений градиентов потенциала на 3-х высотах легко получить

$$\frac{y_3 - y_1}{y_2 - y_1} = \frac{x_3^n k_n(x_3) - x_1^n k_n(x_1)}{x_2^n k_n(x_2) - x_1^n k_n(x_1)}. \quad (3)$$

Формула (3) является расчетной для определения коэффициента турбулентности
данным λ и y на трех фиксированных высотах [22]. $\frac{y_3 - y_1}{y_2 - y_1} = c$ представляет
размерный параметр, характеризующий состояние электрического поля. Значе-
ие этого параметра связано с отношением $\frac{\lambda}{k_1}$, входящим в аргумент функции
Макдональда.

Решая графически (3), для $n = 1$ можно построить график зависимости c от
эффективности турбулентности (рис. 1). Из этого графика можно определить k_1 по
значению λ и состоянию электрического поля, характеризуемому значением пара-
метра c .

В условиях аномальных полей при градиенте потенциала, растущем с высотой
облачные дни, расчетной формулой для определения k для высот порядка 10 м
может служить выражение

$$\frac{y_3 - y_1}{y_2 - y_1} = \frac{x_3^n I_n(x_3) - x_1^n I_n(x_1)}{x_2^n I_n(x_2) - x_1^n I_n(x_1)}. \quad (4)$$

Экспериментальная проверка формулы (3) осуществлена в районе г. Кирова
летом 1952 г.¹ и в 1953 г. Измерялись градиенты потенциала электрического поля
на высотах 1, 7, 10 м методом коллекторов и значение λ . Параллельно проводи-
лись определения k по вертикальному профилю температуры и ветра методами
М. И. Будыко [1]—[3] и Д. Л. Лайхтмана [4]—[7].

¹ В эксперименте принимали участие аспиранты С. Г. Малахов, Г. Е. Федоров,
Б. И. Краснов.

На рис. 2 представлен ход коэффициента турбулентности за время с 3/VII 8/VIII 1952 г., рассчитанного по формуле (3) и методами Будыко и Лайхтмана. Эти итоги экспериментальной проверки свидетельствуют о хорошем согласии расчетов по изложенному методу с расчетами, проведенными на основе других независимых методов. Оценивая погрешность определения c , можно найти

$$\frac{dc}{c} = \frac{2dI}{y_3 - y_1} + \frac{2dI}{y_2 - y_1},$$

где dI — точность определения каждого измерения $\frac{dv}{dh}$, которая при чувствительности двунитного электрометра 1 в/деление будет порядка 0,3 в.

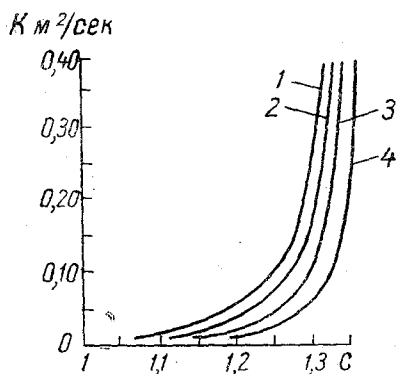


Рис. 1. График зависимости c от коэффициента турбулентности.

1 — $\lambda = 4 \cdot 10^{-4}$, 2 — $\lambda = 3 \cdot 10^{-4}$,
3 — $\lambda = 2 \cdot 10^{-4}$, 4 — $\lambda = 1 \cdot 10^{-4}$.

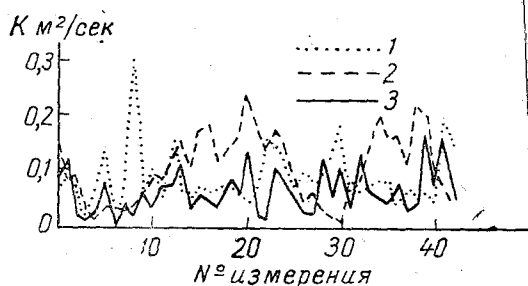


Рис. 2. Ход коэффициента турбулентности за время с 3/VII по 8/VIII 1952 г.

1 — метод Будыко, 2 — метод Лайхтмана, 3 — по значению λ , $\frac{dv}{dh}$.

Расчеты, проведенные Г. Е. Федоровым [26], показали, что при измерениях в 1952 г. осредненная ошибка по всем измерениям составляла 18%, максимальная 95% и минимальная 4,8%.

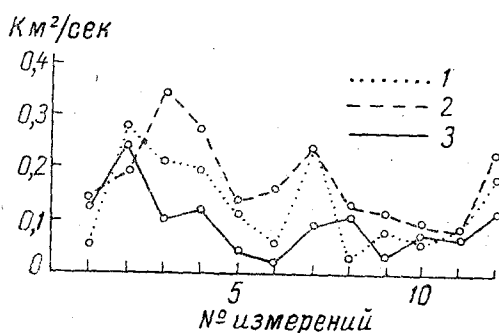


Рис. 3.

1 — метод Будыко, 2 — метод Лайхтмана, 3 — по значению λ , $\frac{dv}{dh}$.

В 1953 г. измерения производились с 3 по 31/VII¹. Из 160 вертикальных профилей $\frac{dv}{dh}$ 90 профилей были получены при „нормальных“ условиях и остальные — при растущем по высоте градиенте потенциала в облачные дни.

Графики (рис. 3) иллюстрируют результаты аналогичной проверки расчетной формулы (3) по данным наблюдений 1953 г. Осредненная ошибка по всем измерениям 1953 г. $\frac{dc}{c} = 16\%$, т. е. такого же порядка, как и в измерениях 1952 г. Точности измерений $\frac{dv}{dh}$ по понятным

соображениям, было уделено особо большое внимание.

¹ В эксперименте принимали участие аспиранты Б. И. Краснов, В. К. Дрягин, В. К. Иньков.

пределение коэффициента турбулентности методом искусственных ионов

как показано в специальной статье [27], метод искусственных ионов вводится в атмосферу ионов от источника искусственной ионизации — ионизационной трубки. Если сравнить этот метод с обычно применяемыми, основанными на градиентных наблюдениях, то он имеет преимущество в связи с тем, что градиенты искусственно вводимых в атмосферу ионов достаточны для возможности их измерения с малой относительной погрешностью. Кроме того, измерения ионной концентрации являются более простыми, чем измерения других примесей параметров воздушной среды.

Как показали опыты Ленинградского института экспериментальной метеорологии [28], а также наши наблюдения в 1952—1953 гг., ионизация резко увеличивает проводимость воздуха, способствует образованию объемных зарядов и трансформирует электрическое поле. При опытах В. А. Соловьева [28] период действия излучателя на расстоянии десятков метров от излучателя напряженность поля практически оказывалась равной нулю.

В аналогичных условиях работы рентгеновской трубки, ионизация от которой создает высокую плотность объемного заряда у поверхности земли, уменьшает практически до нуля напряженность электрического поля в атмосфере, можно считать, что изменение концентрации ионов с высотой и по расстоянию от источника зависит только от условий турбулентности, ветра и рекомбинационно-восстановительных процессов.

Моделируя источники различной конфигурации, можно получить соответствующие расчетные формулы для характеристики распределения концентрации от плоского, точечного и линейного источников и соответственно формулы для определения k .

1. Определение коэффициента турбулентности по вертикальному распределению ионной концентрации от плоского источника

Для запыленного воздуха при небольшой мощности ионизатора, когда число тяжелых ионов и незаряженных ядер велико сравнительно с числом легких ионов, адиффузионный процесс распространения ионов в нижних слоях атмосферы и установившемся состоянии описывается дифференциальным уравнением

$$k \frac{d^2 N}{dh^2} + \frac{dk}{dh} \frac{dN}{dh} - \beta N = 0, \quad (6)$$

где N — ионная концентрация, h — высота над уровнем земли, β — «постоянная» оседания ионов, k — коэффициент турбулентного обмена, зависящий от высоты.

Аппроксимируя коэффициент турбулентности степенной функцией $k = k_1 h^a$, $a = 1 - \varepsilon$, можно прийти к выражению

$$\frac{d^2 N}{dh^2} + \frac{a}{h} \frac{dN}{dh} - \frac{\beta}{k_1} h^{-a} N = 0. \quad (7)$$

Решение (7) получается в функциях Бесселя и Неймана

$$N = h^{\frac{1-a}{2}} \left\{ A J_{\frac{1-a}{2-a}} \left(i \frac{2}{2-a} \sqrt{\frac{\beta}{k_1}} h^{\frac{2-a}{2}} \right) + B N_{\frac{1-a}{2-a}} \left(i \frac{2}{2-a} \sqrt{\frac{\beta}{k_1}} h^{\frac{2-a}{2}} \right) \right\}. \quad (8)$$

Для небольших h решение примет вид

$$N = h^{\frac{\varepsilon}{2}} B K_{\frac{\varepsilon}{1+\varepsilon}} \left(\frac{2}{1+\varepsilon} \sqrt{\frac{\beta}{k_1}} h^{\frac{1+\varepsilon}{2}} \right). \quad (9)$$

Обозначив аргумент через x и выражая h через аргумент, найдем

$$N = B' x^n K_n(x),$$

где индекс $n = \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon}$.

Учитывая, что при малых x

$$x^n K_n(x) \approx 1, \quad N \rightarrow N_0,$$

можно записать

$$N = N_0 x^n K_n(x).$$

Уравнение (11) является расчетным для нахождения распределения ионной концентрации, искусственно вводимой в атмосферу, в приземном слое воздуха.

Определение коэффициента турбулентности, входящего в аргумент функции Макдональда, возможно при наличии значений ионной концентрации на двух высотах λ

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{x_2^n K_n(x_2)}{x_1^n K_n(x_1)}.$$

2. Определение коэффициента турбулентности по распределению ионной концентрации от линейного источника

Условия распределения ионной концентрации от линейного источника можно получить путем следующих рассуждений.

Концентрация дыма q от непрерывно действующего линейного источника бесконечной длины, по Сэттону [29],

$$q = \frac{Q}{\pi^{\frac{1}{2}} s u x^{\frac{m}{2}}} e^{-\frac{z^2}{s^2 x^m}},$$

где Q — секундный расход на единицу длины источника, s — постоянная, характеризующая интенсивность диффузии, u — средняя скорость ветра, x — расстояние от источника в направлении, перпендикулярном к последнему, z — высота над уровнем расположения источника, m — безразмерный параметр, связанный с вертикальным распределением температуры и меняющийся от 1 до 2.

Функция $e^{-\frac{z^2}{s^2 x^m}}$ учитывает распределение по высоте облака.

В связи с тем, что концентрация по высоте падает быстро, можно принять z близким к нулю, сравнительно с x , тогда $e^{-\frac{z^2}{s^2 x^m}} \rightarrow 1$, и (13) можно записать в виде

$$q = \frac{Q}{\pi^{\frac{1}{2}} s u x^{\frac{m}{2}}}.$$

Как показали Е. Н. Теверовский и Я. Л. Забежинский [30], при изотермии, когда $m = 2$, можно записать

$$q = \frac{2Q}{\pi^{\frac{1}{2}} s_z u x}.$$

Здесь s_z указывает, что увеличивается только рассеивание дыма вверх.

ожитель 2 в числитель введен в предположении, что земная поверхность является ющей для частиц облака дыма. Это соотношение было экспериментально-ено Е. Н. Теверовским, и результаты измерений показали, что в основном-равильно отображает закономерности изменения концентрации дыма в зави-и от интенсивности источника, скорости ветра и расстояния [30].

случае ионного линейного источника, над последним образуется ионное-о, в котором происходят два процесса.

рассеяние ионов вследствие турбулентного перемешивания,

воссоединение ионов вследствие процесса рекомбинации.

исмотрим первый процесс. Число ионов будет убывать вследствие турбулент-рассеяния. Принимая зависимость концентрации от x согласно [15] для неак-й субстанции, учитываем, что секундный расход Q на единицу длины источ-будет выражен через γ — количество ионов, образующихся в 1 сек., отне-е к единице длины источника. Тогда концентрацию ионов на уровне источника-расстоянии x от него можно представить

$$N = \frac{D}{x^n}, \quad (16)$$

$$n = \frac{m}{2}, \quad D = \frac{2\gamma}{\pi^{\frac{1}{2}} s_z u}, \quad x — \text{расстояние, пройденное ионным облаком по ветру.}$$

Отметим, что при обосновании (15) концентрация была удвоена вследствие-и, что земля рассматривалась как отражающая поверхность. Это соображение-ется в силе и для ионов, которые не находятся в электрическом поле, если-дположить, что напряженность поля при работе источника практически равна-ю.

Убывание числа ионов с расстоянием получаем в форме

$$-\frac{dN}{dx} = n \frac{N^{1+\frac{1}{n}}}{D^{\frac{1}{n}}}. \quad (17)$$

Второй процесс связан с изменением числа ионов со временем. Рассматривая-логично условиям плоского источника запыленный воздух, можно найти умень-ние числа ионов в связи с рекомбинацией

$$-\frac{dN}{dt} = \beta N. \quad (18)$$

Так как $x = ut$, последнее уравнение можно записать

$$-\frac{dN}{dx} = \frac{\beta}{u} N. \quad (19)$$

Считая, что процессы турбулентного рассеяния и рекомбинации протекают неза-исимо, общее уменьшение концентрации можно представить

$$-\frac{dN}{dx} = \frac{n}{D^{\frac{1}{n}}} N^{1+\frac{1}{n}} + \frac{\beta}{u} N. \quad (20)$$

Интегрируя (20) в пределах от x до x_1 и от N до N_1 , получим

$$N^{\frac{1}{n}} = \frac{1}{\left[\left(\frac{1}{N_1^{\frac{1}{n}}} + \frac{nu}{\beta D^{\frac{1}{n}}} \right) e^{\frac{\beta}{nu}(x-x_1)} - \frac{nu}{\beta D^{\frac{1}{n}}} \right]}. \quad (21)$$

На основании (16) введем в (20) значение $D = N_1 x_1^n$

$$\frac{N}{N_1} = \left\{ \frac{\beta x_1}{\left[(\beta x_1 + nu) e^{\frac{\beta}{nu}(x-x_1)} - nu \right]} \right\}^n.$$

Здесь N_1 — концентрация ионов на уровне линейного источника на расстоянии x_1 от него.

Полученное выражение (22) может быть использовано для численных расчетов N , если располагаем данными о концентрации ионов N_1 на расстоянии x_1 от скорости ветра u , постоянной β и значении n .

Для случая изотермии $n = 1$, и (22) можно записать в виде

$$\frac{N}{N_1} = \frac{\beta x_1}{\left[(\beta x_1 + u) e^{\frac{\beta}{u}(x-x_1)} - u \right]}.$$

Раздельное рассмотрение двух процессов в ионном облаке является приближенным, так как рассеяние ионов вследствие турбулентного перемешивания связано с уменьшением числа ионов в результате рекомбинационных процессов.

Автор и Д. Л. Лайтман нашли строгое решение для распределения ионной концентрации от линейного источника также в условиях запыленного воздуха, полагая землю экранирующей плоскостью

$$N = \frac{2\Gamma(zh)^{\frac{\varepsilon}{2}}}{xk_1(1+\varepsilon)} e^{-\frac{\beta x}{u} - \frac{z^2+1+h^2+1}{(\varepsilon+1)^2 k_1} \frac{x}{u}} I_{-\frac{\varepsilon}{1+\varepsilon}} \left[\frac{2uz^{\frac{\varepsilon+1}{2}} h^{\frac{\varepsilon+1}{2}}}{(\varepsilon+1)^2 k_1 x} \right], \quad (23)$$

где Γ — секундный расход на единицу длины источника, h — высота источника, z — высота, на которой производятся измерения.

Оценивая значение аргумента, можно в большинстве случаев воспользоваться асимптотическим выражением функции I_{-n} и получить

$$N = \frac{\Gamma(zh)^{\frac{\varepsilon-1}{4}}}{\sqrt{\pi k_1 x u}} e^{-\frac{\beta x}{u} - \frac{\left(\frac{1+\varepsilon}{2} - \frac{1+\varepsilon}{2}\right)^2}{(\varepsilon+1)^2 k_1 x}}. \quad (24)$$

При $z = h$ (25) получит вид

$$N = \frac{\Gamma h^{\frac{\varepsilon-1}{2}}}{\sqrt{\pi k_1 x u}} e^{-\frac{\beta x}{u}}. \quad (25)$$

При определенных экспериментально концентрациях в двух точках от линейного источника на расстояниях x и x_1 при $h = 1$ м можно записать

$$\frac{N}{N_1} = \sqrt{\frac{x_1}{x}} e^{-\frac{\beta}{u}(x-x_1)}. \quad (26)$$

Сравнивая итоги расчетов по формулам (23) и (27) для $x = 15$ м, $x_1 = 5$ м при $\beta = 0,1$ и $u = 1$ м/сек., находим расхождение в 17%. С увеличением $x - x_1$ расхождение уменьшается и при $x = 40$ м расхождение не превышает 3%.

Расчетные формулы для определения коэффициента турбулентности легко получаются из соотношений (25), (26).

Располагая значениями ионной концентрации на расстоянии x от источника на высоте z и на уровне источника $h = 1$ м, найдем

$$\frac{N_z}{N} = z^{\frac{\varepsilon-1}{4}} e^{-\frac{\left(\frac{1+\varepsilon}{2} - 1\right)^2}{(\varepsilon+1)^2 k_1 x}}. \quad (27)$$

выражения (26) получаем отношение коэффициентов турбулентности на и том же расстоянии от линейного источника, измеренных в разные моменты и,

$$\frac{k_1}{k_1'} = \frac{N_1^2 u_1 e^{-\frac{2\beta x}{u}}}{N_2^2 u e^{-\frac{2\beta_1 x}{u_1}}}, \quad (29)$$

и N_1 — ионные концентрации в одной и той же точке в разных условиях, u_1 — скорости ветра на $h=1$ м, соответствующие условиям измерения, N_2 — значения постоянных пропадания ионов в тех же условиях. Значение β определяется из выражения

$$\frac{\beta}{u} = \frac{\ln \frac{N_1}{N_2} \sqrt{\frac{x_1}{x_2}}}{(x_2 - x_1) \ln e}, \quad (30)$$

N_1 и N_2 — концентрации на расстояниях x_1 и x_2 от источника. Отношение ионных концентраций в расчетных формулах можно заменить отношением униполярной проводимости, что упрощает технику опыта.

3. Экспериментальная проверка метода искусственных ионопусков

3 летние месяцы 1952, 1953 гг. и зимой 1954 г. на территории метеостанции Гирова был поставлен эксперимент по изучению коэффициента турбулентности помощи искусственных ионопусков. В эксперименте принимали участие аспиранты И. И. Березина и ассистент Б. К. Иньков.

Как показали наши опыты, наиболее простой конструкцией линейного источника для целей определения коэффициента турбулентности является система двух гетеродиagnostических переносных аппаратов (модель РУ-560), расположенных друг против друга на расстоянии 5 м и на высоте 1 м с горизонтально направленным излучением. Цилиндрические тубусы, одеваемые на окошки аппаратов для защиты от рентгеновских лучей, ограничивали поле облучения. Уменьшение ионообразующей способности с расстоянием одной трубки соответствует аналогичному распределению ионообразования другой. Эта конструкция применялась также для изучения распределения плотности объемного заряда и подробно описана в специальной литературе по этому вопросу [31].

Проведение эксперимента было связано с изучением униполярной проводимости в двух точках на расстоянии 5 и 15 м от источника на высоте 1 и 2 м над точкой, отстоящей на расстоянии 5 м от источника.

Одновременно производились измерения k по вертикальным профилям температуры и ветра методами М. И. Будыко и Д. Л. Лайхтмана.

На рис. 4 приведены значения коэффициентов турбулентности, вычисленные по расчетным формулам (28), (29), (30) из распределения ионной концентрации от линейного источника по 49 сериям наблюдений. Для сравнения на этом же рисунке помещены значения k , вычисленные методами М. И. Будыко и Д. Л. Лайхтмана.

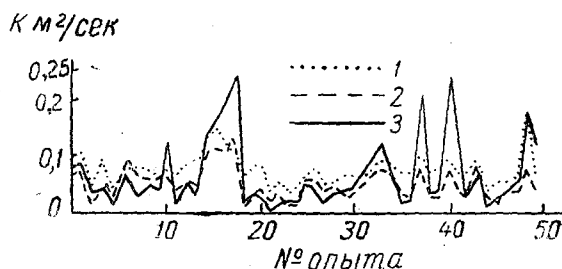


Рис. 4. Значения коэффициентов турбулентности. 1 — метод Лайхтмана, 2 — метод Будыко, 3 — метод ионопусков.

Из 49 измерений только 3 дали завышенные значения, 46 значений k в пределах, определенных методами расчета по вертикальному профилю температуры и ветра.

III. Определение коэффициента турбулентности по распределению плотности объемных зарядов в приземном слое атмосферы

Разработанная теоретическая схема [32] принимает исходным для расчета дифференциальное уравнение (1). При его решении ранее для определения дивергенции потенциала на основании уравнения Пуассона $\frac{d^2 v}{dh^2} = -4\pi\rho$ находилось значение $\frac{d\rho}{dh} = -\frac{1}{4\pi} \frac{d^3 v}{dh^3}$ и подставлялось в (1).

Вновь применяем уравнение Пуассона, но находим $\frac{dv}{dh}$ как интеграл средней плотности объемного заряда. Подставляя найденное значение $\frac{dv}{dh}$ в (1), после дифференцирования приходим к выражению

$$k \frac{d^2 \rho}{dh^2} + \frac{dk}{dh} \frac{d\rho}{dh} - 4\pi\lambda\rho = 0. \quad (2)$$

Аппроксимируя коэффициент турбулентности степенной функцией $k = k_1 h^a$, вводя обозначение $4\pi\lambda = c$, получим

$$\frac{d^2 \rho}{dh^2} + \frac{a}{h} \frac{d\rho}{dh} - \frac{c}{k_1} h^{-a} \rho = 0. \quad (3)$$

Решение (32) может быть получено в функциях Бесселя аналогично (8), (10), (11) и при наличии данных о плотности объемного заряда на двух малых высотах, расчетной формулой для определения коэффициента турбулентности будем служить уравнение

$$\frac{\bar{\rho}_2}{\bar{\rho}_1} = \frac{x_2^n K_n(x_2)}{x_1^n K_n(x_1)}, \quad (3)$$

где аргумент $x = \frac{4}{1+\varepsilon} \sqrt{\frac{\pi\lambda}{k_1}} h^{\frac{1+\varepsilon}{2}}$, индекс функции Макдональда $n = \frac{\varepsilon}{1+\varepsilon}$.

Осуществляя расчет коэффициента турбулентности по распределению плотности объемного заряда, из данных о распределении электрического поля в атмосфере легко получить

$$y = \frac{i}{\lambda} + B' - 4\pi\bar{\rho}h. \quad (34)$$

Приравнявая (2) и (34), найдем

$$\bar{\rho} = \frac{B' [1 - x^n K_n(x)]}{4\pi h}, \quad (35)$$

где $n = \frac{1}{1+\varepsilon}$.

При наличии данных о плотности объемного заряда на двух высотах порядка нескольких метров получаем расчетную формулу для определения k_1

$$\frac{\bar{\rho}_2}{\bar{\rho}_1} = \frac{[1 - x_2^n K_n(x_2)] h_1}{[1 - x_1^n K_n(x_1)] h_2}. \quad (36)$$

Измерения плотности объемного заряда проводились нами при помощи куба Томсона [31].

Заключение

статье изложены итоги разработки новых методов определения коэффициента нестационарности по вертикальному профилю градиента потенциала электрического поля путем искусственных ионоразрядов с учетом различной конфигурации источников по распределению плотности объемного заряда. Предварительной экспериментальной проверке подверглись два первых метода. Предварительные опыты, осуществленные в 1953 г., связанные с изучением коэффициента турбулентности по распределению плотности объемного заряда, также подкрепили расчетные схемы. Опыты будут продолжаться в 1954 г. в направлении в режиме искусственно созданной высокой плотности объемного заряда в естественных условиях.

ЛИТЕРАТУРА

- Будыко М. И. Распределение метеозлементов в приземном слое воздуха. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 4, 1946.
- Будыко М. И. Турбулентный обмен в нижних слоях атмосферы. Метеорология и гидрология, № 2, 1946.
- Будыко М. И. Испарение в естественных условиях. Гидрометеоназдат, 1949.
- Гайхтман Д. Л. Профиль ветра и обмен в приземном слое атмосферы. Изв. АН СССР, т. 8, № 1, 1944.
- Гайхтман Д. Л. О профиле ветра в приземном слое атмосферы при стационарных условиях. Труды ГГО, сер. 1, вып. 39 (101), 1947.
- Гайхтман Д. Л., Тимофеев М. П. Турбулентный обмен в нижних слоях атмосферы. Труды ГГО, вып. 20 (82), 1949.
- Тимофеев М. П., Огнева Т. А. Оперативный метод определения коэффициента турбулентного обмена на основании наблюдений над вертикальным профилем ветра. Труды ГГО, вып. 20 (82), 1949.
- Обухов А. М. Турбулентность в температурно-неоднородной атмосфере. Труды института теорет. геоф. АН СССР, № 1, 1946.
- Обухов А. М. Структура температурного поля в турбулентном потоке. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., т. XIII, 1949.
- Юдин М. И. Вопросы теории турбулентности и структуры ветра с приложением к задаче о колебаниях самолета. Труды ГГО, сер. 1, вып. 35 (97), 1946.
- Юдин М. И. Суточный ход температуры воздуха и конвективный теплообмен. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., т. 12, № 4, 1948.
- Ляпин Е. С. Зависимость коэффициента перемешивания от вертикального распределения температуры воздуха. Труды НИУ ГУГМС, ГГО, сер. 1, вып. 34, (96), 1946.
- Ляпин Е. С. О турбулентном перемешивании воздуха в атмосфере. Метеорология и гидрология, № 5, 1948.
- Константинов А. Р. Исследование турбулентной структуры ветра в приземном слое атмосферы. Труды ГГО, вып. 16 (78), 1949.
- Баранов В. И. Радиоактивность воздуха в связи с турбулентным перемешиванием в атмосфере. Ж. Геофизика и метеорология, т. V, вып. 4, 1948.
- Милин В. Б. К вопросу определения коэффициента турбулентного обмена в приземном слое атмосферы. Инф. сборник, № 1, Гидрометеоназдат, 1951.
- Будыко М. И., Ляпин Е. С. Условия образования термической конвекции в нижних слоях атмосферы. Метеорология и гидрология, № 5, 1946.
- Берлянд М. Е. Определение горизонтальной составляющей коэффициента турбулентной диффузии. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., т. 8, № 1, 1944.
- Ляпин Е. С. Изучение коэффициента перемешивания воздуха при помощи опытных дымопусков. Труды НИУ ГУГМС, сер. 1, вып. 34, 1946.
- Чуринова М. П. Определение коэффициента турбулентности над оазисом (Пахта-Арал) и полупустыней (Голодная Степь) по аэрологическим наблюдениям. Труды ГГО, вып. 39 (101), 1953.
1. Тверской П. Н., Тимофеев М. П. Турбулентность и вертикальный профиль напряженности электрического поля в нижнем слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., т. 12, вып. 5, 1948.
2. Милин В. Б., Малахов С. Г. Проводимость воздуха и турбулентное перемешивание в атмосфере. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 1953.
3. Милин В. Б. К вопросу теории расчета вертикального профиля градиента потенциала электрического поля в атмосфере. Уч. зап. КГПИ, вып. 7. Киров, 1953.
4. Тверской П. Н., Милин В. Б., Федоров Г. Е. Опыт изучения вертикального профиля напряженности электрического поля в нижнем слое атмосферы. Вестник ЛГУ, № 5, 1953.

25. Милин В. Б. Об аномальных электрических полях в атмосфере. ДАН СССР, № 5, 1954.
26. Федоров Г. Е. Определение коэффициента турбулентности в приземном слое сферы по распределению электрического поля в нем. Уч. зап. КГПИ, вып. 7, 1953.
27. Милин В. Б. К теории определения коэффициента турбулентности методом искусственных ионопусков (рентгеновское излучение). Уч. зап. КГПИ, вып. 7, 1953.
28. Соловьев В. А. Опыты по ионизации атмосферы рентгеновскими лучами. Металогия и гидрология, 3, 1941.
29. Теверовский Е. Н. О коагуляции частиц аэрозоля в турбулентной атмосфере. ДАН СССР, сер. геогр. и геофиз., т. XII, № 1, 1948.
30. Милин В. Б., Бессонов И. И. Измерения плотности объемного заряда в реискусственной ионизации. Уч. зап. КГПИ, вып. 8. Киров, 1954.
31. Милин В. Б. Распределение электрического поля и плотности объемных зарядов в связи с турбулентным перемешиванием в атмосфере. Уч. зап. КГПИ, вып. 8,

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Лайхтман. Современное состояние и основные задачи физики приземного слоя	3
Орленко. Анализ экспериментального материала по суточному ходу температуры воздуха	14
Шехтер и Г. Х. Цейтин. Уточненный метод предвычисления ночного понижения температуры	26
Лайхтман. Определение суммарного испарения и теплоотдачи с небольших водоемов	36
1. Шехтер и Г. Х. Цейтин. Глубина промерзания и температура почвы в зимнее время	44
Кириллова и Л. В. Несина. Влияние орошения на изменение составляющих теплового баланса на поле пшеницы	66
Несина. К вопросу о влиянии орошения на теплообмен в почве	80
1. Русин. Физико-метеорологические условия суховея на сельскохозяйственных полях	85
Кириллова. К вопросу об измерении и расчетах эффективного излучения	92
2. Орленко. К вопросу об изменении термодинамического состояния воздуха	95
Б. Милин. Новые методы определения коэффициента турбулентности в приземном слое воздуха по атмосферно-электрическим характеристикам	100

Редактор Ю. В. Власова

Техн. редактор М. Я. Флаум

Корректоры: Э. И. Алексеева и Н. И. Оршер

Введено в набор 7/X 1955 г. Подписано к печати 13/XII 1955 г. Бумага 70×108¹/₁₆

Форм. л. 3,5 Печ. л. 9,59 Уч.-изд. л. 10,23 Тираж 1 000 экз. М-60059. Индекс МЛ-143

Гидрометеорологическое издательство. Ленинград В. О., 2-я линия д. № 23

Заказ № 856 Цена 7 руб. 15 коп.

2-я типолитография Гидрометеониздата, Ленинград. Прачечный пер., 6.

ИМЕЕТСЯ НА СКЛАДЕ ГИДРОМЕТЕОИЗДАТА

ТРУДЫ ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

им. А. И. ВОЕЙКОВА

Вып. 1678). — Вопросы атмосферной турбулентности. Под редакцией Е. С. Ляпина и М. И. Юдина. Ц. 8 р. 80 к.

ТРУДЫ ЦЕНТРАЛЬНОГО ИНСТИТУТА ПРОГНОЗОВ

Вып. 9 (36). — Вопросы прогноза паводков. Под ред. Г. Р. Бергмана. Ц. 13 р. 20 к.

Вып. 10 (37). — Небольсин С. И. Климатический очерк Подмосковья. Ц. 7 р. 20 к.

Вып. 11 (38). — Вопросы долгосрочных прогнозов. Под ред. С. Т. Пагава. Ц. 12 р. 40 к.

Вып. 12 (39). — Вопросы прогнозов стока. Под ред. В. Д. Комарова. Ц. 5 р. 60 к.

Вып. 13 (40). — Засуха 1946 г. Под ред. В. В. Синельщикова. Ц. 5 р. 60 к.

Вып. 15 (42). — Вопросы динамической метеорологии. Под ред. А. Ф. Дюбука. Ц. 5 р. 60 к.

Вып. 19 (46). — Вопросы долгосрочных прогнозов. Под ред. С. Т. Пагава. Ц. 9 р. 60 к.

Вып. 22 (49). — Вопросы гидрологических прогнозов. Под ред. Е. Г. Попова и В. В. Пиотровича. Ц. 6 р.

Вып. 24 (51). — Вопросы гидрологических прогнозов. Под ред. Е. Г. Попова. Ц. 4 р.

Вып. 27 (54). — Вопросы гидрологических прогнозов. Под ред. В. Д. Комарова. Ц. 4 р. 40 к.

Вып. 29 (56). — Сельскохозяйственная метеорология. Агрометеорологическая характеристика условий произрастания сельскохозяйственных культур на территории орошения Куйбышевского гидроузла. Под ред. А. В. Процерова. Ц. 8 р. 30 к.

МОНОГРАФИИ

Будыко М. И. Испарение в естественных условиях. Ц. 8 р. 40 к.

Кондратьев К. Я. Лучистая энергия солнца. Ц. 24 р. 20 к.

Тверской П. Н. Атмосферное электричество. Ц. 14 р.

Чудновский А. Ф. Заморозки. Ц. 6 р. 80 к.

Алекин О. А. Общая гидрохимия. Ц. 8 р.

Алпатьев А. М. Влагооборот культурных растений. Ц. 10 р.

Давыдов Л. К. Водоносность рек СССР, ее колебания и влияние на нее физико-географических факторов. Ц. 8 р. 80 к.

Штокман В. Б. Экваториальные противоречия в океанах. Ц. 6 р. 40 к.

