

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

551.5

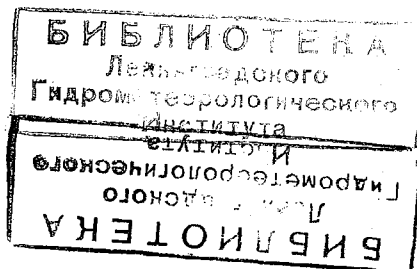
F-17

Б. М. Гальперин

ТУРБУЛЕНТНЫЙ ТЕПЛО-
И ВЛАГООБМЕН ПОВЕРХНОСТИ
СУШИ И ВОДОЕМОВ
С АТМОСФЕРОЙ

245033

Учебное пособие



ЛЕНИНГРАД

1970

УДК 551.51 (075.8)

*Одобрено Ученым советом
Ленинградского гидрометеорологического института*

ПРЕДИСЛОВИЕ

Вопросы физики приземного слоя, особенно закономерности турбулентного тепло- и влагообмена деятельной поверхности с атмосферой, являются важным разделом современной метеорологии. Им отведено большое место в программах курсов общей метеорологии — лекций, практических занятий и полевой учебной практики как метеорологического, так и гидрологического (специальности — океанология и гидрология суши) факультетов гидрометеорологических институтов. По этим программам работают все вузы страны, готовящие специалистов данных профилей. Однако во всех имеющихся в настоящее время учебниках и учебных пособиях по курсу общей метеорологии эти вопросы не нашли достаточного отражения, особенно вопросы испарения.

Такое положение создает очень большие трудности при изучении студентами соответствующих разделов курса общей метеорологии. Это побудило нас составить данное учебное пособие. В основу его положено содержание лекций, читаемых автором в течение многих лет океанологам и гидрологам на 2-м курсе гидрологического факультета Ленинградского гидрометеорологического института. Программа каждого из этих курсов имеет свою специфику. В учебное пособие в основном включены разделы, важные для обеих специальностей, но, кроме того, в нем освещаются и вопросы, необходимые только для одной из них. Например, расчеты испаряемости и испарения с поверхности малых и ограниченных водоемов нужны лишь гидрологам суши.

Для придания учебному пособию целостности в нем рассматриваются не только турбулентный тепло- и влагообмен поверхности суши и водоемов с атмосферой, но в главе I сообщаются основные понятия о закономерностях турбулентного обмена и некоторых способах расчета коэффициен-

та турбулентности в приземном слое атмосферы. Более глубокое развитие этих вопросов, необходимое океанологам, дается в курсе динамической метеорологии.

В учебное пособие не включен климатологический метод расчета годового суммарного испарения с поверхности суши по радиационному балансу и осадкам, предложенный М. И. Будыко, входящий в программу курса метеорологии; он в доступной форме изложен в монографиях автора. Другие климатологические методы расчета испарения с поверхности водоемов и суши, вопрос о передвижении воды в почве, а также различные конструкции испарителей не входят в программу курса общей метеорологии.

Нам представляется, что данное учебное пособие, особенно главы II и III, будет полезно и студентам метеорологической специальности при изучении ими соответствующих разделов курса общей метеорологии.

Глава I

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

§ 1. Общие сведения об атмосферной турбулентности

Движения жидкости и газа разделяют на ламинарные и турбулентные. Ламинарные движения это спокойные, упорядоченные движения, при которых траектории отдельных небольших масс — частиц жидкости (газа) являются плавными линиями и не пересекают друг друга. При ламинарном движении взаимодействие между соседними слоями потока может происходить лишь путем диффузии молекул.

Турбулентными движениями называются такие, при которых траектории отдельных частиц различны, носят хаотический, случайный характер и не совпадают с направлением движения всего потока. Эти частицы могут перемещаться внутри общего потока с различными скоростями в разнообразных направлениях, в том числе перпендикулярном и даже обратном направлению перемещения всего потока в целом. В результате в каждой фиксированной точке скорость движения непрерывно меняет свою величину и направление, или, как принято говорить, «пульсирует».

Происходящее при турбулентном режиме движения перемешивание жидкости (газа) по своей интенсивности в тысячи, а иногда и миллионы раз превосходит перенос при молекулярной диффузии.

Отдельные перемещающиеся массы — «турбулентные моли» иногда называют вихрями, а турбулентное движение — завихренным.

Оторвавшийся в какой-либо точке от общего потока турбулентный моль некоторое время движется самостоятельно, но затем постепенно смешивается со всем потоком.

Чем больше размеры вихрей и скорость их перемещения, тем больше путь, проходимый ими от места зарождения до

полного смешения, и тем интенсивнее турбулентное перемешивание. Кроме того, интенсивность перемешивания зависит и от количества возникающих вихрей.

Наблюдения над движением жидкости (газа) в трубах показали, что ламинарный режим сохраняется лишь тогда, когда скорости перемещения соседних слоев потока мало различаются и сдвиг этих слоев относительно друг друга незначителен. Возникновение турбулентности связано с тем, что градиент скорости становится больше некоторого критического значения. Величина критического градиента скорости зависит от молекулярной вязкости жидкости (газа) и от масштаба движения. Чем больше вязкость, тем труднее каждой частице оторваться от общего потока и тем больше критический градиент. Наоборот, чем больше масштаб движения, т. е. чем больше поперечное сечение потока, тем меньше критический градиент; в узких трубах ламинарный режим может сохраняться до больших значений градиента скорости.

Всякое увеличение градиента скорости при значениях его больших, чем критическое, приводит к усилению турбулентности.

В естественных условиях — в водоемах и особенно в атмосфере — вязкость мала, масштаб движения велик, вертикальные градиенты горизонтальной скорости потоков $\frac{\partial v}{\partial z}$ всегда

превышают критическое значение, и режим движения в них всегда является турбулентным. Проявления атмосферной турбулентности можно обнаружить даже невооруженным глазом, наблюдая за распространением дыма из труб, а также за колебаниями ветвей деревьев или легких подвешенных предметов, обусловленными пульсацией скорости ветра.

Быстрые колебания температуры воздуха, обусловленные турбулентным перемешиванием, легко уловить при измерениях температуры малоинерционными термометрами.

Те значения скорости ветра и температуры воздуха, которыми характеризуют погоду в данный срок наблюдений, являются осредненными из отдельных мгновенных значений.

Возникновение вертикальных градиентов скорости в атмосфере и водоемах может быть обусловлено различными причинами. Горизонтальное распределение давления в атмосфере и глубоких водоемах на разных уровнях различно, по-

этому и скорость ветра в атмосфере и скорость морских течений меняется по вертикали.

В поверхностных слоях водоемов вертикальный градиент скорости течений возникает и за счет того, что перемещающийся над водоемом воздух увлекает за собой верхний слой воды.

В нижних же слоях потока жидкости или газа, перемещающихся вдоль твердой поверхности, всегда создаются градиенты скорости, обусловленные взаимодействием потока с этой поверхностью.

Вследствие трения скорость потока у твердой стенки всегда обращается в нуль, и по мере удаления от нее скорость растет. Поэтому вблизи поверхности возрастание или убывание градиента скорости обусловлено только соответствующим изменением самой средней скорости потока. В применении к нижнему слою атмосферы, где сильно сказывается тормозящее влияние земной поверхности, можно говорить о том, что ослабление или усиление турбулентности вызвано непосредственно уменьшением или увеличением скорости ветра.

Выше этого слоя уже нельзя характеризовать вертикальный градиент скорости ветра самой скоростью. Наоборот, на тех атмосферных уровнях, где скорость ветра достигает максимума, изменение ее с высотой минимально (в точке максимума $\frac{\partial v}{\partial z} = 0$) и турбулентность ослаблена.

Воздействие поверхности на режим движения жидкости или газа сказывается и в ином: наличие неровностей на поверхности — ее шероховатость — является причиной возникновения градиентов скорости и турбулентных вихрей непосредственно вблизи поверхности. Чем больше размеры этих шероховатостей, чем менее обтекаема их форма, тем больше градиенты скорости и тем сильнее турбули�ировано движение. Известно, например, что при полете над лесом усиливается болтанка самолета, обусловленная турбулентностью воздушного потока.

Таким образом, турбулентность нижнего слоя атмосферы зависит от двух факторов — скорости ветра и шероховатости поверхности. Это так называемые динамические факторы турбулентности.

Очень большое влияние на развитие вертикальных турбулентных движений в атмосфере оказывают термические

факторы — температурная стратификация атмосферы и горизонтальная температурная неоднородность подстилающей поверхности.

При термически неустойчивом состоянии слоя атмосферы каждый турбулентный молекул получает еще добавочное ускорение конвекции, направленное по вертикали и все возрастающее по мере движения в данном слое. Наоборот, при термически устойчивом состоянии слоя возникает отрицательное ускорение конвекции и возмущения будут тормозиться. При термически безразличном состоянии слоя атмосферы, когда ускорение конвекции равно нулю, турбулентность определяется чисто динамическими причинами.

Следовательно, над данной подстилающей поверхностью турбулентность нижних слоев атмосферы достигает максимального развития при сильном ветре и неустойчивой температурной стратификации и минимальна при слабом ветре и устойчивой стратификации. Так как холодные воздушные массы являются неустойчивыми, а теплые — устойчивыми, то при прочих равных условиях (скорости ветра и шероховатости поверхности) наибольшее перемешивание и пульсации метеоэлементов наблюдаются при холодных вторжениях.

В дальнейшем (гл. II, § 1) будет показано, что вблизи земной поверхности безразличное или, как принято говорить, равновесное состояние слоя соответствует изотермии, неустойчивое состояние — падению температуры с высотой, а устойчивое — инверсии температуры.

Существенным термическим фактором атмосферной турбулентности является горизонтальная температурная неоднородность подстилающей поверхности, характерная для суши. Вследствие разного микрорельефа поверхности почвы, различия влажности, рыхлости почвы и ее альбедо два соседних участка земной поверхности могут иметь различную температуру, что создает горизонтальную разность температур воздуха над этими участками и способствует развитию беспорядочных циркуляционных движений и дополнительной турбулизации потока.

Таким образом, при переходе воздушного потока с одной поверхности на другую турбулентное перемешивание может существенно усиливаться или ослабляться под влиянием происходящих при этом изменений шероховатости и температурной неоднородности поверхности, а также температурной стратификации нижних слоев атмосферы.

Являясь источником турбулентности для нижних слоев атмосферы, создавая градиенты скорости ветра и горизонтальные градиенты температуры, земная поверхность в то же время тормозит развитие вертикальных турбулентных движений в непосредственной близости от нее. Земная поверхность практически непроницаема для атмосферного воздуха, и турбулентный молекул, движущийся по направлению к поверхности, не может пройти путь больший, чем расстояние от места зарождения этого молекул до поверхности. Так как масса воздуха, переносимая вниз к поверхности, в среднем должна равняться массе, движущейся вверх, то это же ограничение относится и к молекулам, перемещающимся вверх. Поэтому в пределах некоторого слоя вблизи поверхности интенсивность турбулентного перемешивания растет по мере удаления от нее. Такой слой атмосферы, образующийся над земной поверхностью, называется приземным (или приводным). Высота его непостоянна, она зависит от интенсивности турбулентного перемешивания: при слабой турбулентности высота приземного слоя составляет несколько десятков метров, а при сильной — до 250 м. В среднем принимают высоту слоя равной 50—100 м. Выше приземного слоя уже не сказывается ограничивающее влияние земной поверхности на развитие вертикальных турбулентных движений.

§ 2. Вертикальные турбулентные потоки в атмосфере

В процессе турбулентного перемешивания отдельные турбулентные вихри переносят с собой свои свойства — количество движения, содержание тепла, водяного пара и различные газовые, жидкие и твердые примеси. Поэтому турбулентность является важнейшим механизмом, с помощью которого осуществляется распространение различных свойств и субстанций в атмосфере (и в водоемах).

Изучение закономерностей атмосферной турбулентности является одним из наиболее важных и сложных вопросов метеорологии, имеющих большое практическое значение. Применение теории турбулентного перемешивания к атмосферным процессам создало возможность для расчетов потоков тепла в атмосфере, расчетов испарения и потоков различных примесей, в том числе и радиоактивных; позволило исследовать закономерности вертикального распределения и суточного хода метеорологических элементов, процессов образования облаков, туманов, болтанки самолетов и многих других важных вопросов.

Обозначим буквой q удельное содержание данной субстанции, переносимой в результате турбулентного перемешивания (содержание этой субстанции в единице массы воздуха или воды), а буквой Q — турбулентный поток этой субстанции, т. е. количество данной субстанции, переносимое в единицу времени через единицу поверхности в направлении, перпендикулярном к этой поверхности.

Рассматривая движение отдельных турбулентных молей, пересекающих в единицу времени площадку s во взаимно противоположных направлениях, можно получить выражение для турбулентного потока субстанции в виде

$$Q_q = -\rho \left(\frac{1}{s} \sum_{i=1}^{i=n} \omega_i \Delta l_i s_i \right) \frac{\partial \bar{q}}{\partial l},$$

где $\frac{\partial \bar{q}}{\partial l}$ — градиент среднего удельного содержания этой субстанции в направлении l , перпендикулярном площадке;

n — число молей, пересекающих площадку s в единицу времени;

ω_i — скорость движения турбулентного моля в направлении l ;

Δl_i — расстояние (по нормали к площадке) между данной площадкой и той точкой, где скорость движения турбулентного моля ω_i равнялась нулю;

s_i — сечение каждого моля в плоскости площадки;

ρ — плотность воздуха (воды).

Из этой формулы следует, что поток субстанции должен быть пропорционален градиенту субстанции: при $\frac{\partial \bar{q}}{\partial n} = 0$ при любой интенсивности перемешивания поток должен равняться нулю. При данном градиенте субстанции поток зависит от количества молей, пересекающих площадку, их сечения, скорости движения и пути, пройденного в направлении нормали к площадке. Таким образом, интенсивность турбулентного перемешивания в направлении l определяется величиной

$$k = \frac{1}{s} \sum_{i=1}^{i=n} \omega_i \Delta l_i s_i.$$

Эту величину, являющуюся количественной характеристикой интенсивности турбулентного перемешивания, называют коэффициентом турбулентности. Так как знаки ω_i и Δl_i одинаковы, то произведение их, а следовательно, и коэффициент турбулентности, не может быть отрицательным. Коэффициент турбулентности равен нулю при $\omega_i = 0$.

Из формулы для турбулентного потока субстанции, написанной в виде

$$Q_q = -k\rho \frac{\partial q}{\partial l},$$

следует, что коэффициент турбулентности численно равен потоку субстанции при градиенте объемной концентрации $\frac{\partial (\rho q)}{\partial l} = 1$. Из нее также следует, что коэффициент турбулентности измеряется в $\text{см}^2/\text{сек}$ или $\text{м}^2/\text{сек}$.

Иногда для характеристики интенсивности турбулентного переноса пользуются величиной $k\rho = A$, называемой коэффициентом обмена; она численно равна потоку субстанции при единичном градиенте удельной концентрации и измеряется в $\text{г}/\text{см} \cdot \text{сек}$.

В естественных условиях в атмосфере горизонтальные градиенты любых субстанций во много раз меньше, чем вертикальные, поэтому и вертикальные турбулентные потоки значительно превосходят горизонтальные. Лишь в районах границы поверхностей, резко отличающихся по своим свойствам (температуре, увлажнению и т. д.), или вблизи источников данной субстанции (например, дымовых труб) могут быть велики и горизонтальные градиенты. Поэтому в дальнейшем изложении будут рассматриваться лишь вертикальные турбулентные потоки.

В применении к вертикальным потокам тепла в атмосфере или в водоемах

$$Q_T = -k_T \rho \frac{\partial q_T}{\partial z} \text{ кал}/\text{см}^2 \cdot \text{сек},$$

где q_T — теплосодержание 1 г воздуха или воды ($q_T = cT$ кал/г).

Если рассматривать вертикальный турбулентный поток водяного пара в атмосфере

$$Q_w = -k_w \rho \frac{\partial q}{\partial z} \text{ г}/\text{см}^2 \cdot \text{сек},$$

то q = содержание пара в 1 г воздуха, т. е. его удельная влажность $q = 0,622 \frac{e}{p} \frac{z}{z}$.

Вертикальный турбулентный поток количества движения — напряжение турбулентного трения — выражается формулой

$$Q_v = \tau = -k_v \rho \frac{\partial v}{\partial z} \text{ г/см} \cdot \text{сек}^2,$$

так как при $m = 1$ г количество движения mv численно равно скорости движения v .

Многочисленные исследования, проводившиеся различными авторами, пока не дают убедительных доказательств того, что значения коэффициентов турбулентности, характеризующих интенсивность вертикального турбулентного переноса различных свойств и субстанций, отличаются друг от друга, и в настоящее время для расчета турбулентных потоков тепла, водяного пара, количества движения и разных взвешенных в атмосфере частиц пока пользуются одними и теми же значениями коэффициента турбулентности.

Как следует из предыдущего изложения, коэффициент турбулентности должен зависеть от динамических факторов: изменения скорости ветра с высотой или (вблизи поверхности) от скорости ветра и шероховатости поверхности, а также от термических факторов: температурной стратификации атмосферы и горизонтальной температурной неоднородности земной поверхности. Кроме того, в приземном слое атмосферы величина коэффициента турбулентности зависит еще от расстояния до поверхности — по мере приближения к ней коэффициент турбулентности убывает. Таким образом, величина коэффициента турбулентности в атмосфере может меняться в широких пределах. Наиболее часто встречающиеся значения коэффициента турбулентности в свободной атмосфере составляют $20-50 \text{ м}^2/\text{сек}$ ($20 \cdot 10^4 - 50 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{сек}$), а на высоте 1 м — $0,1-0,2 \text{ м}^2/\text{сек}$ ($0,1-0,2 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{сек}$).

Как известно, при распространении газа или жидкости путем молекулярной диффузии их потоки также пропорциональны градиенту удельного содержания этих субстанций

$$Q_{\text{мол}} = -D\rho \frac{\partial q}{\partial z},$$

где D — коэффициент молекулярной диффузии, имеющий ту же размерность, что и коэффициент турбулентности. Он растет с повышением температуры, так как при этом увеличивается скорость движения молекул. В интервале температур $0-20^\circ$ среднее значение $D = 0,24 \text{ см}^2/\text{сек}$.

Сопоставляя эту величину со средней величиной коэффициента турбулентности в атмосфере, даже на уровне 1 м ($0,2 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{сек}$), можно видеть, что вертикальный молекулярный перенос тепла, водяного пара и различных примесей в атмосфере ничтожно мал по сравнению с турбулентным. Лишь в небольшом слое ($\approx 1 \text{ мм}$), непосредственно прилегающем к земной поверхности, где вертикальные турбулентные пульсации скорости близки к нулю, приходится считать с молекулярной диффузией.

При исследованиях тепло- и влагообмена поверхности суши и водоемов с атмосферой и распространения примесей, источником которых служит земная поверхность, наибольшее значение имеет изучение закономерностей турбулентного перемешивания в приземном (приводном) слое атмосферы.

§ 3. Понятие о методах определения коэффициента турбулентности в приземном слое атмосферы

Непосредственное измерение величин, входящих в формулу коэффициента турбулентности в виде

$$k = \frac{1}{s} \sum_{i=1}^{l=n} \omega_i \Delta l_i s_i,$$

осуществить невозможно, поэтому она не может быть использована для практических расчетов.

В настоящее время предложен ряд методов для вычисления коэффициента турбулентности в приземном слое атмосферы, основанных на разных принципах.

1. Наиболее точным из них является метод структурных наблюдений. Он заключается в том, что с помощью очень малоинерционных приборов производится непрерывная запись метеорологических элементов, отражающая их быстрые колебания во времени, обусловленные атмосферной турбулентностью. По этим записям можно определить турбулентные пульсации метеороэлементов, т. е. отклонения отдельных

мгновенных значений от средних за данный промежуток времени, например пульсации температуры T' или упругости пара e' . Если одновременно измерены вертикальные пульсации скорости ветра ω' , то масса воздуха, протекающая в вертикальном направлении через единицу поверхности в единицу времени в результате турбулентного перемешивания, равна $\rho \bar{\omega}'$, где ρ — плотность воздуха, а $\bar{\omega}'$ — среднее за это время значение вертикальной пульсации ветра. Следовательно, вертикальные турбулентные потоки переносимого при этом тепла Q_T и водяного пара Q_w могут быть выражены как

$$Q_T = \rho \overline{\omega' q'_T} \text{ и } Q_w = \rho \overline{\omega' q'},$$

где $\overline{\omega' q'}$ — среднее из произведений одновременных пульсаций ветра и пульсаций теплосодержания $q'_T = c_p T'$ или влагосодержания $q' = 0,622 \frac{e'}{p}$. В соответствии с изложенным в предыдущем параграфе, вертикальные турбулентные потоки тепла или водяного пара могут быть также выражены через коэффициент турбулентности k и вертикальные градиенты среднего тепло- и влагосодержания 1 г воздуха:

$$Q_T = -k\rho \frac{\partial q_T}{\partial z} \text{ и } Q_w = -k\rho \frac{\partial q}{\partial z}.$$

Сопоставляя оба выражения для одного и того же потока, получим

$$\overline{\omega' q'_T} = -k \frac{\partial q_T}{\partial z} \text{ и } \overline{\omega' q'} = -k \frac{\partial q}{\partial z},$$

отсюда

$$k = -\frac{\overline{\omega' q'_T}}{\frac{\partial q_T}{\partial z}} \text{ и } k = -\frac{\overline{\omega' q'}}{\frac{\partial q}{\partial z}}. \quad (1)$$

Таким образом, измерив вертикальные турбулентные пульсации и средний вертикальный градиент метеозлементов, можно найти коэффициент турбулентности. Структурные методы требуют очень сложной и дорогостоящей аппаратуры и не могут быть широко распространены.

2. Коэффициент турбулентности в приземном слое атмосферы над почвой может быть также определен по методу теплового баланса. Так, коэффициент турбулентности на высоте 1 м над поверхностью почвы может быть вычислен по формуле

$$k_1 = 0,74 \frac{R - B}{\Delta T + 1,5\theta \Delta e} \text{ м}^2/\text{сек}, \quad (2)$$

где R — радиационный баланс поверхности, а B — поток тепла в почве в $\text{кал}/\text{см}^2 \text{ мин}$; $\Delta T = T_{0,5} - T_{2,0}$; $\Delta e = e_{0,5} - e_{2,0}$ — соответственно разность температур и разность упругостей пара в мб, измеренных на стандартных высотах 0,5 и 2,0 м над земной поверхностью. Обоснование данной формулы дано в гл. III, § 8. Этот метод определения коэффициента турбулентности принят на сети метеорологических станций СССР, но может быть использован лишь в дневных условиях при $R - B > 0,1 \text{ кал}/\text{см}^2 \text{ мин}$, $\Delta T \geq 0,1^\circ$, а $\Delta e \geq 0,1 \text{ мб}$ (см. «Руководство по градиентным наблюдениям и определению составляющих теплового баланса». Гидрометеоиздат, Л., 1964 г.). Применение его требует большого числа измеряемых величин. Кроме измерений разности температур и упругости водяного пара на двух уровнях — градиентных наблюдений, необходимы еще измерения радиационного баланса балансометром, а для вычисления потока тепла в почве нужны измерения температуры почвы на разных глубинах, а также сведения о теплофизических характеристиках почвы.

Для определения коэффициента турбулентности в приземном слое атмосферы, т. е. над водоемами, за короткий период времени метод теплового баланса непригоден (см. гл. III, § 8).

3. Наиболее простым для оперативного использования является метод, основанный на полуэмпирической теории турбулентности и использующий только данные о вертикальном распределении метеозлементов в приземном слое атмосферы. Иногда его называют методом турбулентной диффузии. В отличие от двух изложенных выше методов метод турбулентной диффузии позволяет оценивать влияние динамических и термических факторов на коэффициент турбулентности и вычислять его как для термически равновесного, так и для неравновесного состояния приземного слоя атмосферы.

При термически равновесном состоянии приземного слоя (при изотермии), когда интенсивность турбулентного перемешивания зависит лишь от динамических факторов, механизм турбулентности в этом слое аналогичен наблюдаемому в аэродинамических трубах. Поэтому к нему может быть применена разработанная немецким ученым аэродинамиком Л. Прандтлем полуэмпирическая теория турбулентности. В соответствии с этой теорией коэффициент турбулентности в приземном слое атмосферы может быть выражен в виде

$$k_p = \chi^2 \frac{v_2 - v_1}{\ln \frac{z_2}{z_1}} z, \quad (3)$$

где v_2 и v_1 — скорости ветра, измеренные на двух высотах z_2 и z_1 соответственно, а z — тот уровень (в пределах приземного слоя), для которого вычисляют коэффициент турбулентности; χ — безразмерный коэффициент, называемый аэродинамической постоянной Кармана; по наблюдениям в аэродинамических трубах $\chi = 0,38$.

Согласно этой теории при равновесном состоянии приземного слоя в нем должен иметь место логарифмический закон возрастания ветра с высотой, т. е. скорость ветра должна увеличиваться пропорционально логарифму высоты, и, следовательно, разность скоростей ветра на двух высотах должна быть пропорциональна разности логарифмов этих высот.

Многочисленные наблюдения, произведенные различными авторами, полностью подтвердили справедливость логарифмического закона вертикального распределения ветра в приземном слое атмосферы над сушей и океанами при равновесном его состоянии и дали то же среднее значение аэродинамической постоянной, которое было получено по наблюдениям в аэродинамических трубах.

Таким образом, для определения коэффициента турбулентности в приземном слое при равновесном его состоянии достаточно измерить скорость ветра на двух уровнях.

Из формулы (3) следует также, что при равновесном состоянии приземного слоя коэффициент турбулентности линейно растет с высотой, и если по измерениям вычислить коэффициент турбулентности k_{1p} на единичном уровне z' , то для получения коэффициента турбулентности на другом

уровне z , расположенном в пределах приземного слоя, достаточно k_{1p} умножить на $\frac{z}{z'}$, т. е.

$$k_p = k_{1p} \cdot \frac{z}{z'}.$$

Обычно за единичный уровень принимают $z' = 1$ м, а за стандартные уровни измерений принимают 0,5 и 2,0 м над земной поверхностью. Так как $\ln \frac{2,0}{0,5} = 2,3 \lg 4 = 1,38$ и $x^2 = 0,38^2 = 0,144$, то

$$k_{1p} = x^2 \frac{v_2 - v_1}{\ln \frac{z_2}{z_1}} z' = \frac{0,144}{1,38} \Delta v \cdot z',$$

или

$$k_{1p} = 0,104 \Delta v z' \text{ м}^2/\text{сек},$$

если $\Delta v = v_2 - v_1$ измерено в м/сек. Например, если на высоте $z_1 = 0,5$ м, $v_1 = 1,5$ м/сек и на высоте $z_2 = 2$ м, $v_2 = 2,5$ м/сек, то $\Delta v = 1,0$ м/сек, $z' = 1$ м и коэффициент турбулентности на высоте 1 м $k_{1p} = 0,104$ м²/сек, а на высоте 5 м $k_{5p} = 0,104 \times 5 = 0,52$ м²/сек.

Для более точного определения коэффициента турбулентности не рекомендуется ограничиваться двумя уровнями измерения скорости ветра. По данным измерений скорости ветра на нескольких уровнях (не менее 4—5) строят эмпирический график, где по оси ординат откладывают $\ln z$, а по оси абсцисс — измеренные скорости ветра v м/сек (рис. 1). Так как при равновесном состоянии приземного слоя имеет

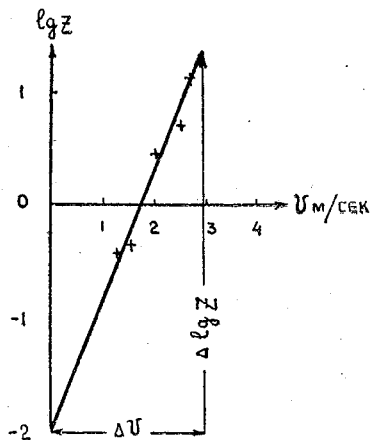


Рис. 1. Логарифмический закон изменения скорости ветра с высотой в приземном слое атмосферы

место логарифмический закон изменения ветра с высотой, то если провести через нанесенные экспериментальные

245033

точки прямую линию, входящее в формулу отношение $\frac{\Delta v}{\ln \frac{z_2}{z_1}} = \frac{\Delta v}{\ln z_2 - \ln z_1}$ можно определить из графика как

$\frac{\Delta v}{\Delta(\ln z)}$. Для удобства на такой график можно наносить не натуральные, а десятичные логарифмы $\Delta(\ln z) = 2,3 \Delta(\lg z)$.

Формулу для k_{1p} можно преобразовать, если принять за нижний уровень измерения ветра тот уровень, на котором средняя скорость направленного потока равна нулю ($v_1=0$).

Все естественные поверхности являются шероховатыми, и средняя скорость потока обращается в нуль не на самой поверхности ($z=0$), а на некотором расстоянии от нее (z_0), называемом уровнем шероховатости, параметром шероховатости или иногда просто шероховатостью. В зависимости от размеров, густоты и формы (обтекаемости) элементов неровности данной поверхности параметр шероховатости z_0 может заметно меняться (см. табл. 1).

Подставляя в формулу (3) $v_1=0$ и $z_1=z_0$ получим

$$k_{1p} = z^2 \frac{v}{z} \cdot z', \quad (4)$$

$$\ln \frac{z}{z_0}$$

где v — скорость ветра, измеренная на уровне z над земной поверхностью.

Следовательно, при неизменной шероховатости поверхности коэффициент турбулентности при равновесном состоянии приземного слоя прямо пропорционален скорости ветра, а при одинаковой скорости ветра коэффициент турбулентности увеличивается с возрастанием шероховатости поверхности.

Используя имеющиеся данные о средних значениях z_0 разных поверхностей (табл. 1), можно вычислять коэффициент турбулентности по измерению ветра на одном уровне. Так, например, если измерять скорость ветра v на высоте $z=1$ м над поверхностью водоемов суши ($z_0=0,01$ см = 10^{-4} м), то

$$k_{1p} = 0,144 \frac{v}{\ln \frac{1}{10^{-4}}} \cdot 1 = 0,0175 v \text{ м}^2/\text{сек.}$$

Таблица 1

Средние значения шероховатости

Поверхность	z_0 , см
Ровный снежный покров	0,02—0,08
Слабый рыхлый снег	0,5 —2,0
Пустыня	0,03
Паровое поле	0,5 —2,0
Луг	1,0 —5,0
Зерновые культуры	3,0 —7,0
Поверхность небольших водоемов	0,01—0,4
Поверхность озер и средних водоемов	0,01—0,6
Поверхность морей и океанов	0,3 —2,0

Если такой же расчет провести для поля, покрытого зерновыми культурами с небольшой высотой травостоя ($z_0 = 3$ см), то $k_{1p} = 0,041$ в $m^2/сек$. Таким образом, при одной и той же скорости ветра за счет различия в шероховатости коэффициент турбулентности над полем в 2,5 раза больше, чем над водоемом.

Приведенные в табл. 1 средние значения шероховатости различных естественных поверхностей получены различными авторами по данным измерений скорости ветра на нескольких уровнях в пределах приземного слоя при равновесном его состоянии. Нанеся эти данные на график с осями координат v и $\lg z$ (см. рис. 1) и проведя через эмпирические точки прямую до ее пересечения с осью $\lg z$ ($v = 0$), мы найдем значение $\lg z_0$, а потенцируя его, и само z_0 . Для более точного определения z_0 рекомендуется проводить измерения ветра не менее чем на четырех уровнях до высоты 4—8 м.

Для поверхности, покрытой растительностью, найдено, что $z_0 \approx \frac{1}{7}h$, где h — высота травостоя. Выявлено также, что с увеличением скорости ветра z_0 уменьшается, так как трава сгибается.

Шероховатость поверхностей, элементы которых перемещаются вместе с ветром, например поверхности снега, песка, мало зависит от скорости ветра. Различные экспедиционные наблюдения показали, что зависимость z_0 от скорости ветра на водоемах суши и в открытом море различна. Например, по наблюдениям на оз. Севан z_0 растет с усилением ветра, что, очевидно, связано с увеличением элементов волнения.

Измерения на морях показали, что, по-видимому, на шероховатость морской поверхности влияет мелкая ветровая рябь, и при малых скоростях ветра с увеличением скорости ветра z_0 растет. При больших скоростях ветра с увеличением скорости ветра z_0 , наоборот, уменьшается, но в небольших пределах. Последнее можно объяснить тем, что поверхность крупных волн на море более обтекаема и, кроме того, эти волны движутся по ветру со скоростью лишь немного меньшей, чем скорость ветра. Но вообще вопрос о влиянии скорости ветра на шероховатость поверхности моря еще остается открытым. Следует отметить, что изучение структуры приводного слоя атмосферы над океанами представляет значительные трудности, так как мачту с закрепленными на ней на разных уровнях приборами (градиентную мачту) надо устанавливать далеко от берега. Стационарные установки для изучения свойств приводного слоя имеются в небольшом числе пунктов. В СССР такая установка имеется на Каспийском море (Нефтяные Камни). При установке градиентной мачты на корабле корпус последнего вносит искажения в структуру воздушного потока. Наилучшим способом является установка мачты на буйах, но при этом сохраняется трудность определения высоты приборов над поверхностью воды, а при волнении нельзя проводить измерения вблизи поверхности.

При неравновесных условиях в приземном слое атмосферы, т. е. при изменении температуры с высотой, коэффициент турбулентности зависит еще от термической устойчивости слоя.

Многие авторы представляют коэффициент турбулентности при неравновесных условиях как произведение коэффициента турбулентности при равновесном состоянии k_p на некоторую функцию от безразмерной характеристики соотношения между термическими и динамическими факторами турбулентности, так называемого числа Ричардсона (Ri)

$$k = k_p f(Ri).$$

Для приземного слоя число Ричардсона имеет вид

$$Ri = \frac{g}{T} \frac{\frac{\partial T}{\partial z}}{\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2},$$

где g — ускорение силы тяжести;

T — средняя температура приземного слоя.

Эта формула выводится в курсе динамической метеорологии при рассмотрении баланса энергии турбулентности.

При неустойчивом состоянии приземного слоя, т. е. при понижении температуры с высотой $\left(\frac{\partial T}{\partial z} < 0\right)$, коэффициент турбулентности должен быть больше, чем при равновесном ($k > k_p$); как видно из формулы, в этом случае $Ri < 0$. Наоборот, устойчивому — инверсионному состоянию приземного слоя $\left(\frac{\partial T}{\partial z} > 0\right)$, когда $k < k_p$, соответствует $Ri > 0$; при равновесном состоянии приземного слоя $\left(\frac{\partial T}{\partial z} = 0\right)$ $Ri = 0$.

Для практического применения производные $\frac{\partial T}{\partial z}$ и $\frac{\partial v}{\partial z}$ заменяют конечными разностями. Например, по теоретической схеме турбулентного обмена в приземном слое атмосферы, предложенной М. И. Будыко,

$$f(Ri) = \left[1 - \frac{hg}{T} \cdot \frac{T_2 - T_1}{\ln \frac{z_4}{z_3}} \frac{\left(\ln \frac{z_2}{z_1}\right)^2}{(v_2 - v_1)^2} \right],$$

где h — средняя высота приземного слоя, принимаемая М. И. Будыко равной 30 м; g — ускорение силы тяжести, равное 9,8 м/сек²; z_1 и z_2 — уровни измерений скорости ветра; z_3 и z_4 — уровни измерений температуры воздуха T_1 и T_2 ; T — средняя температура приземного слоя. Если принять ее равной 300°, то $\frac{hg}{T} \approx 1$ м²·сек²/град. Обозначая, как это

делает М. И. Будыко, $T_2 - T_1 = -\Delta T$ и $v_2 - v_1 = \Delta v$, получим выражение

$$k_1 = k_{1p} \left[1 + \frac{\Delta T}{\ln \frac{z_4}{z_3}} \frac{\left(\ln \frac{z_2}{z_1} \right)^2}{(\Delta v)^2} \right].$$

При понижении температуры с высотой ($T_1 > T_2$) $f(Ri) > 1$ и $k_1 > k_{1p}$, а при инверсии ($T_1 < T_2$) $f(Ri) < 1$ и $k_1 < k_{1p}$. Если измерять температуру и скорость ветра на одинаковых уровнях, то $z_1 = z_3$, $z_2 = z_4$, и формула упрощается:

$$k_1 = k_{1p} \left(1 + \frac{\Delta T}{(\Delta v)^2} \ln \frac{z_2}{z_1} \right).$$

При стандартных уровнях измерений $\ln \frac{z_2}{z_1} = 1,38$,

$$k_1 = k_{1p} \left(1 + 1,38 \frac{\Delta T}{(\Delta v)^2} \right), \text{ или, подставляя } k_{1p} = 0,104 \Delta v z',$$

$$k_1 = 0,104 \Delta v z' \left(1 + 1,38 \frac{\Delta T}{(\Delta v)^2} \right). \quad (5)$$

Пример: $v_1 = 1,5$ м/сек, $v_2 = 2,5$ м/сек, $T_1 = 9,8^\circ$, $T_2 = 9,4^\circ$, тогда $\Delta v = v_2 - v_1 = 1,0$ м/сек, $\Delta T = T_1 - T_2 = 9,8^\circ - 9,4^\circ = 0,4^\circ$, и $k_{1p} = 0,104$ м²/сек, а $k_1 = 0,104 \left(1 + 1,38 \frac{0,4}{1} \right) = 0,104 (1 + 0,55) = 0,162$ м²/сек.

Таким образом, в данном примере за счет влияния неустойчивости в приземном слое коэффициент турбулентности на 55% больше, чем при равновесном состоянии.

Многочисленные исследования показали, что формула М. И. Будыко несколько завышает влияние термического фактора на коэффициент турбулентности: при резких инверсиях k занижается и даже может получаться $k < 0$, наоборот, при значительной неустойчивости k получается завышенным по сравнению с тем, что дают более точные методы.

В «Руководстве по градиентным наблюдениям» рекомендуется пользоваться этой формулой в тех случаях, когда неприменим метод теплового баланса, но при соблюдении следующих условий: $\Delta v > 0,2$ м/сек, величина $\left(1 + 1,38 \frac{\Delta T}{(\Delta v)^2} \right) > 0$, в противном случае $k_1 < 0$, что лишено физического смысла.

Схема М. И. Будыко допускает линейное возрастание коэффициента турбулентности с высотой в приземном слое атмосферы и при неравновесном его состоянии.

Иногда для характеристики термических условий турбулентности в приземном слое пользуются не числом Ri , а пропорциональной ему величиной $\frac{\Delta T}{v^2}$. Например, по М. П. Тимофееву,

$$k_1 = k_{1p} \left(1 + 7,5 \cdot \frac{\Delta T}{v_1^2} \right), \quad (6)$$

где $\Delta T = T_{0,5} - T_{2,0}$, а v_1 — скорость ветра (в м/сек) на высоте 1 м.

По Д. Л. Лайхтману, влияние термических факторов на турбулентность в приземном слое атмосферы сказывается на законе изменения коэффициента турбулентности с высотой: чем более неустойчиво состояние атмосферы, тем быстрее растет с высотой коэффициент турбулентности.

По Д. Л. Лайхтману,

$$\frac{k}{k_1} = \left(\frac{z}{z'} \right)^{1-\varepsilon},$$

где ε — параметр устойчивости, меняющийся в пределах от $-0,5$ до $+0,5$.

Для равновесного состояния приземного слоя ($\Delta T = 0$) $\varepsilon = 0$, и формула превращается в линейный закон изменения коэффициента турбулентности с высотой $\frac{k}{k_1} = \frac{z}{z'}$. При неустойчивом состоянии приземного слоя $\varepsilon < 0$ ($1 - \varepsilon > 1$), и тогда коэффициент турбулентности растет с высотой быстрее, чем по линейному закону. Наоборот, при устойчивом состоянии $\varepsilon > 0$, $1 - \varepsilon < 1$, и коэффициент турбулентности растет с высотой медленнее, чем при равновесном состоянии.

Для вычисления коэффициента турбулентности на единичном уровне Д. Л. Лайхтман получил формулу

$$k_1 = \kappa^2 z_0^{2\varepsilon} \frac{\varepsilon v_1}{1 - z_0^\varepsilon}, \quad (7)$$

где v_1 — скорость ветра на высоте 1 м.

В этой формуле величины κ и z_0 также зависят от термической устойчивости приземного слоя: z_0 растет с ростом неустойчивости, а κ — убывает; так, по данным Т. А. Огневой

$$\kappa = \frac{0,38}{1 - 1,75\varepsilon}.$$

Используя многочисленные данные градиентных наблюдений в различных климатических районах СССР, Т. А. Огнева произвела сопоставление значений параметра устойчивости ε формулы Д. Л. Лайхтмана, полученного по вертикальному распределению ветра в приземном слое,

с параметром устойчивости в виде $\frac{\Delta T}{v^2}$. Оказалось, что эти величины тесно связаны между собой и для стандартных уровней измерений температуры ($\Delta T = T_{0,5} - T_{2,0}$)

$$\pm \varepsilon = \mp 0,7 \frac{\Delta T}{v_1^2}.$$

Формула (7) лучше отражает реальные условия в приземном слое атмосферы, чем приведенные выше более простые формулы (5), (6), но для определения входящих в нее значений ε , κ и z_0 требуются очень точные измерения скорости ветра, которые трудно получить по сетевым приборам; для расчета она более сложна.

В последнее время широкое признание как в Советском Союзе, так и за рубежом получил метод А. М. Обухова и А. С. Монины. На основании применения теории подобия к турбулентному режиму в приземном слое атмосферы А. М. Обухов и А. С. Монин предложили новые формулы для расчета коэффициента турбулентности и турбулентных потоков тепла и водяного пара по данным градиентных наблюдений. Формулы эти сложные, и поэтому мы их не приводим.

В общем виде коэффициент турбулентности в приземном слое по Обухову—Монину выражается как

$$k = \frac{k_p}{1 + \beta \frac{z}{L}},$$

где β — некоторая универсальная безразмерная величина, определяемая эмпирически;

z — уровень измерения скорости ветра;

L — величина, имеющая размерность длины — масштаб длины, зависящая от устойчивости приземного слоя.

Авторы дают формулу для определения L в зависимости от параметра устойчивости, взятого в виде

$$\frac{g}{T} \frac{\Delta T}{v_1^2},$$

где T — средняя температура приземного слоя;

$$\Delta T = T_{2,0} - T_{0,5},$$

v_1 — скорость ветра на высоте 1 м.

Вид этой функции сложный. При равновесном состоянии приземного слоя ($\Delta T = 0$) $L = \infty$, $\frac{z}{L} = 0$ и $k = k_p$. С увеличением абсолютного значения ΔT L убывает и величина k все более отклоняется от k_p ; при резком падении температуры с высотой или глубоких инверсиях в приземном слое L составляет несколько метров и сравнимо с z . При неустойчивом состоянии приземного слоя ($\Delta T < 0$) $L < 0$ и $k > k_p$, а при инверсии ($\Delta T > 0$) $L > 0$ и $k < k_p$. Величину k_p А. М. Обухов и А. С. Монин рекомендуют рассчитывать по формуле

$$k_p = \kappa^2 \frac{v_1}{\ln \frac{z_1}{z_0}} z.$$

Сравнение результатов расчетов коэффициента турбулентности разными методами, произведенное различными авторами, показывает, что при условиях, не резко отличающихся от равновесных, все они дают близкие результаты.

Для характеристики термической устойчивости приземного слоя атмосферы над водоемами (приводного слоя), где затруднительно измерять температуру воздуха на двух уровнях, величину $\frac{\Delta T}{v^2}$ часто заменяют величиной $\frac{T - T_1}{v^2}$,

где T_1 — температура поверхности воды, а T — температура воздуха на стандартном уровне измерений. Соотношение между ΔT и $T - T_1$ зависит от коэффициента турбулентности и его находят теоретическим путем или из наблюдений. Так,

например, по 213 сериям градиентных измерений в приводном слое над озером Севан Т. А. Огнева нашла, что при стандартных уровнях измерений $T_{0,5} - T = \frac{1}{6} (T_1 - T)$, где $T_{0,5}$ — температура воздуха на уровне 0,5 м, а T — на уровне 2 м над поверхностью. Примерно такое же соотношение она получила и теоретическим путем для $z_0 = 10^{-2}$ см. В результате при использовании формулы (6) коэффициент турбулентности на высоте 1 м при неравновесном состоянии приводного слоя выражается как

$$k_1 = k_{1p} \left(1 + 1,25 \frac{T_1 - T}{v_1^2} \right) \text{ м}^2/\text{сек.}$$

Для определения коэффициента турбулентности выше приземного слоя предложен ряд теоретических схем, использующих аэрологические данные об изменении скорости ветра с высотой и соответствующие числа Ричардсона, причем для вычисления Ri необходимо уже пользоваться градиентом не молекулярной температуры T , а потенциальной θ (см. гл II, § 1). Наиболее надежные данные о коэффициенте турбулентности в свободной атмосфере получаются путем обработки измерений колебаний центра тяжести самолета.

§ 4. Суточный и годовой ход коэффициента турбулентности в приземном и приводном слое атмосферы и некоторые его следствия

В приземном слое атмосферы над сушей в любое время года и при всех условиях погоды выявляются правильные (периодические) суточные изменения коэффициента турбулентности. Это обусловлено тем, что на суше велик суточный ход температуры поверхности, а следовательно, и вертикального градиента температуры и скорости ветра. Особенно сильно выражен суточный ход коэффициента турбулентности летом в ясную погоду над сухой и рыхлой почвой, обладающей малой теплопроводностью: в ясные ночи при штиле и интенсивной приземной инверсии температуры коэффициент турбулентности может быть в сотни и даже тысячи раз меньше, чем днем. Максимум коэффициента турбулентности наблюдается в дневные часы (рис. 2) и может достигать 0,4 м²/сек. Наиболее надежные и подробные результаты

исследований суточного и годового хода коэффициента турбулентности над сушей и водоемами суши получены М. П. Тимофеевым и Т. А. Огневой.

Годовой ход коэффициента турбулентности в приземном слое атмосферы над сушей аналогичен суточному ходу: мак-

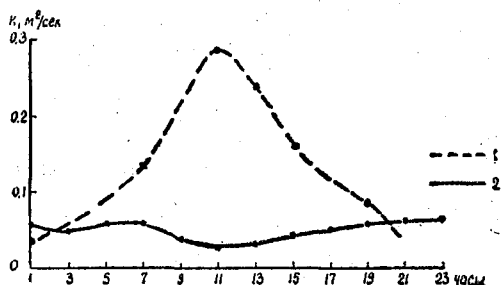


Рис. 2. Суточный ход коэффициента турбулентности летом. По М. П. Тимофееву:
1—над сушей; 2—над водоемом

симум наступает летом, а минимум — зимой (рис. 3), даже там, где максимальные скорости ветра наблюдаются зимой. Таким образом, на суше годовой ход коэффициента турбулентности обусловлен годовым ходом термического состояния приземного слоя.

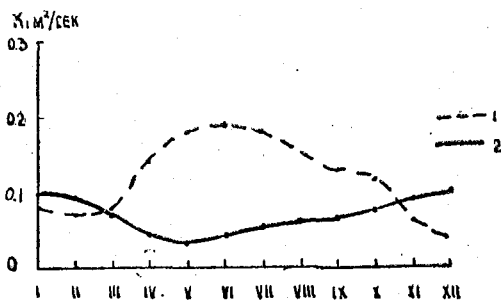


Рис. 3. Годовой ход коэффициента турбулентности:
1—над сушей; 2—над водоемом

Как видно из рис. 3, средние значения k_1 над сушей не превышают $0,2 \text{ м}^2/\text{сек}$. Эта величина типична для различных климатических районов.

Надежных и систематических данных о суточном и годовом ходе коэффициента турбулентности в приводном слое атмосферы над океаном очень мало, и сведения о нем получены лишь из эпизодических наблюдений, а также из простых логических соображений. Так как суточный ход скорости ветра и температуры поверхности океанов, а следовательно, и вертикального температурного градиента над океаном ничтожно мал, то не наблюдается и суточного хода коэффициента турбулентности.

Годовой ход коэффициента турбулентности в приводном слое атмосферы над океанами обратный тому, что наблюдается над сушей: максимум приходится на осенне-зимние месяцы, а минимум — на весенне-летние. Это обусловлено частично годовым ходом термического фактора турбулентности. Зимой поверхность незамерзающих морей и океанов теплее воздуха и состояние приземного слоя неустойчивое, особенно на внутренних морях, находящихся под воздействием суши, и в высоких широтах на океанах, где температура воды около нуля, а температура воздуха гораздо ниже нуля. Летом разность температур вода—воздух очень мала и состояние приводного слоя близко к равновесному. На внутренних морях и в некоторых районах океанов, например в районах холодных океанических течений, а также в высоких широтах в весенне-летние месяцы, поверхность воды холоднее воздуха и состояние приводного слоя устойчивое.

В большинстве районов значительную роль в годовом ходе коэффициента турбулентности над океаном играет годовой ход скорости ветра с максимумом в осенне-зимние месяцы.

В приводном слое атмосферы над водоемами суши, как правило, наблюдается суточный ход коэффициента турбулентности, но, как видно из рис. 2, обратный наблюдающемуся над сушей: максимум k_1 приходится на ночные часы, когда состояние приводного слоя неустойчивое (вода теплее воздуха), а минимум — на дневные, когда чаще всего в приводном слое инверсия температуры (вода холоднее воздуха). Даже если днем вода теплее воздуха, то положительная разность температур вода — воздух меньше, чем ночью. Амплитуда суточного хода коэффициента турбулентности над водоемами суши значительно меньше, чем над почвой, так как разность температур вода — воздух гораздо меньше, чем почва — воздух. Так, например, на оз. Севан и днем и

ночью разность температур вода — воздух ($z = 2$ м) не превышает 2° .

Годовой ход коэффициента турбулентности над незамерзающими водоемами суши (см. рис. 3) такой же, как и над океанами, и по тем же причинам обратный тому, что наблюдается над сушей и амплитуда его меньше, чем над сушей, но больше, чем над океанами.

Сопоставляя средние значения коэффициента турбулентности над берегом и над водоемами в разное время суток (см. рис. 2), можно видеть, что днем вследствие значительной неустойчивости приземного слоя коэффициент турбулентности над сушей значительно больше, чем над озером, особенно в околополуденные часы (почти в 10 раз), и только в продолжение нескольких ночных часов k_1 над сушей меньше, чем над водоемом.

В соответствии с противоположным термическим состоянием приземного (приводного) слоя атмосферы над берегом и озером средний коэффициент турбулентности над почвой летом значительно больше, чем над озером, и лишь пять месяцев в году наблюдается обратное соотношение (см. рис. 3).

Если водоем замерзает, то термическое состояние приводного и приземного слоев уже одинаково и различие в коэффициенте турбулентности над замерзшим водоемом и сушей может быть обусловлено лишь различием в динамических факторах турбулентности — шероховатости поверхности и скорости ветра.

Суточный ход коэффициента турбулентности над сушей является причиной значительного суточного хода вертикальных турбулентных потоков тепла, водяного пара и различных твердых и газообразных примесей, поступающих от поверхности в атмосферу. Усиление вертикального перемешивания днем приводит к тому, что в атмосферу днем поступает большое количество всех этих субстанций, и распространение их по вертикали происходит на большую высоту, чем ночью. Этим, в частности, объясняется некоторое уменьшение вертикальной прозрачности атмосферы в послеполуденные часы, наблюдающееся летом, особенно в районах с недостаточным увлажнением и легко распыляющейся поверхностью почвы. Наоборот, загрязнение приземного слоя, особенно его нижней части, различными примесями, в том числе и вредными, днем меньше, чем ночью, поэтому летом в дневные часы горизонтальная видимость больше, чем ночью.

Годовой ход коэффициента турбулентности обуславливает и годовой ход переноса аэрозолей от земной поверхности в атмосферу.

Значительное дневное усиление вертикального турбулентного обмена над сушей приводит также к тому, что летом в послеполюденные часы наблюдается вторичный минимум упругости пара, абсолютной и удельной влажности воздуха. Хотя по той же причине в это время происходит максимальное испарение с поверхности почвы, но поступление пара снизу не может компенсировать переноса его вверх. Такой тип суточного хода влажности воздуха может наблюдаться почти во всем пограничном слое.* Особенно сильно выражен он при малом увлажнении почвы, и иногда дневной минимум влажности воздуха может оказаться даже глубже, чем основной — ночной, обусловленный минимальным испарением с поверхности почвы.

Суточный ход коэффициента турбулентности является также причиной отчетливо выраженного суточного хода скорости ветра в пограничном слое атмосферы над континентами. Так как в пограничном слое скорость ветра возрастает с высотой, то дневное усиление турбулентного перемешивания приводит к тому, что увеличивается поток масс воздуха сверху вниз, обладающих большей горизонтальной скоростью, и снизу вверх — с меньшей скоростью. В результате внизу скорость ветра днем возрастает, а вверх наблюдается обратный суточный ход — с максимумом ветра ночью. Переход от одного типа суточного хода скорости ветра — приземного к другому — высотному — проходит постепенно, а высота слоя, в котором наблюдается приземный тип, зависит от коэффициента турбулентности: чем больше коэффициент турбулентности, тем эта высота, называемая обычно уровнем обращения, выше.

Проведенная В. А. Девятовой обработка аэростатных измерений скорости ветра в Московской области (Центральная аэрологическая обсерватория) показала, что летом во всем исследованном слое (2—700 м) наблюдается отчетливый суточный ход ветра, зимой он выражен слабее. Переход от дневного максимума к ночному

* Пограничным слоем атмосферы называется слой от земной поверхности до 1—1,5 км (в среднем), свойства которого и характер движения определяются взаимодействием с земной поверхностью и турбулентным перемешиванием. Приземный слой является нижней частью пограничного слоя.

происходит летом в среднем на высоте 150—200 м, а зимой — 50 м. Вследствие суточного хода коэффициента турбулентности днем в пограничном слое атмосферы над сушей усиливается и порывистость ветра, т. е. колебания отдельных мгновенных значений его скорости и направления на данном уровне.

Естественно, что суточный ход ветра наиболее отчетливо выражен в таких районах и в такую погоду, когда велик и суточный ход коэффициента турбулентности. В открытом море и над океанами он практически отсутствует. Над мелководными заливами, а также над водоемами суши суточный ход ветра в приземном слое обратный тому, что наблюдается над сушей (с максимумом ночью), и значительно слабее.

Влияние суточного и годового хода коэффициента турбулентности на суточный и годовой ход вертикальных турбулентных потоков тепла и водяного пара будет рассмотрено в последующих главах.

Глава II

ТУРБУЛЕНТНЫЙ ТЕПЛООБМЕН ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ С АТМОСФЕРОЙ

§ 1. Вертикальный турбулентный поток тепла и вертикальное распределение температуры в приземном слое атмосферы

Как уже ранее указывалось, в атмосфере вертикальный перенос тепла происходит путем турбулентного перемешивания и лишь в тонком слое (< 1 мм), непосредственно прилегающем к земной поверхности, перенос тепла происходит путем молекулярной теплопроводности. Вертикальный турбулентный поток тепла в атмосфере и в водоемах вычисляется по формуле

$$Q_T = -k_p \frac{\partial q_T}{\partial z}. \quad (8)$$

Вертикальное перемещение отдельных масс воздуха сопровождается их адиабатическим нагреванием или охлаждением, и в процессе турбулентного перемешивания массы воздуха, содержащие ненасыщенный пар, переносят свою потенциальную температуру θ . Поэтому в формулу (8) потока тепла в атмосфере надо подставить потенциальное теплосодержание 1 г воздуха: $q_T = c_p \theta$, где c_p — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении ($c_p = 0,24$ кал/г град), и выражение для вертикального турбулентного потока тепла в атмосфере принимает вид

$$Q_T = -k_p c_p \frac{\partial \theta}{\partial z},$$

т. е. вертикальный турбулентный поток тепла пропорционален градиенту потенциальной температуры $\left(-\frac{\partial \theta}{\partial z}\right)$.

Из термодинамики известно, что изменение потенциальной температуры на единицу высоты в данном слое атмосферы можно выразить как

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta}{T} (\gamma_a - a),$$

где $\gamma_a = 1^\circ/100 \text{ м}$ — сухоадиабатический градиент;

$a = -\frac{\partial T}{\partial z}$ — вертикальный градиент температуры
в данном слое атмосферы;

и

$$Q_T = -k\rho c_p \frac{\theta}{T} (\gamma_a - a). \quad (9)$$

Из этого выражения видно, что величина и направление потока тепла в атмосфере определяется соотношением между вертикальным температурным градиентом a и сухоадиабатическим градиентом γ_a , т. е. термической устойчивостью данного слоя атмосферы. Если состояние слоя неустойчивое

$\left(a > \gamma_a, \frac{\partial \theta}{\partial z} < 0\right)$, то турбулентный поток тепла $Q_T > 0$ направлен вверх; если состояние устойчивое $\left(a < \gamma_a, \frac{\partial \theta}{\partial z} > 0\right)$,

то $Q_T < 0$ — поток тепла направлен вниз — от атмосферы к земной поверхности. При безразличном состоянии слоя $\left(a = \gamma_a, \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0\right)$ турбулентный поток тепла равен нулю.

Все сказанное справедливо для свободной атмосферы, где $\theta \neq T$ и вертикальные температурные градиенты a сравнимы по своей величине с сухоадиабатическим.

Вблизи земной поверхности, особенно вблизи поверхности суши, как известно, наблюдаются вертикальные градиенты температуры, в десятки, сотни и более раз превышающие значения сухоадиабатического градиента. Так, например, если температура воздуха в будке ($z = 2 \text{ м}$) всего лишь на 2° ниже, чем на поверхности почвы, то это соответствует среднему вертикальному градиенту температуры в слое $0-2 \text{ м}$ $100^\circ/100 \text{ м}$, т. е. $a \gg \gamma_a$. Очень часто летом днем температура воздуха в будке на десятки градусов ниже, чем на поверхности почвы.

Таким образом, вблизи земной поверхности можно пренебречь величиной γ_a , заменить $\frac{\partial \theta}{\partial z} = -a = \frac{\partial T}{\partial z}$ и пользоваться градиентом не потенциальной, а молекулярной температуры. Кроме того, в этом слое $\theta \approx T$. Тогда вертикальный турбулентный поток тепла может быть выражен как

$$Q_T = -k_p c_p \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (10)$$

Следовательно, при любом понижении температуры T с высотой вблизи земной поверхности поток тепла будет направлен вверх, а при росте температуры с высотой — температурной инверсии — поток тепла направлен вниз. При изотермии, т. е. постоянстве температуры по вертикали, вертикальный турбулентный* поток тепла равен нулю. В этом случае состояние приземного слоя, как уже ранее упоминалось, принято называть равновесным.

Остановимся подробнее на некоторых очень важных особенностях вертикальных турбулентных потоков тепла в приземном слое атмосферы.

Вертикальный теплообмен с подстилающей поверхностью является основным фактором, определяющим изменение температуры нижних слоев атмосферы и особенно ее приземного слоя над обширными однородными поверхностями. Теплосодержание вертикального столба воздуха над данной точкой земной поверхности вообще может изменяться под влиянием многих причин: за счет горизонтального (упорядоченного и турбулентного) и вертикального турбулентного переноса тепла; радиационного нагревания или охлаждения; вследствие конденсации пара или испарения капель воды, взвешенных в воздухе; а также за счет адиабатического расширения или сжатия этого столба при упорядоченных вертикальных движениях в атмосфере.

При исследовании изменений температуры приземного слоя атмосферы практически достаточно учитывать два фактора — горизонтальный перенос (адвекцию) и вертикальный турбулентный перенос тепла. В самом деле, нагревание воздуха непосредственно за счет поглощения солнечной радиации ничтожно мало; за исключением нижнего метрового слоя пренебрежимо мал и приток тепла за счет переноса длинноволновой радиации; в непосредственной близости

к земной поверхности не могут развиваться и упорядоченные вертикальные движения столба воздуха.

Приток или отток тепла в данном слое атмосферы за счет горизонтального переноса имеет существенное значение при наличии больших горизонтальных градиентов температуры, создающихся вблизи границ поверхностей, резко отличающихся по своей температуре, например парового поля и луга, поля и леса, берега и водоема.

Следовательно, при отсутствии фазовых переходов воды изменение теплосодержания приземного слоя над обширными однородными поверхностями может происходить лишь за счет притока тепла, обусловленного вертикальным турбулентным перемешиванием.

Исходя из наблюдающихся реальных изменений средней температуры ΔT приземного слоя атмосферы, например от восхода солнца до момента наступления максимума температуры, можно подсчитать среднее за это время Δt изменение теплосодержания приземного слоя высотой h и основанием 1 см^2 в единицу времени

$$\Delta Q_T = h \rho c_p \frac{\Delta T}{\Delta t}.$$

Так как $\rho = 1,29 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$ и $c_p = 0,24 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$,

то

$$\Delta Q_T = 0,31 \cdot 10^{-3} h \frac{\Delta T}{\Delta t}.$$

Если $h = 50 \text{ м} = 5 \cdot 10^3 \text{ см}$ и за 10 час средняя температура приземного слоя повысится на 10° (летние условия над ушей), то $\frac{\Delta T}{\Delta t} = 1 \frac{\text{град}}{\text{час}} = \frac{1 \text{ град}}{60 \text{ мин}}$, и

$$\Delta Q_T = 0,025 \text{ кал/мин.}$$

Многочисленные измерения, произведенные на суше, дают для лета среднее за дневные часы значение вертикального урбулентного потока тепла $Q_T \approx 0,2 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$, значит $Q_T = 0,12 Q_T$. Таким образом, расчеты показывают, что изменение теплосодержания приземного слоя мало по сравнению с самими вертикальными потоками тепла, проходящими через этот слой, т. е. в этом сравнительно небольшом приземном слое атмосферы задерживается очень мало тепла.

Это позволяет с достаточной для практических целей точностью считать, что над обширными однородными поверхностями вертикальный турбулентный поток тепла в приземном (приводном) слое атмосферы не меняется с высотой.

Из данного очень важного свойства приземного слоя вытекают и особенности вертикального распределения температуры в этом слое: поскольку коэффициент турбулентности в приземном слое растет с высотой, то при постоянстве турбулентного потока по вертикали градиенты температуры должны с высотой убывать. Действительно, из наблюдений известно, что в приземном (приводном) слое атмосферы температура нелинейно меняется с высотой: по мере приближения к земной поверхности градиенты растут — температура меняется сильнее. Это характерно как для понижения, так и для повышения температуры с высотой.

Закономерность вертикального распределения температуры в приземном слое зависит от изменения коэффициента турбулентности с высотой.

Если в выражении для вертикального турбулентного потока тепла Q_T разделить переменные T и z и проинтегрировать от одного уровня измерений температуры z_1 до другого z_2 , то

$$\frac{Q_T}{\rho c_p} \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{k} = - \int_{T_1}^{T_2} dT = T_1 - T_2.$$

Учитывая в общем виде, что $k = k_1 f(z)$ и k_1 от высоты не зависит, получим

$$\frac{Q_T}{\rho c_p k_1} \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{f(z)} = T_1 - T_2,$$

т. е. при заданном вертикальном турбулентном потоке тепла в приземном слое атмосферы и коэффициенте турбулентности на единичном уровне разность температур воздуха на двух уровнях в пределах приземного слоя определяется

интегралом $\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{f(z)}$, зависящим от вида $f(z)$.

Допустим для упрощения, что коэффициент турбулентности линейно растет с высотой:

$$k = k_1 \frac{z}{z'} \text{ и } f(z) = \frac{z}{z'},$$

где $z' = 1 \text{ м}$.

Строго говоря, эта закономерность полностью справедлива для $Q_T = 0$ и $T_1 - T_2 = 0$, однако при сравнительно небольших градиентах температуры в приземном слое атмосферы можно пренебречь влиянием термического состояния приземного (приводного) слоя на изменение коэффициента турбулентности с высотой и пользоваться этим допущением.

Тогда $z' \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{z} = z' (\ln z_2 - \ln z_1)$

и

$$T_1 - T_2 = \frac{Q_T z'}{\rho c_p k_1} (\ln z_2 - \ln z_1).$$

Таким образом, при линейном возрастании коэффициента турбулентности с высотой в приземном слое атмосферы разность температур на двух уровнях пропорциональна разности логарифмов этих уровней, или, как принято говорить, имеет место «логарифмический вертикальный профиль температуры». Это означает, что если нанести данные измерений температуры в приземном слое на нескольких уровнях на график с полулогарифмической системой координат — $\ln z$ и T , то все экспериментальные точки расположатся на одной прямой. Путем интерполирования или экстраполирования по этой прямой можно найти температуру воздуха на любом уровне (в пределах приземного слоя), где измерения температуры не проводились.

Наблюдения показывают, что, действительно, при небольших температурных градиентах вертикальный профиль температуры близок к логарифмическому. Особенно часто наблюдается логарифмический профиль температуры в приводном слое атмосферы над морями и океанами, где разность температур вода — воздух мала и преобладают динамические факторы турбулентности. Но при значительных изменениях температуры с высотой, создающихся часто в приземном слое над сушей, наблюдаются значительные отклонения вертикального распределения температуры от логарифмического.

При неустойчивом состоянии атмосферы коэффициент турбулентности растет с высотой быстрее, чем по линейному закону, и поэтому градиенты температуры уменьшаются быстрее, т. е. температура с высотой убывает медленнее. Наоборот, при устойчивом (инверсионном) состоянии приземного слоя коэффициент турбулентности растет с высотой более медленно, чем при равновесном состоянии, и, следовательно, градиенты температуры убывают медленнее — температура растет с высотой быстрее. Чем выше уровень, тем больше отклонение вертикального профиля температуры от логарифмического.

Более точная закономерность изменения температуры с высотой в приземном слое атмосферы может быть получена при учете влияния стратификации на изменение коэффициента турбулентности с высотой, например, приняв, по Д. Л. Лайхтману, $f(z) = \left(\frac{z}{z'}\right)^{1-\varepsilon}$.

§ 2. Расчет теплоотдачи деятельной поверхности в атмосфере по градиентным измерениям

Из постоянства по высоте вертикального турбулентного потока тепла в приземном слое атмосферы вытекает еще одно практически важное следствие. Поскольку этот поток тепла направлен от подстилающей поверхности в атмосферу или от атмосферы к подстилающей поверхности, то вертикальный турбулентный поток тепла, измеренный на некотором уровне над земной поверхностью (в пределах приземного слоя), можно с достаточной точностью считать равным величине теплоотдачи поверхности в атмосферу P , т. е.

$$P = Q_T = -k_p c_p \frac{dT}{dz}.$$

Таким образом, при отсутствии горизонтального переноса тепла можно количественно характеризовать теплообмен поверхности с атмосферой по данным градиентных измерений в приземном или приводном слое атмосферы. Для практического использования этого метода необходимо заменить производную $\frac{dT}{dz}$ конечной разностью температур, измеренных на двух уровнях в пределах приземного слоя $(T_1 - T_2)$.

Это уже было сделано в предыдущем параграфе:

$$\frac{P}{\rho c_p k_1} \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{f(z)} = T_1 - T_2,$$

откуда

$$P = k_1 \rho c_p \frac{T_1 - T_2}{\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{f(z)}}.$$

Если для упрощения допустить $k = k_1 \frac{z}{z'}$, то

$$P = \frac{k_1 \rho c_p}{z'} \frac{T_1 - T_2}{\ln z_2 - \ln z_1}.$$

Учитывая, что $\frac{\rho c_p}{z'} = \frac{1,29 \cdot 10^{-3} \cdot 0,24}{100} = 0,31 \cdot 10^{-5}$ ($z' = 1 \text{ м} = 100 \text{ см}$), получаем

$$P = 0,31 \cdot 10^{-5} k_1 \frac{T_1 - T_2}{\ln \frac{z_2}{z_1}} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сек}.$$

При подстановке в эту формулу k_1 надо выражать в $\text{см}^2/\text{сек}$. Если подставлять k_1 в $\text{м}^2/\text{сек}$, то для перевода в $\text{см}^2/\text{сек}$ необходимо еще ввести переводный коэффициент 10^4 .

Тогда

$$\begin{aligned} P &= 0,031 k_1 \frac{T_1 - T_2}{\ln \frac{z_2}{z_1}} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сек} = \\ &= 1,86 k_1 \frac{T_1 - T_2}{\ln \frac{z_2}{z_1}} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}. \end{aligned}$$

При стандартных (0,5 и 2,0 м) уровнях измерений

$$\ln \frac{z_2}{z_1} = 1,38 \text{ и}$$

$$P = 2,25 \cdot 10^{-2} k_1 (T_1 - T_2) \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сек, или}$$

$$P = 1,35 k_1 (T_1 - T_2) \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин.} \quad (11)$$

Эта формула рекомендуется для расчета величины теплоотдачи поверхности почвы в атмосферу по данным градиентных наблюдений на сети станций СССР. При наличии данных измерений радиационного баланса R и потока тепла в почве B «Руководство по градиентным наблюдениям и определению составляющих теплового баланса» рекомендует использовать метод теплового баланса.

Согласно этому методу, теплоотдача поверхности почвы в воздух может быть вычислена по формуле

$$P = \frac{R - B}{1 + 1,56 \frac{\Delta e}{\Delta T}} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин,} \quad (12)$$

где $\Delta T = T_{0,5} - T_{2,0}$, а $\Delta e = e_{0,5} - e_{2,0}$.

Теоретическое обоснование этой формулы дано в гл. III, § 8. Достоинством данного метода является то, что он не требует предварительного расчета коэффициента турбулентности. Он рекомендуется для дневных условий при $R - B \geq 0,1 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$, $\Delta T \geq 0,1^\circ$ и $\Delta e \geq 0,1 \text{ мб}$.

Если учесть влияние стратификации приземного слоя на изменение коэффициента турбулентности с высотой по Д. Л. Лайхтману, то

$$P = 1,86 k_1 \varepsilon \frac{T_1 - T_2}{z_2^\varepsilon - z_1^\varepsilon} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин.} \quad (13)$$

В последнее время для расчетов вертикального турбулентного потока тепла и водяного пара широкое применение в СССР и за рубежом получил метод А. М. Обухова и А. С. Монины, в дальнейшем детализированный А. С. Мониным и А. Б. Казанским для условий, сильно отличающихся от равновесных.

Подставляя в общую формулу для вертикального турбулентного потока тепла в приземном слое атмосферы коэффициент турбулентности

$$k = \frac{\kappa^2 v}{\ln \frac{z}{z_0} f\left(\frac{z}{L}\right)},$$

где $f\left(\frac{z}{L}\right)$ характеризует влияние термической устойчивости на коэффициент турбулентности на данном уровне (гл. I, § 3), можно записать выражение для вертикального турбулентного потока в виде

$$P = \varphi v \cdot (T_1 - T_2). \quad (14)$$

Величина φ , таким образом, зависит от шероховатости поверхности z_0 , стратификации приземного слоя, изменения коэффициента турбулентности с высотой и уровня измерений ветра z .

Вид этой функции очень сложный, и расчеты по формулам весьма трудоемки, поэтому для удобства практического использования А. С. Монин и А. Б. Казанский построили номограмму для определения φ (рис. 4). Используя как характеристику термической устойчивости приземного слоя

величину, пропорциональную $\frac{\Delta T}{v^2}$, авторы на левой вертикальной оси номограммы отложили значения ΔT (для стандартных уровней измерения температуры — 0,5 и 2,0 м) и провели изолинии для разных скоростей ветра (v_1 м/сек), измеренных на высоте 1 м. Кроме того, на номограмме нанесены два семейства изолиний, соответствующих разным шероховатостям поверхности z_0 : одно для неустойчивого состояния приземного слоя ($T_1 > T_2$) и второе — для устойчивого ($T_1 < T_2$).

Порядок использования номограммы следующий (цитируем по статье А. С. Монина и А. Б. Казанского, помещенной в журнале «Метеорология и гидрология», № 12, 1962 г.):

1. Следует найти на левой вертикальной шкале точку, соответствующую измеренному ΔT , и мысленно перемещаться от нее направо до пересечения с линией v_1 , соответствующей измеренной скорости ветра.

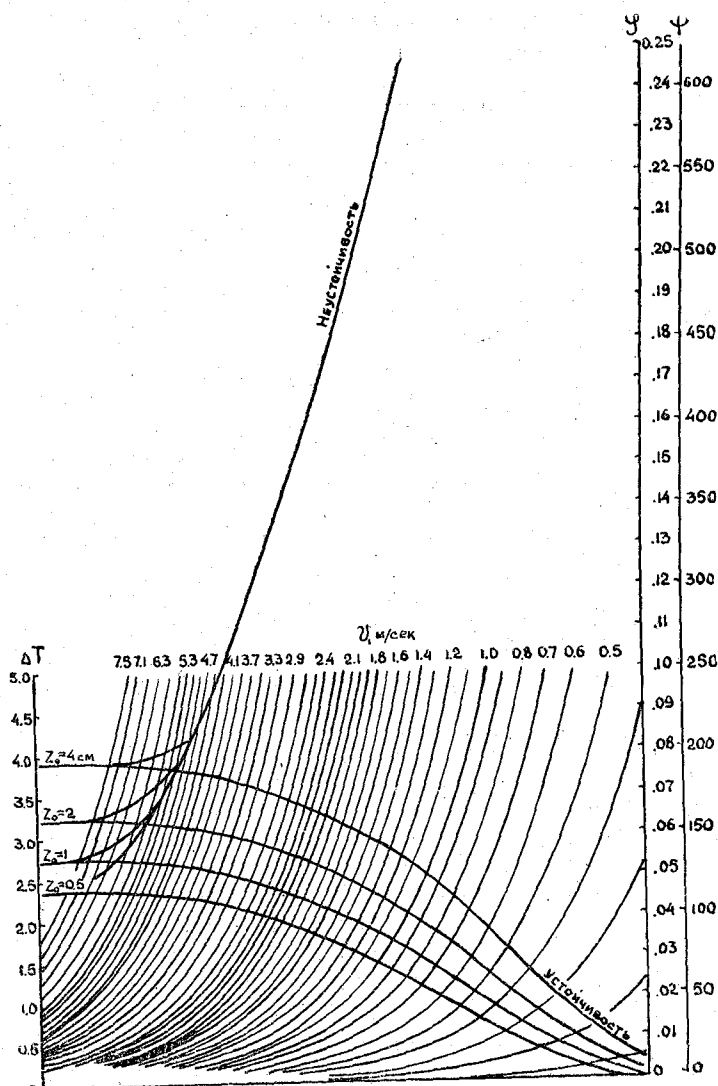


Рис. 4. Номограмма А. С. Монина и А. Б. Казанского для определения вертикальных турбулентных потоков тепла и водяного пара в приземном слое атмосферы

2. От точки пересечения двигаться по вертикали до линии, соответствующей заданному параметру шероховатости z_0 и данному знаку устойчивости.

3. От новой точки пересечения двигаться направо до шкалы ϕ . Она дана в таких единицах, чтобы при подстановке ϕ в формулу вертикальный турбулентный поток тепла $P = \phi v \Delta T$ был выражен в $\text{кал/см}^2 \cdot \text{мин}$.

Номограмма А. С. Мониной и А. Б. Казанского очень наглядно иллюстрирует влияние шероховатости поверхности и термического состояния приземного слоя на интенсивность турбулентного перемешивания.

При постоянных ΔT и v_1 при любом термическом состоянии приземного слоя с возрастанием шероховатости z_0 величина ϕ растет.

По мере усиления роли термического фактора турбулентности — с увеличением ΔT или уменьшением v_1 — различие в шероховатости поверхности слабее сказывается на интенсивности перемешивания: изолинии z_0 на номограмме сближаются; особенно сильно это происходит при неустойчивом состоянии, когда при некоторых $\frac{\Delta T}{v^2}$ они сливаются

друг с другом. Так, при $\Delta T = 4,3^\circ$ и $v = 4,7 \text{ м/сек}$ сливаются в одну даже крайние изолинии, соответствующие $z_0 = 0,5 \text{ см}$ и $z_0 = 4 \text{ см}$, т. е. при $\frac{\Delta T}{v^2} \geq 2$ при неустойчивом состоянии

приземного слоя можно пренебречь таким различием шероховатости.

С увеличением абсолютной величины $\frac{\Delta T}{v^2}$ при неустойчивой стратификации турбулентное перемешивание усиливается, а при инверсионной — ослабевает. Поэтому изолинии, соответствующие разным z_0 , с увеличением ΔT и уменьшением v при неустойчивом состоянии приземного слоя изгибаются кверху — в сторону больших значений ϕ , а при устойчивом — книзу.

Таким образом, одним и тем же z_0 , v и абсолютным значениям ΔT соответствуют сильно различающиеся величины ϕ в зависимости от того, устойчиво или неустойчиво состояние приземного слоя.

Приведем пример определения ϕ и потока тепла P по номограмме.

Пример. Луг покрыт травой высотой 8 см ($z_0 \approx 1$ см), $v_1 = 3,5$ м/сек, $T_{0,5} = 24,3^\circ$, $T_{2,0} = 22,8^\circ$, $\Delta T = 1,5^\circ$.

Пользуясь изолинией $z_0 = 1$ см при неустойчивом состоянии приземного слоя, находим $\phi = 0,068$. Можно видеть, что при заданных ΔT и v уже исчезает различие ϕ при $z_0 = 0,5$ см и $z_0 = 1$ см.

Турбулентный поток тепла направлен от земной поверхности в атмосферу

$$P = 0,068 \cdot 3,5 \cdot 1,5 = 0,35 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин.}$$

Такая большая величина теплоотдачи от поверхности почвы в воздух может наблюдаться летом в часы, близкие к полуденным, и при малом увлажнении почвы.

Количественная характеристика теплообмена поверхности с атмосферой по данным градиентных измерений в приземном слое атмосферы принципиально возможна для любой обширной однородной поверхности, когда можно пренебречь горизонтальным переносом тепла. На суше, где установка градиентной мачты не представляет затруднений, такой метод широко применяется при исследованиях суточного хода теплообмена различных естественных поверхностей с атмосферой. Для этого проводят градиентные измерения через определенные промежутки времени, обычно днем через 3 часа, ночью реже, и по значениям P , рассчитанным для каждого срока, строят кривую суточного хода P . Суточная сумма P получается путем графического интегрирования (планиметрирования) кривой суточного хода. Имеющиеся в литературе данные о суточном ходе теплообмена поверхности суши с атмосферой в разные сезоны в различных климатических районах получены преимущественно на основании градиентных измерений.

§ 3. Расчет теплоотдачи поверхности водоемов в атмосферу по гидрометеорологическим наблюдениям

1. Применение градиентных наблюдений на море для определения теплоотдачи вода — воздух является затруднительным. Удобнее использовать систематические гидрометеорологические наблюдения — измерения температуры поверхности воды, а также температуры воздуха и скорости ветра на одном уровне и вычислять величину P по формуле, построенной по типу известного закона Ньютона — закона теплообмена тела со средой:

$$P = C (T_1 - T),$$

где T_1 — температура тела (поверхности воды);

T — температура среды (атмосферы);

C — коэффициент пропорциональности, характеризующий интенсивность теплообмена.

Однако применение этой формулы длительное время не могло осуществляться из-за неизвестности всех факторов, определяющих величину C , и неясности того, на какой высоте над поверхностью воды лучше всего производить измерения температуры воздуха и скорости ветра. Применение теории турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы для расчета теплообмена вода — воздух позволило выяснить эти вопросы.

Наиболее просто получить расчетную формулу типа формулы Ньютона для обширных однородных поверхностей, где отсутствует горизонтальный перенос тепла и происходит лишь вертикальный обмен.

Это нетрудно сделать, если использовать, как и в предыдущем параграфе, формулу для расчета теплоотдачи поверхности в атмосферу, как вертикального турбулентного потока тепла, и разделив таким же способом переменные T и z , проинтегрировать ее. Но при этом нижний предел интегрирования, т. е. нижний уровень измерения температуры, следует перенести на поверхность воды.

$$P = \rho c_p k_1 \frac{T_1 - T}{\int_0^z \frac{dz}{f(z)}},$$

где T_1 — температура поверхности воды;

T — температура воздуха на уровне z .

Обозначим

$$\frac{k_1}{\int_0^z \frac{dz}{f(z)}} = D_z,$$

тогда

$$P = D_z \rho c_p (T_1 - T).$$

Величина D_z является интегральной характеристикой турбулентного обмена в слое атмосферы от поверхности до уровня z и называется обычно коэффициентом внешней диффузии. Она может быть вычислена для любого уровня измерения

ний по принятым схеме расчета k_1 и закону изменения коэффициента турбулентности с высотой.

Таким образом, на основе теории турбулентного перемешивания решается вопрос об определении коэффициента $C = D_z \rho c_p$ в формуле Ньютона.

Известно, что температуру поверхности почвы, даже не покрытой растительностью, измерить точно обычными (не радиационными) термометрами нельзя, поэтому формула типа Ньютона не нашла широкого применения при исследованиях теплообмена поверхности суши с атмосферой, хотя принципиально она применима для любой обширной однородной поверхности. Для водоемов эта формула является основной, но на практике ее используют в несколько преобразованном виде. Так как величина D_z прямо пропорциональна k_1 , а k_1 пропорционально скорости ветра v $\left[k_1 = z^2 \frac{v}{\ln \frac{z}{z_0}} \cdot f(Ri) \right]$, то формулу обычно применяют в виде

$$P = a_z c_p v (T_1 - T),$$

где $a_z = \frac{D_z \cdot \rho}{v}$.

Такой вид формулы более удобен потому, что на водоемах, особенно на морях и океанах, изменения турбулентного перемешивания в приводном слое обусловлены главным образом изменениями скорости ветра.

Как следует из предыдущего, величина a_z должна зависеть от шероховатости поверхности, температурной стратификации приводного слоя и от уровня измерений.

Чем выше уровень измерений, тем a_z меньше. Зависимость a_z от z та же, что и D_z и определяется законом изменения коэффициента турбулентности с высотой. Если пренебречь влиянием стратификации на характер возрастания коэффициента турбулентности с высотой и принять, что

$f(z) = \frac{z}{z'}$, то величина a_z должна быть обратно пропорциональной $(\ln z)^2$: в самом деле, k_1 обратно пропорционален

$\ln z$, а $\int_0^z \frac{dz}{f(z)} = z' \int_0^z \frac{dz}{z}$ пропорционален $\ln z$.

Отсюда следует, что при малых z a_z очень сильно убывает по мере удаления от поверхности воды, а затем все медленнее: уже с уровня судовых измерений (6—8 м) изменение a_z с высотой незначительно. Таким образом, на основании применения теории турбулентного перемешивания к приводному слою атмосферы было показано, что для определения теплоотдачи поверхности в атмосферу нельзя измерять температуру воздуха и скорость ветра у самой поверхности воды, как раньше предлагалось разными авторами. Этот же вывод полностью относится и к уровню измерения влажности воздуха при исследованиях влагообмена поверхности моря с атмосферой.

Расчеты, произведенные различными авторами по несколько отличающимся схемам, дают для равновесных условий и средних значений шероховатости довольно близкие значения a_z .

За последние годы ряд авторов занимался исследованием влияния термической устойчивости приводного слоя на величину a_z над океанами.

Как показали недавно М. И. Будыко и Л. С. Гандин, при климатологических расчетах, т. е. при расчетах средних многолетних месячных сумм теплоотдачи поверхности океана в атмосферу, допустимо пользоваться средним для всего года значением a_z . По расчетам этих авторов недоучет неустойчивости приводного слоя в осенне-зимний период приводит к занижению месячных сумм в это время года на 5%, и, наоборот, недоучет устойчивости его летом — к завышению на 2%. Однако при расчетах, проводимых для отдельных конкретных месяцев или за более короткие периоды, уже в ряде случаев необходимо учитывать влияние температурной стратификации на величину a_z .

Среднегодовая величина a_z на уровне судовых измерений для всего мирового океана составляет $2,5 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$ (М. И. Будыко, Л. А. Строкина). Способ ее получения будет изложен в следующей главе (§ 8). Эта величина a_z близка к значениям, полученным из теории турбулентного обмена в приводном слое при равновесном его состоянии и средних условиях шероховатости. Она была использована для расчета средних месячных сумм теплоотдачи поверхности океана в атмосферу и испарения при построении соответствующих карт, вошедших во второе издание Атласа теплового баланса, составленного Главной геофизической обсерваторией.

Так как на море практически отсутствует суточный ход коэффициента турбулентности, то для получения суточной суммы P достаточно величину P кал/см²·сек умножить на число секунд в сутках — 86400. Если подставить в формулу v в м/сек, то надо ввести переводный коэффициент 1 м/сек = 100 см/сек. Тогда

$$P = 2,5 \cdot 10^{-6} \cdot 86400 \cdot 100 \cdot 0,24 \cdot v (T_1 - T) \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сутки},$$

или

$$P = 5,18 v (T_1 - T) \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сутки}.$$

Формулу для месячной суммы P получим, умножив это выражение на число дней в месяце. В данной формуле, используемой для расчета теплоотдачи поверхности океана в атмосферу, T_1 , T и v — средние суточные или месячные значения температуры поверхности океана, а также температуры воздуха и скорости ветра на уровне судовых измерений (6—8 м).

2. На водоемах суши, кроме вертикального турбулентного переноса тепла, происходит и горизонтальный перенос — адвекция тепла. Вследствие того, что температура поверхности водоема отличается от температуры почвы, то при переходе воздушного потока с суши на водоем его нижние слои постепенно нагреваются или охлаждаются в зависимости от времени суток и года. Особенно сильно это влияние вблизи берега; в узкой прибрежной полосе может играть роль и горизонтальный турбулентный перенос тепла. Подробнее вопрос об изменениях свойств воздушного потока, поступающего с берега на водоем, вдоль его пути над водной поверхностью будет рассмотрен в следующей главе.

При применении теории вертикального турбулентного перемешивания к расчетам теплоотдачи вода — воздух в приводном слое с учетом горизонтального упорядоченного переноса тепла был получен вывод, что для ограниченных водоемов (горизонтальной протяженностью более 1 км) расчет этой теплоотдачи можно производить по аналогичной формуле, полученной выше для океанов:

$$P = a_z c_p v (T_1 - T),$$

где v , T_1 и T — соответственно скорость ветра, температура поверхности воды и температура воздуха, средние для водоема.

Величина α_z , как и над неограниченными водоемами (морями и океанами), характеризует интенсивность турбулентного обмена в слое от поверхности воды до уровня z в зависимости от шероховатости поверхности, стратификации приводного слоя, уровня измерений, но, кроме того, зависит и от размеров водоема. Однако, как показывают теоретические исследования, зависимость α_z от размеров водоема для ограниченных водоемов мала.

Вследствие разной шероховатости поверхности и стратификации приводного слоя величины α_z для ограниченных водоемов могут отличаться от значения, характерного для моря и океана даже для одного и того же уровня измерений.

На водоемах суши под влиянием адвекции тепла (холода) с суши на эти водоемы вертикальные градиенты температуры в приводном слое больше, чем над океанами, и поэтому здесь более, чем на океанах, необходим учет влияния стратификации на турбулентный обмен в приводном слое. Зависимость α_z от стратификации обусловлена зависимостью от нее коэффициента турбулентности, поэтому, в соответствии с гл. I, § 3, влияние термического состояния приводного слоя на величину α_z можно учитывать поправочным множителем

$$1 + B \frac{T_1 - T}{v^2}.$$

Как уже ранее упоминалось, Т. А. Огнева по наблюдениям на оз. Севан, а также по теоретическим расчетам получила среднюю величину $B = 1,25$ (при измерении скорости ветра на уровне 1 м и температуры воздуха на высоте 2 м над водой). Заметное влияние стратификации приводного слоя на турбулентный обмен обнаруживается при $\frac{T_1 - T}{v^2} >$

$> 0,1 - 0,2$, что при обычных средних скоростях ветра соответствует $T_1 - T = 2 - 3^\circ$. Т. А. Огнева и М. П. Тимофеев рекомендуют при таких условиях учитывать этот множитель при расчетах теплоотдачи и испарения с поверхности ограниченных водоемов.

В табл. 2 приведены средние значения α_z ($г/см^3$), полученные Т. А. Огневой двумя независимыми методами: из теории турбулентного обмена (метод 1) и из уравнения теплового баланса озера (метод 2).

Сопоставляя эти величины со средним значением $a_z = 2,5 \cdot 10^{-6}$, найденным для всего Мирового океана, следует иметь в виду, что они получены для меньших уровней измерений, и для приведения к уровню судовых измерений их следует уменьшить примерно на 30%.

Таблица 2

Средние значения a_z , г/см³

Метод	Малый Севан		Большой Севан	
	1955 г.	1956 г.	1955 г.	1956 г.
1	$2,4 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	$2,3 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{-6}$
2	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$2,7 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$2,7 \cdot 10^{-6}$

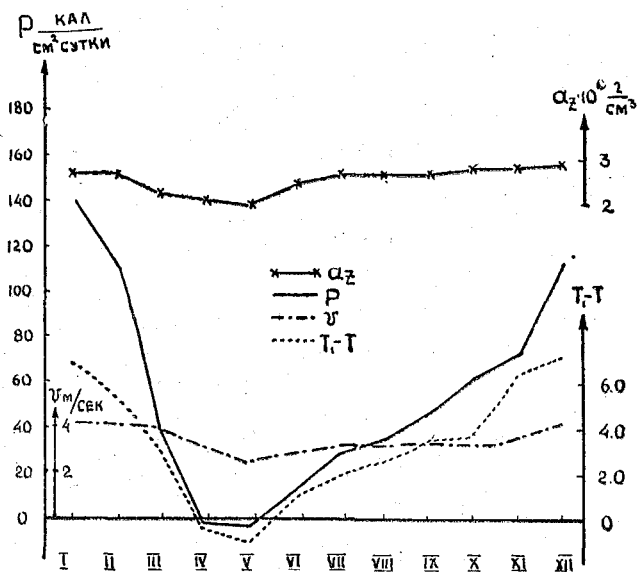


Рис. 5. Годовой ход суточных сумм P и определяющих их факторов для озера М. Севан. По М. П. Тимофееву

На рис. 5 изображен годовой ход a_z для оз. Малый Севан, полученный с учетом годового хода термического фактора турбулентности $\left(1 + 1,25 \frac{T_1 - T}{v^2}\right)$. Из рисунка видно,

что в период с неустойчивым состоянием приводного слоя (август — февраль) a_z мало меняется; заметно понижены значения a_z в период наибольших потоков тепла в глубь водоема (апрель — май), когда вода холоднее воздуха.

Для малых водоемов суши (диаметром менее 1 км) теплообмен их поверхности с атмосферой на любом расстоянии от берега также должен быть пропорционален разности температур вода — воздух и скорости ветра в данной точке водоема, но величина a_z уже должна меняться в зависимости от расстояния от берега. Это объясняется тем, что на таких водоемах роль горизонтального переноса тепла (упорядоченного и турбулентного), а также скорость ветра сильно меняются по мере удаления от берега и особенно быстро вблизи него. Получение теоретической формулы для расчета теплоотдачи поверхности малых водоемов в атмосферу и ее практическое применение является затруднительным. Поэтому в настоящее время пользуются эмпирическими формулами, полученными на основании взаимосвязи тепло- и влагообмена поверхности таких водоемов с атмосферой. Способ их получения излагается в гл. III, § 8.

Например, по Б. Д. Зайкову, для безледоставного периода

$$P = 5,76 (1 + 0,72 v_{2,0}) (T_1 - T_{2,0}) \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сутки},$$

где T_1 , $T_{2,0}$, $v_{2,0}$ — соответственно средние суточные значения температуры поверхности воды, температуры воздуха на уровне 2,0 м и скорости ветра на том же уровне.

Недостаточная точность таких расчетов не имеет существенного значения, так как на малых мелководных водоемах теплоотдача их поверхности в атмосферу мала и играет малую роль в их тепловом балансе.

§ 4. Суточный и годовой ход теплообмена поверхности суши и водоемов с атмосферой

Вследствие значительного суточного хода коэффициента турбулентности k_1 и градиента температуры в приземном слое атмосферы ΔT над сушей теплообмен ее поверхности с атмосферой испытывает значительные суточные изменения (рис. 6). Ночью, когда почва холоднее воздуха, $P < 0$, т. е. поток тепла направлен от атмосферы к поверхности почвы, а днем он положительный — направлен от почвы в атмосферу. * Обычно время смены знака P в суточном ходе совпа-

* Принято потоки тепла, направленные от земной поверхности, считать положительными, а направленные к ней — отрицательными.

дает с временем смены знака радиационного баланса подстилающей поверхности, а максимальные значения наблюдаются в 14—16 час. Так как даже летом в полуденные часы величина радиационного баланса поверхности почвы редко превышает $1 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ и часть радиационного баланса расходуется еще на испарение и прогревание глубин, то теплоотдача поверхности почвы в атмосферу обычно не превышает нескольких десятых долей $\text{кал/см}^2 \cdot \text{мин}$.

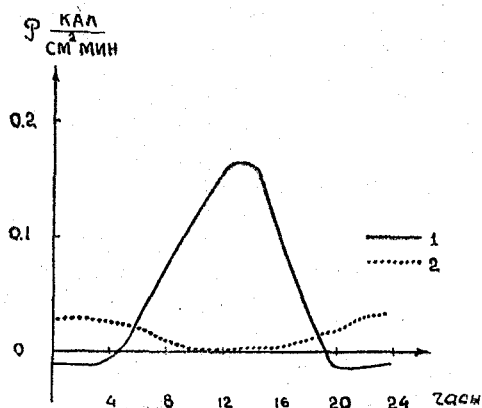


Рис. 6. Суточный ход теплоотдачи поверхности в атмосферу летом
1 — почва, Колтуши, Ленинградская обл.;
2 — оз. Севан. По Т. А. Огневой

Поскольку дневные значения коэффициента турбулентности во много раз больше ночных и, кроме того, дневные — сверхравновесные градиенты температуры больше ночных — инверсионных, то ночные — отрицательные значения P малы по сравнению с дневными — положительными, и суточная сумма теплоотдачи поверхности почвы в атмосферу в теплое время года практически равна сумме за светлое время суток. Зимой большую часть дня $P < 0$ и сумма за сутки отрицательна.

Годовой ход суточных (месячных) сумм P на суше аналогичен суточному ходу: в теплое время года суточные суммы — положительные и по своей абсолютной величине значительно превосходят зимние — отрицательные (рис. 7). Годовая сумма P в основном определяется суммой за теплое время года.

Суточный ход коэффициента турбулентности и вертикального градиента температуры в приводном слое над водоемами суши обратный наблюдающемуся над почвой, поэтому и суточный ход теплообмена поверхности таких водоемов с атмосферой также обратный: максимум теплоотдачи поверхности в атмосферу наблюдается ночью, а минимум — днем (см. рис. 6), причем летом днем вода часто холоднее воздуха и $P < 0$. Наиболее отчетливо суточный ход P на водоемах выражен летом и особенно на мелководных. Поскольку значения k_1 и ΔT над водоемами меньше, чем над почвой, амплитуда суточных колебаний P гораздо меньше, чем на почве (см. рис. 6), и летние суточные суммы P малы.

Если водоемы незамерзающие, то в осенне-зимний период, когда наблюдается наибольшая положительная разность температур вода — воздух, происходит и максимальная теплоотдача от поверхности воды в атмосферу. Так, например, на оз. Малый Севан, по данным М. П. Тимофеева (см. рис. 5), максимум суточных сумм P приходится на декабрь — январь, когда средняя температура поверхности воды почти на 7° выше температуры воздуха, и наблюдается наибольшая скорость ветра. В апреле и мае в среднем за сутки вода немного холоднее воздуха и суточная сумма $P < 0$. Для пояснения причин наблюдающегося годового

хода P на рис. 5 изображен также годовой ход $T_1 - T$, v и a_z .

Чем глубже водоем, тем больше амплитуда годового хода $\bar{P}$. В весенне-летние месяцы здесь сильнее инверсия за счет притока теплого воздуха с суши на медленно прогревающийся водоем, а в осенне-зимние месяцы особенно велика неустойчивость приводного слоя.

Над океаном, где коэффициент турбулентности и ΔT практически не меняются в течение суток, отсутствует и суточный ход P . Изменения k_1 и ΔT , а следовательно и P , могут иметь непериодический характер и обусловлены изменениями ско-

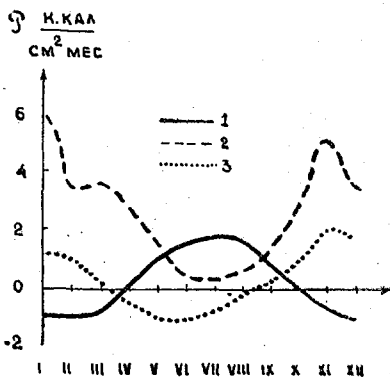


Рис. 7. Годовой ход теплоотдачи поверхности суши и моря в атмосферу

1 — Барнаул; 2 — Гольфстрим ($\varphi = 55^\circ$). По М. И. Будыко; 3 — Балтийское море

рости ветра и соотношения между температурой поверхности воды и воздуха, особенно при смене воздушных масс. Но годовой ход теплообмена поверхности морей и океанов с атмосферой выражен очень отчетливо: максимум P приходится на осенне-зимние месяцы, а минимум — на весенне-летние (рис. 7). На внутренних морях и в тех районах океанов, где летом вода холоднее воздуха, $P < 0$. Таким образом, годовой ход теплообмена с атмосферой поверхности любых незамерзающих водоемов обратный тому, что наблюдается на суше.

Зимой положительные разности температур вода—воздух по своей абсолютной величине всюду больше, чем летние отрицательные, и скорость ветра зимой тоже больше, поэтому зимние положительные суточные суммы P всегда больше, чем летние отрицательные, и годовая сумма P на незамерзающих водоемах любых размеров положительна, но она меньше, чем на суше.

В зависимости от годового хода разности температур вода—воздух, зависящей от воздушных и морских течений, годовой ход и сами величины P в разных районах океана могут быть различны. Например, в районах теплых морских течений теплообмен поверхности океана с атмосферой весь год может быть положительным, но особенно велики суммы P в холодное время года. Для иллюстрации этого положения на рис. 7, кроме годового хода теплообмена поверхности с атмосферой на суше (Барнаул) и море (Балтийское), изображен и его годовой ход в районе Гольфстрима.

Этот рисунок, как и предыдущий, убедительно показывает, что в период с положительным радиационным балансом нижние слои атмосферы получают тепло лишь от поверхности материков, а над водоемами они преимущественно охлаждаются. Если даже в это время года поверхность некоторых водоемов теплее воздуха, разность их температур невелика, и так как в это время здесь понижен коэффициент турбулентности, то эти положительные суммы P очень малы. Наоборот, в холодное время года, при отрицательном радиационном балансе, когда атмосфера над материками выхолаживается ($P < 0$), любые незамерзающие водоемы являются источниками ее нагревания и, особенно, глубоководные. Если водоем замерзает, то тепловой баланс его поверхности становится аналогичным наблюдающемуся на суше и $P < 0$. Годовая сумма P для таких водоемов близка к нулю.

Глава III

ТУРБУЛЕНТНЫЙ ВЛАГООБМЕН ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ С АТМОСФЕРОЙ

§ 1. Понятие об основных факторах, влияющих на испарение с поверхности водоемов и суши

Как известно, процесс испарения с поверхности жидкости заключается в том, что отдельные молекулы, находящиеся в ее поверхностном слое, движущиеся в направлении к поверхности, обладающие наибольшей кинетической энергией, совершают работу против сил сцепления и вылетают за пределы жидкости. Вследствие беспорядочного характера движения, некоторые из вышедших молекул снова оказываются в сфере действия поверхностного слоя жидкости и возвращаются в него. Всегда имеют место оба эти процесса и в зависимости от того, какой из них преобладает, происходит испарение или конденсация*. При равенстве числа молекул, покидающих поверхность жидкости и входящих в нее, создается динамическое равновесие пара над жидкостью — состояние насыщения: упругость пара в этом случае соответствует максимальной упругости E_1 при температуре поверхности жидкости t_1 . Насыщенный пар всегда образуется при испарении жидкости в закрытом сосуде. Над открытой поверхностью естественных водоемов происходит свободный горизонтальный и вертикальный перенос пара, и упругость пара e , как правило, убывает по мере удаления от поверхности водоема и лишь в отдельных случаях, особенно при поступлении влажного теплого воздуха на относительно более холодную поверхность водоема, упругость пара в приводном слое может даже расти с высотой. Но в очень тонком слое воздуха, непосредственно прилегающем к поверх-

* Процесс перехода из парообразного состояния в твердое, минуя жидкое, называется сублимацией.

ности воды, где перенос пара ничтожно мал, упругость пара практически равна упругости насыщения, соответствующей температуре поверхности. Молекулы пара, находящиеся в нем, непрерывно диффундируют в направлении убывания их концентрации, а из жидкости в этот слой снова поступают новые молекулы.

Естественно, что поток пара зависит от разности между упругостью пара непосредственно у поверхности воды E_1 и упругостью пара, содержащегося в воздухе на некотором удалении от нее e . Если $E_1 - e > 0$, то происходит перенос пара от поверхности воды в воздух — испарение; если $E_1 - e < 0$, то, наоборот, происходит поступление пара к поверхности — конденсация (сублимация). При $E_1 - e = 0$, когда и на достаточном удалении от поверхности воды упругость пара соответствует насыщению, не происходит ни испарения, ни конденсации. Величина $d_1 = E_1 - e$ является важнейшим фактором, определяющим направление и величину потока пара над поверхностью воды. Ее принято называть дефицитом влажности, рассчитанным по температуре испаряющей поверхности. Не надо путать ее с дефицитом влажности воздуха $d = E - e$, где E — упругость насыщения при температуре воздуха: поскольку температура воздуха t отличается от температуры поверхности воды t_1 , то и $E \neq E_1$.

Влияние различных факторов на испарение с водной поверхности в конечном итоге сводится к их влиянию на два основных: $E_1 - e$ и интенсивность вертикального и горизонтального переноса водяного пара в приводном слое атмосферы.

Таким образом, испарение с поверхности водоемов определяется, главным образом, метеорологическими условиями. Гидрологические факторы — глубина и размеры водоема, течения — влияют непосредственно лишь на температуру поверхности воды, от которой зависит E_1 .

Значительное испарение в естественных условиях происходит и с поверхности почвы и растительности. Испарение с поверхности почвы определяется не только метеорологическими условиями, но и, в значительной мере, наличием воды в почве и условиями ее продвижения из глубины к поверхности; последнее же зависит от структуры почвы и уровня грунтовых вод. Лишь в случае предельного увлажнения почвы испарение происходит таким же образом, как и с водной поверхности.

Еще более сложным является процесс потери воды растениями — транспирация. Кроме метеорологических условий и увлажнения почвы он зависит еще от состояния самих растений, развития их наземной части и корневой системы.

Испарение за некоторый промежуток времени с количественной стороны характеризуют массой воды, испарившейся с единицы поверхности ($г/см^2$, $г/м^2$, $кг/м^2$) или, чаще, высотой слоя испарившейся воды, обычно измеряемой в мм. Из элементарных соображений следует, что $1\text{ мм} = 0,1\text{ г/см}^2 = 1\text{ кг/м}^2$. Рассматривая процесс испарения за небольшой промежуток времени, например при изучении его суточного хода, пользуются величиной, называемой скоростью испарения — это испарение в единицу времени ($г/см^2 \cdot \text{сек}$, $г/см^2 \cdot \text{мин}$, $г/см^2 \cdot \text{час}$).

На испарение расходуется тепло, поэтому, если нет притока тепла к испаряющей поверхности, то температура ее понижается и при прочих неизменных условиях испарение уменьшается.

Количество тепла, которое необходимо сообщить 1 г жидкости, чтобы он испарился (при неизменной температуре), называется теплотой испарения L . Теплота испарения зависит от температуры.

Для воды

$$L = 597 - 0,64 t \text{ кал/г.}$$

При $t = 0$

$$L = 597 \approx 600 \text{ кал/г.}$$

Если происходит испарение с поверхности льда (снега), то теплота испарения составляет $L_d = 597 + 80 = 677 \text{ кал/г}$, так как теплота плавления льда практически постоянна и равна 80 кал/г .

Таким образом, затрата тепла на испарение W граммов воды равна LW калорий.

§ 2. Основные факторы, влияющие на упругость насыщения, и их значение для испарения воды и конденсации водяного пара

Как следует из предыдущего изложения, испарение с водной поверхности зависит от величины дефицита влажности, рассчитанного по температуре испаряющей поверхности: $d_1 = E_1 - e$. Это же относится и к испарению с поверхности

капель и кристаллов в облаках и туманах. Поэтому очень важно рассмотреть все основные факторы, влияющие на упругость насыщения E_1 , и их значение для испарения и конденсации. Остановимся лишь на тех факторах, которые необходимо учитывать при исследовании испарения с поверхности водоемов.

1. Основным фактором, определяющим E_1 , является температура поверхности воды t_1 . Повышение температуры увеличивает E_1 , что, при неизменной упругости пара в воздухе e , приводит к увеличению d_1 , а следовательно, и испарения.

Упругость насыщенного пара, как известно, не является линейной функцией температуры, поэтому одинаковое изменение температуры поверхности воды (при $e = \text{const}$) при высоких ее значениях приводит к большему изменению испарения, чем при низких. Это имеет наибольшее значение для малых мелководных водоемов, температура поверхности которых может существенно изменяться в суточном ходе и от одних суток к другим. На морях и океанах температура поверхности меняется мало и изменения $E_1 - e$ в течение суток или от суток к суткам связаны, главным образом, с изменением упругости пара в воздухе при смене воздушных масс.

Так как E_1 зависит от температуры поверхности воды t_1 , а максимальная упругость пара в воздухе E определяется температурой воздуха t , то величина и знак d_1 зависят от соотношения между температурой воды и воздуха. Заменим в выражении $d_1 = E_1 - e$ упругость пара в воздухе e через относительную влажность воздуха $r = \frac{e}{E} \cdot 100\%$, тогда

$$d_1 = E_1 - \frac{r}{100} E.$$

Если вода теплее воздуха ($t_1 > t$), то $E_1 > E$, и даже при относительной влажности воздуха $r = 100\%$, когда $e = E$, $d_1 = E_1 - e > 0$. Таким образом, если вода теплее воздуха, то возможно только испарение; конденсация пара или равновесие его над водной поверхностью невозможны.

Это является одной из причин того, что максимальное испарение с поверхности морей, океанов и незамерзающих водоемов суши наблюдается в холодное время года, когда вода теплее воздуха, особенно при вторжениях холодных воздушных масс с отрицательной тем-

пературой на незамерзшую поверхность воды. Вследствие интенсивного испарения с поверхности теплой воды в холодный воздух упругость пара в воздухе возрастает и иногда может превысить упругость насыщения, соответствующую температуре воздуха, дефицит влажности воздуха может стать отрицательным ($d = E - e < 0$), и в воздухе над водоемом происходит конденсация пара: образуются так называемые туманы испарения. В этом случае $E_1 > e > E$ и знаки d_1 и d противоположны.

Если вода холоднее воздуха ($t_1 < t$), то $E_1 < E$, и, в зависимости от упругости пара в воздухе, может иметь место любой из процессов: либо испарение, либо конденсация, либо равновесие пара над водой. Равновесие пара над более холодной, чем воздух, поверхностью воды достигается при упругости пара в воздухе меньшей, чем максимальная упругость пара в воздухе, т. е. при относительной влажности воздуха $r < 100\%$. Назовем эту относительную влажность воздуха равновесной — r_p . Она определяется из условия $d_1 = 0$,

т. е. $E_1 - \frac{r_p}{100} E = 0$, откуда

$$r_p = \frac{E_1}{E} \cdot 100\%.$$

Чем холоднее вода по сравнению с воздухом, тем при меньшей относительной влажности воздуха достигается равновесие пара над водной поверхностью.

Если относительная влажность воздуха больше равновесной, то происходит конденсация пара на поверхности воды, если же меньше, то испарение.

Пример. Температура поверхности водоема $t_1 = 10,0^\circ$, а температура воздуха $t = 12,0^\circ$. Испаряется ли вода при относительной влажности воздуха $r = 80\%$ и $r = 90\%$?

Решим его двумя способами.

1. Найдем $d_1 = E_1 - e$.

Для определения E_1 и E воспользуемся таблицами максимальной упругости пара («Психрометрические таблицы», стр. 248). При $t_1 = 10,0^\circ$, $E_1 = 12,3$ мб; при $t = 12,0^\circ$, $E = 14,0$ мб. Если $r = 80\%$, то $e = 0,8 \cdot 14,0 = 11,2$ мб, тогда $d_1 = 12,3 - 11,2 > 0$, т. е. вода испаряется. Если $r = 90\%$, то $e = 0,9 \cdot 14,0 = 12,6$ мб; $d_1 = 12,3 - 12,6 < 0$, значит происходит конденсация пара на поверхности водоема.

2. Те же результаты получим, если сравним относительную влажность воздуха с равновесной.

Найдем равновесную относительную влажность воздуха

$$r_p = \frac{E_1}{E} \cdot 100\% = \frac{12,3}{14,0} = 88\%.$$

Таким образом, при любой относительной влажности, меньшей 88%, вода испаряется, и наоборот, при $r > 88\%$ пар конденсируется на поверхности водоема.

Приведенный пример также убедительно показывает, что нельзя заменять дефицит влажности, рассчитанный по температуре поверхности воды, дефицитом влажности воздуха: в обоих случаях относительная влажность воздуха $r < 100\%$, и дефицит влажности воздуха d положителен, тогда как в первом из них $d_1 > 0$, а во втором $d_1 < 0$.

Вследствие того, что в теплое время года температура поверхности морей и океанов в умеренных широтах ниже температуры воздуха, минимальное испарение здесь наблюдается в конце весны и начале лета. В отдельные дни может даже наблюдаться $d_1 < 0$, т. е. происходит конденсация пара на поверхности водоема. Это довольно часто наблюдается в Финском заливе и на больших глубоководных озерах, например на Ладожском и Байкале.

На небольших мелководных водоемах, хорошо прогреваемых с поверхности, даже при более холодной, чем воздух, поверхности воды обычно $d_1 = E_1 - e > 0$.

2. При температуре ниже нуля вода может быть твердой (лед, снег) или оставаться жидкой (переохлажденная вода). Известно, что в пресных водоемах наблюдается лишь небольшое переохлаждение, но очень малые объемы воды, как капли облаков и туманов (радиус порядка 0,001 см) могут оставаться переохлажденными при очень низких температурах (до -40°). Наблюдения показывают, что при $t_1 > -10^\circ$ в облаках и туманах кристаллики льда не встречаются.

При $t_1 < 0$ величину $d_1 < E_1 - e$ надо определять с учетом не только температуры, но и фазового состояния испаряющей поверхности, а именно:

для переохлажденной воды $d_{1в} = E_{1в} - e$,

для льда (снега) $d_{1л} = E_{1л} - e$.

При одной и той же температуре упругость насыщения над льдом $E_{1л}$ меньше, чем над переохлажденной водой $E_{1в}$, поэтому при одинаковых температурах поверхности t_1 и упругости пара в воздухе e , испарение с поверхности переохлажденной воды больше, чем с поверхности льда $d_{1в} > d_{1л}$. Наоборот, конденсация пара на поверхности переохлажденной воды меньше, чем на поверхности льда, так как при отрицательном d_1 его абсолютная величина для переохлажденной воды меньше, чем для льда: $|d_{1в}| < |d_{1л}|$.

Вследствие меньшей упругости насыщения над льдом пар может сублимироваться на его поверхности, тогда как незамерзшая вода еще испаряется.

Особенно существенный эффект дает различие упругости насыщения над льдом и переохлажденной водой в облаках и туманах, где может наблюдаться значительное переохлаждение воды. Замерзание в переохлажденном облаке отдельных капель приводит к быстрому росту их, тогда как незамерзшие капли могут находиться в равновесии с паром.

При вычислении $d_1 = E_1 - e$ при отрицательной температуре воздуха следует помнить, что в этом случае все характеристики влажности воздуха, в том числе и относительную влажность, принято рассчитывать по отношению к переохлажденной воде, а не ко льду, т. е. $r = \frac{e}{E_v} \cdot 100\%$.

Таким образом, при рассмотрении условий испарения с поверхности льда или снега, зная температуру его поверхности, температуру и относительную влажность воздуха, необходимо пользоваться выражением

$$d_{1л} = E_{1л} - \frac{r}{100} \cdot E_v,$$

где $E_{1л}$ — упругость насыщения над льдом при данной температуре его поверхности, а E_v — упругость насыщения над переохлажденной водой при данной температуре воздуха.

Из этого выражения следует, что при одинаковых температурах поверхности льда (снега) и воздуха сублимация пара на поверхности льда может происходить даже при относительной влажности воздуха $r < 100\%$.

При рассмотрении испарения с поверхности льда (снега) можно также пользоваться величиной равновесной относительной влажности воздуха

$$r_p = \frac{E_{1л}}{E_v} \cdot 100\%.$$

Пример. Температура поверхности снега $t_1 = -11,0^\circ$, температура воздуха $t = -10,0^\circ$. Испаряется ли снег или пар сублимируется на его поверхности при относительной влажности воздуха $r = 80\%$ и $r = 90\%$?

Вычислим $d_{1л} = E_{1л} - \frac{r}{100} \cdot E_v$.

При $t_1 = -11,0^\circ$, $E_{1л} = 2,40$ мб, при $t = -10,0^\circ$, $E_v = 2,86$ мб. Если $r = 80\%$, то $d_{1л} = 2,40 - 0,8 \cdot 2,86 = 2,40 - 2,27 = 0,13$ мб; так как $d_{1л} > 0$,

то лед испаряется. Если $r = 90\%$, то $d_1 = 2,40 - 0,9 \cdot 2,86 = 2,40 - 2,57 = -0,17$ мб; так как $d_1 < 0$, то происходит сублимация пара на поверхности льда.

Аналогичные результаты получим, вычислив равновесную относительную влажность воздуха

$$r_p = \frac{2,40}{2,86} \cdot 100 = 84\%.$$

3. Упругость насыщения над водным раствором отличается от упругости насыщения над поверхностью чистой воды: при одной и той же температуре упругость насыщения над раствором (E_{1p}) меньше, чем над чистой водой. Поэтому при прочих равных условиях испарение с поверхности раствора меньше, чем с поверхности чистой воды, а конденсация на поверхности водного раствора, наоборот, больше.

Упругость насыщения над раствором зависит от природы растворенного вещества, растворителя и концентрации раствора. Чем больше концентрация раствора, тем меньше упругость насыщения. В курсе гидрохимии даются формулы, позволяющие рассчитывать упругость насыщения над поверхностью водного раствора разных веществ при любой концентрации.

Для примера укажем, что над насыщенным раствором поваренной соли (NaCl) упругость насыщения на 22% меньше, чем над чистой водой той же температуры, т. е. $E_{1p} = 0,78 E_1$.

Такая высокая концентрация встречается лишь в очень небольшом числе естественных водоемов. Средняя соленость морской воды составляет 35‰, что соответствует 35 г соли на 1 л воды. В этом случае упругость насыщения над морской водой уже сравнительно мало отличается от упругости насыщения над пресной водой. При допущении, что растворенным веществом является NaCl, расчеты дают, что $E_{1p} = 0,975 E_1$, и $E_{1p} - E_1$ составляет всего десятые доли миллибара.

Однако, несмотря на относительно малое снижение упругости насыщения, им не следует пренебрегать при расчетах испарения с поверхности морей и океанов. Ведь испарение зависит не непосредственно от E_1 , а от $d_1 = E_1 - e$, т. е. от малой разности двух больших величин. Обычно над морями и океанами $E_1 - e$ составляет 2—3 мб. Поэтому неучет солености может привести к заметной относительной погрешности в расчетах испарения.

Пример. Температура поверхности моря $t_1 = 10^\circ$, а $e = 10,3$ ммб. В случае пресной воды $d_1 = 12,3 - 10,3 = 2,0$ ммб. При солености 3,5‰ $d_{1p} = 0,975 \cdot 12,3 - 10,3 = 1,7$ ммб.

$$\frac{d_1}{d_{1p}} = \frac{2,0}{1,7} = 1,18.$$

Следовательно, не учитывая солености, мы завысили бы испарение на 18%.

Чем выше температура воды, тем к большей ошибке приводит неучет солености водоема.

Кроме рассмотренных трех факторов (температуры, фазового состояния и солености), упругость насыщенного пара зависит еще от кривизны испаряющей поверхности и от ее электрического заряда. Эти два фактора, особенно кривизна поверхности, имеют значение для образования, роста и испарения капель в облаках и туманах, но не играют роли в процессе испарения и конденсации пара на поверхности водоемов.

§ 3. Влияние размеров водоема на скорость испарения

Зависимость скорости испарения от дефицита влажности, рассчитанного по температуре испаряющей поверхности, была впервые сформулирована еще в 1802 г. Дальтоном в его известном законе

$$W = A (E_1 - e).$$

Однако практическое применение этой формулы, так же как и формулы Ньютона для расчета теплообмена поверхности с атмосферой, затруднялось тем, что не был известен коэффициент A , характеризующий интенсивность переноса пара от водной поверхности, и факторы, влияющие на него. Поскольку скорость ветра являлась наиболее очевидным фактором, определяющим интенсивность горизонтального переноса пара и вертикального турбулентного перемешивания, естественно было искать зависимость коэффициента A от скорости ветра над водоемом. Различные авторы, сопоставляя скорость испарения, измеренную с помощью испарителей разных размеров, с величиной $d_1 = E_1 - e$ и скоростью ветра, получали различный вид зависимости A от скорости ветра. Поэтому расчеты испарения по формулам, полученным разными авторами, при одинаковых метеорологических условиях давали резко отличающиеся величины. Лишь в результате применения теории турбулентного перемешивания

в приземном (приводном) слое к переносу пара удалось выявить основные факторы, определяющие коэффициент A , и дать обоснованные и пригодные для практики способы расчета испарения с поверхности различных водоемов.

Разнобой в значениях $A = f(v)$, полученных разными авторами, объясняется тем, что в зависимости от размеров водоема различна роль горизонтального и вертикального переноса пара. Горизонтальный перенос пара имеет место при наличии горизонтального градиента влажности. Он может происходить за счет упорядоченного горизонтального перемещения воздуха: ветер уносит с собой молекулы, поступающие от поверхности воды, и в то же время приносит с собой с берега пар той или иной концентрации (упругости). Кроме того, горизонтальный перенос пара совершается и путем горизонтальной турбулентной диффузии, что наиболее существенно у края водоема.

Вертикальный перенос пара осуществляется путем турбулентного перемешивания, молекулярная диффузия пара играет ничтожную роль. Коэффициент турбулентности, характеризующий интенсивность вертикального обмена, зависит не только от скорости ветра, но и от шероховатости поверхности и температурной стратификации в приводном слое. Поэтому эти факторы должны влиять на перенос пара от поверхности водоема, а следовательно, и на коэффициент A в формуле Дальтона.

Если испарение происходит с очень небольшой водной поверхности, например с поверхности наземного испарителя, то главную роль играет горизонтальный перенос пара тем больший, чем меньше содержание пара в воздушном потоке, перемещающемся над испарителем, и чем больше скорость этого потока. Можно сказать, что ветер как бы сдувает пар, поступающий от поверхности воды.

С увеличением диаметра испарителя, а следовательно, с возрастанием пути, проходимого над водной поверхностью, воздух увлажняется за счет поступления в него водяного пара от поверхности воды в испарителе, поэтому при неизменных скоростях ветра и температуре поверхности воды величина $d_1 = E_1 - e$ убывает и скорость испарения уменьшается.

Наиболее подробные экспериментальные исследования влияния размеров наземных испарителей и испарительных бассейнов на скорость испарения были проведены на Валдайской научно-исследовательской станции. Государствен-

ного гидрологического института (ГГИ). На основании этих данных, а также аналогичных наблюдений на ряде других станций ГГИ, расположенных на северо-западе ЕТС, В. А. Урываев, а также А. П. Браславский и З. А. Викулина пришли к выводу, что даже в условиях увлажненного климата с увеличением площади испарителей до 20 м^2 (малый испарительный бассейн) происходит непрерывное уменьшение скорости испарения. Например, скорость испарения с поверхности испарителя площадью 0.1 м^2 в среднем на 22%, а с поверхности 0.3 м^2 (ГГИ — 3000) на 15% больше, чем с поверхности малого испарительного бассейна. Для сравнимости результатов измерения скорости испарения испарителями разных размеров, произведенных при одинаковых температурах поверхности воды и скорости ветра, было предложено вводить в эти результаты редуцированные коэффициенты. Это средние поправочные множители, меньшие единицы, на которые надо умножить показания испарителей, чтобы привести их к показаниям испарительного бассейна ($S = 20 \text{ м}^2$). Однако для одного и того же испарителя эти коэффициенты зависят от условий увлажнения воздуха над сушей, где эти испарители установлены, и, следовательно, в одном и том же районе они должны изменяться в течение года, а в одно и то же время года будут различны в разных климатических районах. Чем суше воздух, тем меньше должен быть редуцированный коэффициент. Эти обстоятельства затрудняют их использование.

Влияние условий увлажнения на суше сказывается и на разности в показаниях наземных и плавучих испарителей: по данным ГГИ эта разность в условиях Ленинградской области очень мала и довольно велика в сухих районах.

Исследования ГГИ также показали, что с дальнейшим увеличением площади испарительного бассейна от 20 до 100 м^2 изменения скорости испарения невелики и часто наблюдается даже не уменьшение, а, наоборот, снова увеличение испарения. Возможные причины этого будут рассмотрены ниже.

Все изложенное объясняет, почему авторы, использовавшие для получения коэффициента A формулы Дальтона данные испарителей различных размеров, установленных в разных климатических районах, получали и разную зависимость A от скорости ветра.

Скорость испарения с поверхности естественных водоемов, имеющих гораздо большие размеры, чем испаритель

и испарительные бассейны, также зависит от их размеров. Это обусловлено тем, что при прохождении воздушного потока над водоемом происходит обмен не только водяным паром, но и теплом, и количеством движения, в результате чего свойства воздушного потока изменяются, или, как принято говорить, происходит трансформация воздушного потока. Эти изменения начинаются снизу, постепенно распространяются вверх и при прочих равных условиях зависят от длины пути, проходимого воздушным потоком над водоемом. Вследствие трансформации воздуха вдоль его пути происходит изменение скорости испарения.

Большей частью упругость водяного пара в воздухе над сушей меньше, чем над водоемом, и при прохождении воздушного потока над водоемом происходит постепенное увеличение влагосодержания воздуха, и вертикальный градиент влажности уменьшается. Поэтому при неизменной температуре поверхности вдоль водоема (значит и E_1) и прочих равных условиях $d_1 = E_1 - e$, а следовательно, и скорость испарения должны убывать по мере удаления от берега. Как показывают теоретические исследования, подтвержденные наблюдениями в прибрежной зоне водоемов, увеличение влажности происходит особенно быстро на начальном участке пути. Чем выше температура поверхности воды и меньше упругость пара в воздухе над берегом, тем больше $d_1 = E_1 - e$, больше скорость испарения в прибрежной зоне и тем быстрее возрастает упругость пара в воздухе вдоль его пути над водоемом. Изменение влажности воздуха должно также зависеть от интенсивности вертикального переноса пара, а следовательно, и от шероховатости поверхности, скорости ветра и вертикального температурного градиента. Но все эти факторы также меняются при переходе воздушного потока с берега на водоем.

Вследствие того, что шероховатость поверхности воды меньше, чем естественных поверхностей суши, при переходе с берега на водоем скорость ветра возрастает и особенно сильно у берега. По расчетам М. П. Тимофеева, только за счет уменьшения шероховатости скорость ветра может возрасти даже на 50—60% (в среднем на 15—20%). Возрастание скорости ветра должно при прочих неизменных условиях увеличить скорость испарения. Но изменение скорости воздушного потока, как и изменение его влагосодержания, также зависит от стратификации приводного слоя. М. П. Тимофеев показал, что в результате

изменения температурного градиента ветер может и в два раза усиливаться (при неустойчивой стратификации) и даже немного уменьшиться (при инверсиях). Температурный же градиент в приземном слое при переходе воздушного потока с берега на водоем может меняться по-разному в зависимости от соотношения между температурой воздуха над берегом и температурой поверхности водоема: если вода теплее, то состояние приводного слоя неустойчивое, если холоднее — устойчивое. Это соотношение может меняться от дня к ночи и от лета к зиме. Отсюда следует, что влияние размеров водоема на скорость испарения в разное время суток и года может быть различным.

Таким образом, изменения свойств воздушного потока при его прохождении над водоемом очень сложны, многообразны и могут по-разному влиять на скорость испарения. Чисто эмпирические исследования выявляют лишь суммарный эффект действия многих факторов при некоторых частных условиях и не позволяют оценить роль каждого из них в отдельности. Лишь применение теории турбулентного переноса тепла, влаги и количества движения, а также уравнения теплового баланса водоемов для расчетов трансформации воздушного потока позволило это сделать.

Наиболее существенные достижения в этом направлении были получены в фундаментальных теоретических исследованиях Д. Л. Лайхтмана и развиты в применении к ограниченным водоемам М. П. Тимофеевым.

Теоретические исследования показали, что изменения ветра при прохождении воздушного потока над водоемом создаются в сравнительно небольшой прибрежной зоне. Так, при равновесных условиях в приводном слое существенные изменения скорости ветра и его вертикального градиента под влиянием изменения шероховатости происходят лишь в первых 500 м от берега, особенно в первых 100 м. Уже на расстоянии 500 м от берега вертикальный профиль ветра в слое 0—2 м становится логарифмическим. Это подтверждается и наблюдениями на водоемах, в частности А. Р. Константинова на оз. Валдай.

Изменения влажности воздуха вдоль его пути над водоемом простираются на гораздо большие расстояния. Так, по теоретическим расчетам М. П. Тимофеева, наиболее сильные изменения влагосодержания в слое 0—2 м происходят в зоне от 1—2 до 10 км от берега в зависимости от коэффициента турбулентности. Дальнейшее возрастание влажности происходит

все медленнее и постепенно влажность воздуха асимптотически приближается к величине, соответствующей равновесию между потоком пара, поступающего на данный уровень от поверхности воды, и оттоком его вверх. Лишь при некоторых частных условиях за счет испарения с поверхности воды в приводном слое достигается насыщение и образуется туман.

Исходя из полученных результатов, М. П. Тимофеев предлагает все водоемы разбить на три группы.

1. *Малые водоемы* (диаметром $x < 1$ км). На таких водоемах по пути воздушного потока происходит изменение всех метеоэлементов, и скорость испарения особенно сильно и по-разному может изменяться с увеличением их размеров. На малых водоемах очень большую роль играет горизонтальный перенос пара.

2. *Ограниченные водоемы* ($1 \text{ км} < x < 100 \text{ км}$).

Это озера, водохранилища. На таких водоемах можно пренебречь зоной трансформации ветра, но следует считаться с возрастанием влагосодержания по пути воздушного потока. С увеличением размеров таких водоемов все меньшую роль играет горизонтальный перенос пара, и скорость испарения уменьшается.

3. *Неограниченные водоемы* ($x > 100 \text{ км}$).

Это моря, океаны. Они настолько большой протяженности, что можно пренебречь зоной трансформации не только ветра, но и влагосодержания, и при неизменной по горизонтали температуре поверхности воды скорость испарения не зависит от их размеров. Перенос пара здесь происходит только по вертикали.

Такая классификация конечно условна; кроме того, надо иметь в виду, что разделение на ограниченные и малые водоемы можно произвести, если размеры водоема по разным направлениям одинаковы. Вытянутый в каком-либо направлении водоем при ветре, дующем в этом направлении, является ограниченным, а при перпендикулярном направлении ветра, соответствующем малой оси водоема, может быть и малым.

Из всего изложенного вытекает, что даже при одинаковой скорости ветра на берегу и температуре воды в испарителе и водоемах данные испарителей не характеризуют испарения с поверхности не только морей и ограниченных водоемов, но даже и малых водоемов. Поэтому в настоящее

время пользуются расчетными формулами. Коэффициенты этих формул получены или теоретическим путем, или по некоторым эмпирическим данным.

§ 4. Вертикальное распределение водяного пара в приземном (приводном) слое и расчет скорости испарения как вертикального турбулентного потока водяного пара

Над неограниченными водоемами при постоянстве по горизонтали температуры их поверхности не происходит горизонтального переноса водяного пара. Поэтому, если в приводном слое нет фазовых переходов воды (нет образования или испарения тумана), то содержание пара в этом слое может изменяться лишь за счет вертикального турбулентного обмена с поверхностью. Это же справедливо и для приземного слоя над обширной однородной поверхностью суши.

Наблюдения над суточным ходом влажности воздуха в приземном (приводном) слое атмосферы показывают, что изменение содержания пара в единицу времени в вертикальном столбе атмосферы с единичным основанием и высотой, соответствующей высоте приземного слоя атмосферы, очень мало по сравнению с вертикальными турбулентными потоками пара, наблюдающимися в приземном слое: $\Delta Q_w \ll Q_w$. Это значит, что основная масса пара переносится вверх — выше приземного слоя, и, следовательно, при отсутствии горизонтальных градиентов влажности и фазовых переходов в приземном слое вертикальный турбулентный поток пара в этом слое практически не меняется с высотой. Таким образом, над обширными однородными поверхностями водоемов и суши для приземного слоя характерно постоянство по вертикали не только турбулентных потоков тепла, но и потоков пара.

Рассмотрим следствия, вытекающие из этого обстоятельства.

1. Из формулы для вертикального турбулентного потока водяного пара

$$Q_w = -k_p \frac{dq}{dz},$$

где q — содержание пара в 1 г воздуха, т. е. удельная влажность ($q = 0,622 \frac{e}{p}$ г/г), следует, что при постоянстве Q_w по вертикали вследствие возрастания коэффициента турбулент-

ности k с высотой в приземном слое атмосферы вертикальный градиент удельной влажности $\left(-\frac{dq}{dz}\right)$ или пропорциональный ему градиент упругости пара $\left(-\frac{de}{dz}\right)$ убывает с высотой. Действительно, наблюдения в приземном (приводном) слое атмосферы всегда показывают, что наибольшие изменения упругости пара по вертикали наблюдаются вблизи земной поверхности, и по мере удаления от поверхности упругость пара меняется все медленнее и медленнее.

Изменение влажности с высотой в приземном слое определяется характером возрастания коэффициента турбулентности с высотой $k = k_1 f(z)$: чем быстрее растет коэффициент турбулентности, тем быстрее убывает градиент влажности, и влажность воздуха медленнее меняется по вертикали.

Если в выражении для вертикального турбулентного потока пара, подставив $k = k_1 f(z)$, разделить переменные q и z , то, учитывая независимость Q_w , k_1 и ρ от высоты, получим

$$\frac{Q_w}{k_1 \rho} \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{f(z)} = - \int_{q_1}^{q_2} dq = q_1 - q_2.$$

Как уже рассматривалось в предыдущей главе, интеграл $\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{f(z)}$ зависит от вида функции $f(z)$, характеризующей изменение коэффициента турбулентности с высотой, и им же определяется и разность удельной влажности воздуха на двух уровнях в пределах приземного слоя атмосферы.

Если принять, что коэффициент турбулентности в приземном слое линейно растет с высотой, $f(z) = \frac{z}{z'}$, где $z' = 1$ м, то

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{f(z)} = z' (\ln z_2 - \ln z_1)$$

и

$$\frac{Q_w z'}{k_1 \rho} (\ln z_2 - \ln z_1) = q_1 - q_2.$$

Следовательно, при допущении линейного возрастания коэффициента турбулентности с высотой в приземном (приводном) слое атмосферы должен наблюдаться логарифмический вертикальный профиль не только ветра и температуры, но и влажности воздуха, т. е. общий механизм вертикального переноса приводит к одинаковой закономерности вертикального распределения метеоэлементов.

Многочисленные наблюдения над вертикальным распределением влажности воздуха в приводном слое атмосферы над морями, океанами и большими ограниченными водоемами суши, где главную роль играют динамические факторы турбулентности, подтвердили справедливость этого закона. Заметные отклонения вертикального распределения влажности от логарифмического наблюдаются над сушей при существенных отклонениях термического состояния приземного слоя от равновесного. При сильно неустойчивом состоянии, т. е. более сильном перемешивании, влажность воздуха убывает с высотой медленнее, а при инверсионном состоянии быстрее, чем по логарифмическому закону.

2. Из постоянства вертикального турбулентного потока пара в приземном (приводном) слое следует также, что величина этого потока Q_w должна равняться количеству пара, поступающего в атмосферу от единицы поверхности или конденсирующего на этой поверхности в единицу времени, т. е. скорости испарения W

$$W = Q_w = -k_p \frac{dq}{dz}.$$

Таким образом, в случае неограниченных водоемов или однородной обширной поверхности суши можно вычислить скорость испарения как вертикальный турбулентный поток пара по данным градиентных измерений. При таком методе определения скорости испарения состояние поверхности, ее увлажнение сказывается лишь на непосредственно измеряемой разности влажностей воздуха на двух уровнях ($q_1 - q_2$).

Как следует из предыдущего,

$$W = Q_w = k_1 \rho \frac{q_1 - q_2}{\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{f(z)}},$$

и для вычисления скорости испарения необходимо найти коэффициент турбулентности на единичном уровне, удельную влажность на двух уровнях и, кроме того, принять тот или иной вид $f(z)$. Если допустить линейное изменение коэффициента турбулентности с высотой, тогда

$$W = \frac{k_1 \rho}{z'} \frac{q_1 - q_2}{\ln \frac{z_2}{z_1}}.$$

Удельная влажность воздуха непосредственно не измеряется, а вычисляется по упругости пара e и атмосферному давлению p . Изменением атмосферного давления и плотности воздуха ρ с высотой в приземном слое можно пренебречь. Подставив $\rho = 1,29 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$, $p = 1000 \text{ мб}$, $z' = 1 \text{ м} = 100 \text{ см}$ и k_1 в $\text{см}^2/\text{сек}$, получим

$$\begin{aligned} W &= \frac{k_1}{100} 1,29 \cdot 10^{-3} \cdot 0,622 \cdot 10^{-3} \frac{e_1 - e_2}{\ln \frac{z_2}{z_1}} = \\ &= 0,8 \cdot 10^{-8} k_1 \frac{\Delta e}{\ln \frac{z_2}{z_1}} \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек}. \end{aligned}$$

Если подставить k_1 в $\text{м}^2/\text{сек}$, то, так как $1 \text{ м}^2/\text{сек} = 10^4 \text{ см}^2/\text{сек}$,

$$\begin{aligned} W &= 0,8 \cdot 10^{-4} k_1 \frac{\Delta e}{\ln \frac{z_2}{z_1}} \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек} = \\ &= 4,8 \cdot 10^{-3} k_1 \frac{\Delta e}{\ln \frac{z_2}{z_1}} \text{ г/см}^2 \cdot \text{мин}. \end{aligned}$$

При стандартных уровнях измерений $\left(\ln \frac{z_2}{z_1} = 1,38 \right)$

$$W = 3,5 \cdot 10^{-3} k_1 \Delta e \text{ г/см}^2 \cdot \text{мин} = 3,5 \cdot 10^{-2} k_1 \Delta e \text{ мм/мин}. \quad (15)$$

Расход тепла на испарение найдем, умножив количество испарившейся воды W на скрытую теплоту испарения L .

Пренебрегая влиянием температуры на теплоту испарения и принимая

$$L = 600 \text{ кал/г} = 60 \text{ кал/мм, получаем}$$

$$LW = 2,1 k_1 \Delta e \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин.}$$

Пример. Если $k_1 = 0,2 \text{ м}^2/\text{сек}$, $e_1 = 10,5 \text{ мб}$, $e_2 = 10,0 \text{ мб}$, то $W = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ мм/мин}$, а $LW = 0,21 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$.

Такой метод расчета скорости испарения по данным градиентных измерений используется на сети станций СССР в тех случаях, когда нельзя пользоваться методом теплового баланса. При наличии измерений радиационного баланса поверхности почвы и данных о потоке тепла в почву скорость испарения с поверхности почвы может быть вычислена по формуле

$$W = \frac{R - B}{L \left(1 + 0,64 \frac{\Delta T}{\Delta e} \right)} \text{ г/см}^2 \cdot \text{мин.} \quad (16)$$

Вывод ее изложен в § 8 данной главы. Этот метод теплового баланса применим лишь для дневных условий при $R - B \geq 0,1 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$, $\Delta T \geq 0,1^\circ$ и $\Delta e \geq 0,1 \text{ мб}$.

При учете влияния стратификации приземного слоя на изменение коэффициента турбулентности с высотой по Д. Л. Лайхтману скорость испарения выражается формулой

$$W = 4,8 \cdot 10^{-3} \varepsilon k_1 \frac{\Delta e}{z_2^* - z_1^*} \text{ г/см}^2 \cdot \text{мин.} \quad (17)$$

Определение скорости испарения по номограмме А. С. Мони́на и А. Б. Казанского (рис. 4) аналогично методике расчета величины теплоотдачи деятельной поверхности в атмосферу, описанной в гл. II, § 2. Скорость испарения в общем виде можно выразить как

$$W = \psi v \Delta q = \frac{0,622}{p} \psi v \Delta e, \quad (18)$$

где Δe — разность упругостей пара, измеренных на стандартных уровнях (0,5 и 2 м);

v — скорость ветра на высоте 1 м;

ψ — функция, характеризующая интенсивность турбулентного обмена в зависимости от шероховатости поверхности (z_0) и температурной стратификации приземного слоя.

Естественно, что при одинаковых z_0 и $\frac{\Delta T}{v^2}$ значения ϕ и ψ отличаются лишь постоянным множителем. Поэтому методика определения ψ по номограмме точно такая же, как и для нахождения величины ϕ . Вертикальная шкала значений ψ дана рядом со шкалой для ϕ , причем ψ выражено в таких единицах, чтобы, подставив в формулу Δe в мб, v в м/сек, получить W в г/см²·час.

При термическом состоянии приземного слоя атмосферы, не резко отличающемся от равновесного, все указанные методы дают близкие величины скорости испарения.

Для получения суточной суммы испарения необходимо по данным срочных градиентных измерений построить кривую суточного хода скорости испарения и затем графическим методом произвести суммирование.

Поскольку проведение градиентных измерений на море затруднительно, все эти методы сравнительно редко используются для расчетов испарения с поверхности морей и океанов.

На суше метод градиентных наблюдений стал сетевым и его применяют наряду с методом теплового баланса для изучения суточного хода и получения суточных сумм испарения с поверхности сельскохозяйственных полей.

§ 5. Расчет испарения с поверхности неограниченных водоемов по данным судовых гидрометеорологических наблюдений

При расчетах испарения с поверхности неограниченных водоемов (морей и океанов) наиболее удобны формулы, использующие данные судовых гидрометеорологических наблюдений. Для получения формулы такого типа необходимо ограничиться только одним уровнем измерения влажности воздуха в приводном слое, а нижний уровень измерения перенести к самой поверхности воды, аналогично тому, как это было сделано при получении формулы для расчета теплоотдачи поверхности моря в атмосферу (гл. II; § 3).

Тогда, в соответствии с предыдущим параграфом,

$$\frac{W}{k_1 \rho} \int_0^z \frac{dz}{f(z)} = - \int_{q_0}^q dq = q_0 - q_1,$$

или

$$W = k_1 \rho \frac{q_0 - q}{z \int_0^z \frac{dz}{f(z)}},$$

где q_0 — удельная влажность воздуха непосредственно у поверхности воды; q — удельная влажность воздуха на некоторой высоте z над поверхностью (на уровне судовых измерений). Но у самой поверхности воды пар находится в состоянии насыщения и $q_0 = 0,622 \frac{E_1}{p}$, где E_1 — упругость насыщения при данной температуре поверхности воды. Заменяя $q = 0,622 \frac{e}{p}$ и приняв $p = 1000$ мб, получим

$$W = 0,622 \cdot 10^{-3} \rho \frac{k_1}{z \int_0^z \frac{dz}{f(z)}} (E_1 - e).$$

Таким образом, мы получили формулу испарения, аналогичную формуле Дальтона. Из нее видно, что даже для неограниченных водоемов коэффициент A в формуле Дальтона достаточно сложная величина:

$$A = 0,622 \cdot 10^{-3} \rho \frac{k_1}{z \int_0^z \frac{dz}{f(z)}}.$$

Он зависит от коэффициента турбулентности k_1 , а следовательно, от скорости ветра, шероховатости поверхности, термической устойчивости приводного слоя, а также от уровня измерений и от изменения коэффициента турбулентности с высотой.

Обозначим, как и в гл. II, § 3, величину, характеризующую интенсивность турбулентного перемешивания в слое от поверхности до уровня z ,

$$\frac{k_1}{z \int_0^z \frac{dz}{f(z)}} = D_z,$$

тогда

$$W = 0,622 \cdot 10^{-3} \rho D_z (E_1 - e).$$

Поскольку на океанах основные факторы турбулентности динамические, удобно получить формулу в таком виде, чтобы в нее вошла измеряемая на кораблях скорость ветра. Произведя, как и в гл. II, § 3, замену $\rho D_z = a_z v$, получим

$$W = 0,622 \cdot 10^{-3} a_z v (E_1 - e),$$

где a_z — та же величина, что и в формуле для расчета теплоотдачи поверхности моря в атмосферу (P).

Таким образом, скорость испарения с поверхности морей и океанов прямо пропорциональна скорости ветра и дефициту влажности, рассчитанному по температуре поверхности воды.

Влияние шероховатости поверхности, термической устойчивости приводного слоя на скорость испарения учитывается величиной a_z и было рассмотрено в предыдущей главе.

Применение такой формулы возможно и для расчета испарения с неограниченной поверхности суши, покрытой снегом или сильно увлажненной, когда непосредственно у поверхности создается слой с насыщенным паром.

Так как на океанах практически отсутствует суточный ход коэффициента турбулентности и температуры поверхности воды, то скорость испарения в течение суток не меняется, если не происходит неперiodического изменения ветра и влажности воздуха при смене воздушных масс. Поэтому суточную сумму испарения можно найти, умножив скорость испарения (в $г/см^2 \cdot сек$) на число секунд в сутках. Принимая, в соответствии с результатами ГГО, среднее для всего Мирового океана значение a_z для уровня судовых измерений равным $2,5 \cdot 10^{-6} г/см^3$, можно рассчитать суточную сумму испарения по формуле

$$W = 1,34 \cdot 10^{-2} v (E_1 - e) г/см^2 \cdot сутки,$$

или

$$W = 0,134 v (E_1 - e) мм/сутки,$$

где v и e — соответственно средние суточные (месячные) скорость ветра (в $м/сек$), упругость водяного пара (в $мм$) на уровне судовых измерений. E_1 определяют по таблицам максимальной упругости пара по средней температуре поверхности воды.

Пример. Если средняя скорость ветра $v = 5$ м/сек, температура поверхности воды $t_1 = 10,0^\circ$ ($E_1 = 12,3$ мб), а упругость водяного пара в воздухе $e = 10,3$ мб, то суточная сумма испарения

$$W = 0,0134 \cdot 5 \quad (12,3 - 10,3) = 0,134 \text{ г/см}^2 \cdot \text{сутки} = 1,34 \text{ мм/сутки}.$$

Расход тепла на испарение составит

$$LW = 600 \text{ кал/г} \cdot 0,134 \text{ г/см}^2 \cdot \text{сутки} = 80 \text{ кал/см} \cdot \text{сутки}.$$

Для получения месячной суммы испарения при таких средних месячных значениях v , t_1 и e необходимо суточную сумму умножить на число дней в сутках. По этой формуле были рассчитаны месячные суммы испарения в различных районах Мирового океана и построены карты океанического испарения, приведенные в Атласе теплового баланса, составленном Главной геофизической обсерваторией.

§ 6. Расчет испарения с поверхности ограниченных и малых водоемов

1. При изучении закономерностей испарения с поверхности ограниченных водоемов необходимо учитывать не только вертикальный турбулентный перенос пара, но и упорядоченный горизонтальный перенос.

Пользуясь теоретической схемой трансформации воздушного потока, проходящего над водоемом, предложенной Д. Л. Лайхтманом и детализированной для случаев ограниченных водоемов М. П. Тимофеевым, можно, зная начальную упругость пара в воздухе над берегом, скорость ветра, температуру водоема и шероховатость поверхности водоема и берега, рассчитать, как изменяется скорость испарения по мере удаления от берега. Эта схема может быть использована не только для оценки испарения с поверхности существующих водоемов, но и при проектировании новых: температура поверхности воды заранее рассчитывается по температуре воздуха и радиационному балансу на берегу и предполагаемой глубине водоема.

Произведенные Д. Л. Лайхтманом и М. П. Тимофеевым расчеты показали, что при равновесном состоянии приводного слоя атмосферы и средних значениях параметра шероховатости, встречающихся на ограниченных водоемах ($z_0 = 10^{-1} - 10^{-2}$ см), с увеличением расстояния от берега от 100 м до 100 км скорость испарения должна уменьшаться в среднем на 60—40%. При больших шероховатостях и неустойчивом состоянии приводного слоя, т. е. при большом

коэффициенте турбулентности, убывание скорости испарения с увеличением расстояния от берега происходит быстрее, чем при ослабленной турбулентности.

Исследования тех же авторов показали, что скорость испарения на различных расстояниях от берега можно выразить формулой, по виду совершенно аналогичной формуле испарения с поверхности неограниченных водоемов:

$$W = 0,622 \cdot 10^{-3} a_z v (E_1 - e),$$

где v — скорость ветра над водоемом;

E_1 — упругость насыщения при данной температуре поверхности воды;

e — упругость пара над водоемом (на данном расстоянии от берега).

Следовательно, здесь $d_1 = E_1 - e$ характеризует условия над водоемом на данном расстоянии от берега. Величина a_z , как и в случае неограниченных водоемов, зависит от шероховатости поверхности, стратификации приводного слоя, уровня измерений, но, кроме того, еще и от расстояния от берега x . Однако заметная зависимость a_z от удаленности от берега получается лишь для сравнительно небольших расстояний. Например, по расчетам Т. А. Огневой для оз. Севан, при $x = 700$ м влияние адвекции на величину a_z составляет менее 5% от влияния вертикального турбулентного обмена. Поэтому для ограниченных водоемов зависимость a_z от расстояния можно пренебречь. Таким образом, для ограниченных водоемов уменьшение скорости испарения при удалении от берега характеризуется соответствующим уменьшением $d_1 = E_1 - e$ в связи с увеличением e . Это значит, что если при расчете среднего испарения с поверхности ограниченных водоемов использовать d_1 , соответствующее среднему его значению над водоемом, отпадает необходимость в явном учете адвекции пара.

В работах М. П. Тимофеева подробно исследуется влияние шероховатости поверхности и стратификации приводного слоя над водоемом на величину a_z . В § 3, гл. II уже были приведены численные характеристики этой величины и ее годовой ход на примере оз. Малый Севан.

2. Над малыми водоемами происходит особенно значительное изменение свойств воздушного потока вдоль его пути над поверхностью воды. При этом в узкой прибрежной зоне изменение разных метеозлементов иногда может иметь противоположное влияние на скорость испарения, например,

происходит увеличение влагосодержания воздуха и усиление ветра. Кроме того, на таких водоемах, особенно при небольших их размерах, играет роль не только упорядоченный горизонтальный перенос пара в направлении воздушного потока, но и горизонтальная турбулентная диффузия, которую трудно учесть.

На испарение с поверхности малых водоемов особенно сильно влияют и местные условия: температура и влажность воздуха над берегом и шероховатость поверхности берега.

В теоретических схемах трансформации воздушного потока над водной поверхностью не рассматривается еще один фактор, который может иметь значение для испарения с поверхности малых водоемов. Если состояние приводного слоя равновесное и изменение скорости ветра происходит за счет различия в шероховатости берега и поверхности водоема, то при большом контрасте шероховатостей ветер над водоемом резко усиливается, и в прибрежной полосе возникают упорядоченные нисходящие движения воздуха, компенсирующие убыль массы воздуха вниз. При этом сверху к поверхности водоема приходит воздух с меньшим влагосодержанием.

Проведенные на Валдайском озере наблюдения над уравновешенными шарами-пилотами, увлекаемыми воздушными потоками, и одновременные наблюдения над метеорологическими элементами на разных расстояниях от берега обнаружили этот эффект. Анализируя результаты этих измерений, А. Р. Константинов пришел к выводу, что уменьшение влажности в прибрежной полосе за счет нисходящих движений даже превышает увеличение ее за счет притока пара от поверхности. По его данным получилось, что под действием этого эффекта, а также резкого усиления ветра по мере удаления от берега происходит не уменьшение скорости испарения, а возрастание, особенно значительное на первых 100 м и продолжающееся до расстояния 400—500 м; при дальнейшем увеличении расстояния имеет место уже обычное уменьшение скорости испарения вследствие увеличения влагосодержания воздуха за счет притока пара от поверхности водоема. Однако эти результаты нельзя обобщать на любые малые водоемы, так как они были получены в условиях очень резкого контраста шероховатости на берегу и водоеме: берег покрыт редким кустарником ($z_0 = 10$ см), и для зоны достаточного увлажнения, где влажность воздуха над сушей сравнительно мало отличается от влажности над водоемом,

Все изложенное показывает, что вопрос о влиянии размеров малых водоемов на скорость испарения чрезвычайно сложный. Даже при получении теоретической формулы, учитывающей действие всех факторов, ее практическое применение было бы крайне затруднительным из-за большого количества этих факторов и их временной и пространственной изменчивости.

Поэтому в настоящее время для расчета испарения с поверхности малых водоемов пользуются эмпирическими формулами типа формулы Дальтона. Значение коэффициента A , зависимость его от скорости ветра получают по данным измерений суточных сумм испарения с поверхности испарительных бассейнов; сопоставляя эти суммы с основными факторами: $d_1 = E_1 - e$ и скоростью ветра v , графическим способом получают корреляционную связь $\frac{W}{E_1 - e}$ с среднесуточной скоростью ветра v . Большинство авторов, использовавших результаты измерений испарения с помощью испарительных бассейнов, а не наземных испарителей, обнаружило линейную зависимость сумм испарения от скорости ветра вида

$$W = B (1 + C \cdot v) (E_1 - e).$$

Однако разные авторы получили несколько различные значения эмпирических коэффициентов B и C . Это объясняется различными климатическими условиями, в которых находились испарительные бассейны, различием в сезонах года, для которых получены формулы, а также размеров бассейнов. Кроме того, известную роль могла сыграть и разная методика измерений скорости ветра и упругости пара в воздухе и различие в уровне измерений этих метеоэлементов.

В 1949 г. Б. Д. Зайков на основании статистической обработки материалов наблюдений на ряде испарительных бассейнов в СССР и за рубежом за безледоставный период получил формулу для расчета суточных сумм испарения

$$W = 0,15 (1 + 0,72 v_{2,0}) (E_1 - e_{2,0}) \text{ мм/сутки},$$

где $v_{2,0}$ и $e_{2,0}$ — среднесуточные скорость ветра (в м/сек) и упругость пара (в мб) над водоемом на уровне 2 м над его поверхностью. Значение E_1 определяется по средней суточной температуре поверхности воды.

Позднее в 1954 г. А. П. Браславский и З. А. Викулина таким же методом получили аналогичную зависимость, но дающую несколько меньшие суммы испарения,

$$W = 0,13 (1 + 0,72 v_{2,0}) (E_1 - e_{2,0}) \text{ мм/сутки.}$$

Это обусловлено тем, что Б. Д. Зайков использовал результаты измерений на испарительных бассейнах, расположенных преимущественно в зоне недостаточного увлажнения, а А. П. Браславский и З. А. Викулина обработали, кроме того, и данные испарительных бассейнов, установленных позднее (с 1949г.) в районах с избыточным увлажнением. Сравнение вычисленных по их формуле суточных сумм испарения с измеренными, проведенное последними авторами, показало, что средняя ошибка составляет 13,5% и в 75% случаев не превышает 8—10%. Максимальные ошибки достигают 25—30%, они относятся к засушливым районам и имеют отрицательный знак.

Эти обе формулы сейчас широко используются гидрологами для расчета испарения с поверхности малых водоемов в безледоставный период.

Ряд гидрологов, исследовавших испарение с незамерзающих искусственных водоемов в холодное время года, получил множитель перед $E_1 - e$ (при данной скорости ветра) в 1,5—2 раза больший, чем для безледоставного периода.

Это объясняется существенным влиянием неустойчивого состояния приводного слоя в это время года на интенсивность турбулентного перемешивания.

Во всех эмпирических формулах множитель, учитывающий влияние ветра, имеет вид двучлена, и при штиле ($v = 0$) расчеты по ним дают еще достаточно большое испарение, наблюдения же в лабораторных и естественных условиях показывают, что при переносе пара молекулярной диффузией испарение составляет ничтожную величину от испарения при ветре. Большинство авторов полагает, что двучленный вид зависимости от скорости ветра связан с тем, что, как известно, имеющиеся приборы (анемометры) при малых скоростях ветрах дают большую ошибку.

§ 7. Испарение с поверхности снега

Если снежный покров покрывает обширные однородные пространства, то для расчетов испарения с его поверхности

можно применять формулу такого же вида, как и для расчета испарения с поверхности больших водоемов

$$W = \frac{0,622}{p} \cdot a_z v (E_{1л} - e),$$

где $E_{1л}$ — упругость насыщенного пара над льдом при данной температуре поверхности снега. Так как зимой величины d_1 малы, то и скорость испарения с поверхности снега мала.

Наиболее подробные исследования испарения с поверхности снега были проведены в ГГИ П. П. Кузьминым. Согласно этим исследованиям, влияние термической устойчивости приземного слоя над снегом на величину a_z незначительно и при скорости ветра большей, чем 2 м/сек, им можно пренебречь.

П. П. Кузьмин приводит для равновесного состояния в приземном слое значения $\frac{0,622}{p} a_z$, соответствующие разным параметрам шероховатости z_0 для двух уровней измерений скорости ветра (в м/сек): $z = 2$ м и $z = 10$ м — высота флюгера (табл. 3). При подстановке в формулу для расчета испарения этих величин и $E_{1л} - e$ (в мб) получим скорость испарения с поверхности снега в мм/час.

Таблица 3

Значения $\frac{0,622}{p} a_z$ для разных значений шероховатости

z_0 (см)	0,05	0,25	0,60
$\frac{0,622}{p} a_z$	0,0061	0,0092	0,0123
$\frac{0,622}{p} a_{10}$	0,0051	0,077	0,0103

Для районов с устойчивым снежным покровом высотой более 20 см П. П. Кузьмин рекомендует использовать значение $z_0 = 0,05$ см, при пятнистом снеге и неустойчивом снежном покрове $z_0 = 0,25$ см, а при наличии над снегом стерни или стеблей $z_0 = 0,60$ см. Сопоставление результатов непосредственных измерений скорости испарения (в мм/час),

произведенных в разных районах с помощью испарителей, с соответствующими значениями $E_1 - e$ и v подтвердило линейную связь $\frac{W}{E_1 - e}$ с v , но для каждого из районов

можно было провести свою отдельную прямую. Это объясняется не только различием в шероховатости поверхности снежного покрова в разных районах, но и различием в методике измерений и ее неточностью. Большинство эмпирических точек располагалось между двумя прямыми, соответствующими значениям $z_0 = 0,05$ см и $z_0 = 0,25$ см.

Многочисленные измерения показали также, что при одинаковых значениях упругости пара в воздухе e и скорости ветра v скорость испарения с поверхности льда в среднем в 3 раза, а в отдельных случаях даже в 5 раз превышала испарение с поверхности снега. По расчетам П. П. Кузьмина такие результаты можно полностью объяснить различием в температуре поверхности льда и снега. Снежный покров, как менее плотная среда, обладает гораздо меньшей теплопроводностью, чем лед, и в период, когда температура с глубиной возрастает, приток тепла из глубины к поверхности снега меньше, чем у льда. Поэтому и температура поверхности снега, а значит и $d_{1л}$ меньше, чем у льда.

Влиянием плотности снежного покрова на температур его поверхности П. П. Кузьмин объясняет и тот, полученный из наблюдений результат, что испарение с поверхности старого плотного снега больше, чем у рыхлого свежевывапавшего.

В период снеготаяния часто наблюдается не испарение, а конденсация пара на поверхности снега. Это объясняется тем, что интенсивное снеготаяние в большинстве районов начинается за счет адвекции теплых и влажных воздушных масс с положительной температурой. В этом случае упругость пара, содержащегося в воздухе e , может оказаться большей, чем упругость насыщенного пара при температуре 0° ($E_1 = 6,11$ мб).

В соответствии со сказанным в § 2, равновесие пара над тающим снегом (льдом) будет достигнуто при относительной влажности воздуха

$$r_p = \frac{E_1}{E} \cdot 100\% = \frac{6,11}{E} \cdot 100\%.$$

Чем выше температура приходящих на снежную поверхность теплых воздушных масс t , тем больше E и тем при

меньшей относительной влажности воздуха достигается равновесное состояние. Если $r > r_p$, то на поверхности тающего снега будет происходить конденсация пара. Например, если снеготаяние происходит при температуре воздуха $t = 5^\circ$ ($E = 8,7$ мб), то

$$r_p = \frac{6,1}{8,7} \cdot 100\% = 70\%.$$

В период снеготаяния при адвекции теплого и влажного воздуха, особенно океанического происхождения, относительная влажность воздуха большей частью превышает 70 и даже 80%.

§ 8. Использование уравнения теплового баланса деятельного слоя для расчета испарения, характеристик турбулентности в приземном слое атмосферы и испаряемости

1. В уравнении теплового баланса деятельного слоя

$$R = LW + P + B,$$

где R — радиационный баланс; LW — расход тепла на испарение; P — теплоотдача поверхности в атмосферу; B — поток тепла в почве (воде); два члена уравнения LW и P тесно связаны между собой, так как теплообмен и влагообмен поверхности с атмосферой осуществляется одинаковым механизмом — путем турбулентного перемешивания. Соотношение между вертикальными турбулентными потоками тепла и водяного пара пропорционально отношению вертикальных градиентов температуры и упругости пара. В самом деле

$$P = -k_p c_p \frac{dT}{dz}, \quad W = -\frac{0,622}{p} k_p \frac{de}{dz},$$

откуда, сократив k , получим

$$\frac{P}{LW} = \frac{c_p \cdot p}{L \cdot 0,622} \frac{\frac{dT}{dz}}{\frac{de}{dz}}.$$

При любом законе изменения коэффициента турбулентности с высотой отношение производных $\frac{dT}{dz}$ и $\frac{de}{dz}$ будет

равно отношению конечных разностей, и окончательно, приняв $p = 10^3$ мб, $L = 600$ кал/г и $c_p = 0,24$ кал/г·град, получим

$$\frac{P}{LW} = 0,64 \frac{\Delta T}{\Delta e},$$

где ΔT и Δe — разности температуры и упругости пара на двух общих уровнях измерения z_1 и z_2 в пределах приземного слоя.

Это соотношение между потоками тепла и влаги носит название соотношения Боуена. Оно может быть получено и в другом виде, более удобном для применения на водоемах.

Так как

$$P = a_z c_p v (T_1 - T) \text{ и } W = \frac{0,622}{p} a_z v (E_1 - e),$$

то

$$\frac{P}{LW} = \frac{c_p \cdot p}{L \cdot 0,622} \frac{T_1 - T}{E_1 - e} = 0,64 \frac{T_1 - T}{E_1 - e}.$$

Используя соотношение Боуена в необходимом для данной конкретной задачи виде, можно, зная $\frac{\Delta T}{\Delta e}$ (или $\frac{T_1 - T}{E_1 - e}$), по одной из известных величин P или LW определить другую — неизвестную (LW или P).

Например, Б. Д. Зайков применяет соотношение Боуена для расчета теплоотдачи поверхности небольших водоемов в атмосферу, используя полученную им эмпирическую формулу для расчета испарения с поверхности таких водоемов

$$P = 0,64 \frac{T_1 - T}{E_1 - e} \cdot L \cdot 0,15 (1 + 0,72 v_{2,0}) (E_1 - e_{2,0})$$

или

$$P = 5,76 (1 + 0,72 v_{2,0}) (T_1 - T_{2,0}) \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сутки}.$$

Эта формула была ранее приведена в § 3, гл. II.

Следует, однако, указать, что в случае малых водоемов, где существенную роль играет адвекция воздуха с берега, в общем случае по-разному влияющая на горизонтальный перенос тепла и водяного пара, соотношение Боуена может быть и несправедливо.

Приведем некоторые примеры практического применения соотношения Боуена для расчета испарения и теплоотдачи поверхности в атмосферу.

А. Расчет скорости испарения и теплоотдачи поверхности почвы в атмосферу из уравнения ее теплового баланса.

Для этого рассмотрим уравнение теплового баланса поверхности почвы за короткий промежуток времени, например за 1 минуту, и заменим P через LW , пользуясь соотношением Боуена, в виде $P = 0,64 \frac{\Delta T}{\Delta e} LW$.

Тогда

$$R = LW + 0,64 \frac{\Delta T}{\Delta e} LW + B,$$

где R и B выражены в $\text{кал/см}^2 \cdot \text{мин}$, а W в $\text{г/см}^2 \cdot \text{мин}$.
Отсюда

$$W = \frac{R - B}{L \left(1 + 0,64 \frac{\Delta T}{\Delta e} \right)} \text{ г/см}^2 \cdot \text{мин}.$$

Аналогичным способом, заменив LW через P $\left(\frac{LW}{P} = 1,56 \frac{\Delta e}{\Delta T} \right)$, получим формулу для определения теплоотдачи поверхности в атмосферу

$$P = \frac{R - B}{1 + 1,56 \frac{\Delta e}{\Delta T}} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}.$$

Таким образом, измерив радиационный баланс (R $\text{кал/см}^2 \cdot \text{мин}$) и вычислив средний поток тепла в почве (B $\text{кал/см}^2 \cdot \text{мин}$), можно определить скорость испарения с поверхности почвы или ее теплоотдачу в атмосферу, не производя расчета коэффициента турбулентности по какой-либо из выбранных схем. Этот метод часто употребляется как контрольный при сравнении различных способов расчета потоков тепла и водяного пара. Трудности в его применении заключаются в том, что он требует дополнительных данных — измерения радиационного баланса, сведений об из-

менении во времени температуры почвы на разных глубинах и об ее теплофизических характеристиках.

Б. Вычисление месячных или годовых сумм испарения с поверхности водоемов из уравнения теплового баланса.

При применении аналогичного метода для расчета испарения с поверхности водоемов соотношение Боуена удобно

записать в виде $\frac{P}{LW} = 0,64 \frac{T_1 - T}{E_1 - e}$,

тогда

$$W = \frac{R - B}{L \left(1 + 0,64 \frac{T_1 - T}{E_1 - e} \right)}, \quad P = \frac{R - B}{\left(1 + 1,56 \frac{E_1 - e}{T_1 - T} \right)}.$$

Практическое использование этих формул во многих случаях является затруднительным, так как для определения величины B за какой-либо период времени нужны данные об изменении температуры воды во всем деятельном слое водоема, а также об адвекции тепла течениями.

Наиболее простым является применение уравнения теплового баланса для расчета средней многолетней годовой суммы испарения с поверхности замкнутого водоема. Замкнутый водоем не обменивается водами с другими водоемами и для всего водоема в целом за любой промежуток времени адвекция тепла равна нулю. Если же рассматривать тепловой баланс такого водоема в среднем многолетнем за год, то равно нулю и изменение его теплосодержания: за отдельные годы теплосодержание может изменяться, но в среднем многолетнем за год не происходит ни нагревания, ни охлаждения водоема. В этом случае уравнение теплового баланса упрощается, так как $B = 0$. Тогда

$$W = \frac{R}{1 + 0,64 \frac{T_1 - T}{E_1 - e}} \text{ г/см}^2 \cdot \text{год}.$$

При использовании этой формулы необходимо вместо T_1 , T и e подставить средние за год и осредненные по всей акватории водоема значения температуры поверхности воды, температуры воздуха и упругости пара, содержащегося в воздухе, а R выражать в $\text{кал/см}^2 \cdot \text{год}$.

Такой метод определения годовой суммы испарения с поверхности замкнутых водоемов довольно часто приме-

няется как контрольный. Например, он был применен Б. Д. Зайковым для расчета годового испарения с поверхности Аральского моря и В. С. Самойленко для Каспийского моря.

2. Уравнение теплового баланса поверхности почвы или водоемов может быть при определенных условиях использовано и для вычисления характеристик турбулентности в приземном (приводном) слое атмосферы.

А. Вычисление коэффициента турбулентности в приземном слое из уравнения теплового баланса поверхности почвы.

В данной задаче уравнение теплового баланса рассматривается для короткого периода — за 1 мин и теплоотдача поверхности почвы в атмосферу (P кал/см²·мин) и скорость испарения (W г/см²·мин) выражаются как вертикальные турбулентные потоки тепла и водяного пара в виде

$$P = 60 k_1 \rho c_p \frac{\Delta T}{\ln \frac{z_2}{z_1}}, \quad W = \frac{60 \cdot 0,622}{p} \cdot k_1 \rho \frac{\Delta e}{\ln \frac{z_2}{z_1}}.$$

Подставив эти выражения в уравнение теплового баланса поверхности почвы, получим после преобразования

$$k_1 = \frac{\ln \frac{z_2}{z_1}}{60 \rho c_p} \cdot \frac{R - B}{\Delta T + \frac{L \cdot 0,622}{p \cdot c_p} \Delta e} \quad \text{см}^2/\text{сек}.$$

Принимая $\rho = 1,29 \cdot 10^{-3}$ г/см³, $C_p = 0,24$ кал/г·град, $L = 600$ кал/г и $p = 1000$ мб (для станций, расположенных на небольших высотах над уровнем моря), для стандартных уровней измерений $z_1 = 0,5$ м и $z_2 = 2,0$ м находим

$$k_1 = 0,74 \frac{R - B}{\Delta T + 1,56 \Delta e} \quad \text{м}^2/\text{сек},$$

где R и B выражены в кал/см²·мин.

При давлении на станции, отличающемся от стандартного на ± 100 мб, коэффициенты, входящие в формулу, следует соответствующим образом изменить, учитывая также влияние изменения атмосферного давления и на плотность воздуха.

Такой метод определения коэффициента турбулентности, как уже указывалось в § 3, гл. I, применим лишь для дневных условий и при $R-B \geq 0,1 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$, $\Delta T \geq 0,1^\circ$ и $\Delta e \geq 0,1 \text{ мб}$.

Б. Вычисление среднегодовой величины a_z из уравнения теплового баланса замкнутого водоема.

Если рассматривать уравнение теплового баланса замкнутого водоема за год в среднем многолетнем, то $B = 0$, и уравнение теплового баланса упрощается:

$$R = LW + P.$$

Подставив в это уравнение значения W и P , выраженные через $E_1 - e$ и $T_1 - T$, получим

$$\frac{R}{n} = \left[a_z c_p \bar{v} (\bar{T}_1 - \bar{T}) + L \frac{0,622}{p} a_z \bar{v} (\bar{E}_1 - \bar{e}) \right],$$

где R — средняя многолетняя и осредненная по акватории годовая сумма радиационного баланса в $\text{кал/см}^2 \text{ год}$; n — число секунд в году, а $\bar{v}$, $\bar{T}_1$ и $\bar{T}$ — среднегодовые и осредненные по всей акватории значения скорости ветра, температуры поверхности воды и температуры воздуха; $\bar{E}_1$ определяется по $\bar{T}_1$. Отсюда

$$a_z = \frac{R}{n \bar{v} \left[c_p (\bar{T}_1 - \bar{T}) + L \frac{0,622}{p} (\bar{E}_1 - \bar{e}) \right]} \text{ г/см}^3.$$

По этой формуле, рассматривая весь Мировой океан как замкнутый водоем, М. И. Будыко и Л. А. Строкина получили для уровня судовых измерений среднее значение $a_z = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$. Л. А. Строкина для Балтийского моря получила среднегодовое значение $a_z = 2,9 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$. Балтийское море можно с известным приближением рассматривать как замкнутый водоем, так как обмен водами между Балтийским и Северным морями очень мал. Повышенное по сравнению с полученным для Мирового океана значение a_z объясняется тем, что на Балтийском море большую часть года состояние приводного слоя неустойчивое — вода теплее воздуха. Для Каспийского моря, где длительное время вода холоднее воздуха, приходящего с суши, В. С. Самойленко получил среднегодовое значение $a_z = 2,3 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$.

В § 3, гл. II были приведены среднегодовые значения a_z , полученные из уравнения теплового баланса оз. Севан.

3. Уравнение теплового баланса деятельной поверхности может быть использовано и для суждения о максимальном испарении с данной поверхности.

Если в предельном случае допустить, что теплообмен поверхности с глубинами B и с атмосферой P отсутствует и весь радиационный баланс целиком будет израсходован на испарение, то

$$R = LW_{\text{пред}} \text{ и } W_{\text{пред}} = \frac{R}{L}.$$

Максимальные дневные величины радиационного баланса редко превышают $1,0\text{--}1,5 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ и, следовательно, предельная скорость испарения

$$W_{\text{пред}} = \frac{1,5 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}}{600 \text{ кал/г}} = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2 \cdot \text{мин}.$$

Как известно, радиационный баланс даже увлажненной поверхности суши меньше, чем поверхности воды: альbedo растительного покрова больше, чем воды, температура его выше и, следовательно, больше и эффективное излучение. Поэтому предельные значения испарения с поверхности суши меньше, чем с поверхности воды.

На небольших орошаемых участках суши, а также небольших водоемах, расположенных в сухих и жарких районах, расход тепла на испарение может превышать радиационный баланс их поверхности, так как приток тепла из атмосферы P за счет адвекции теплого воздуха с окружающих сухих участков может быть достаточно велик и

$$W_{\text{пред}} = \frac{R + P}{L}.$$

Вопрос о максимальных величинах испарения имеет большое практическое значение при изучении водного режима искусственных водохранилищ, а также для оценки норм орошения. Избыточный полив вреден не только с точки зрения ненужного расхода дефицитной воды в районах, нуждающихся в орошении, он вызывает и засоление почв.

Величину максимально возможного испарения с поверхности суши в данной местности (при данных метеорологических условиях) принято называть испаряемостью. Очевидно,

испаряемость W_0 соответствует испарению с поверхности суши при неограниченных запасах воды в почве. В районах с избыточным увлажнением испарение $W = W_0$, а в сухих районах действительное испарение может быть значительно меньше испаряемости. Чем больше увлажнение почвы, тем меньше норма орошения и наоборот.

Наиболее физически обоснованным методом для определения испаряемости за данный промежуток времени является комплексный метод М. И. Будыко.

М. И. Будыко предложил рассчитывать величину испаряемости из уравнения теплового баланса влажной поверхности почвы, учитывая все его составляющие

$$R_{\text{вс}} = B_{\text{вс}} + LW_0 + P_{\text{вс}},$$

где $R_{\text{вс}}$ — радиационный баланс влажной поверхности суши в данном районе;

$B_{\text{вс}}$ — поток тепла между этой поверхностью и глубинами;

$P_{\text{вс}}$ — теплоотдача влажной поверхности в атмосферу.

Поскольку поверхность почвы предельно увлажнена, то испарение с нее, т. е. испаряемость W_0 , можно рассчитывать по формуле для испарения с поверхности водоемов

$$W_0 = a_z v \frac{0,622}{p} (E_1 - e),$$

где E_1 — упругость насыщения при данной температуре почвы T_1 ; эту температуру мы не знаем. Соответственно и теплоотдачу предельно увлажненной поверхности почвы в атмосферу следует рассчитывать по следующей формуле:

$$P_{\text{вс}} = a_z c_p v (T_1 - T).$$

Величина a_z для суши должна отличаться от значения, характерного для океанов, потому что уровень измерений метеозадающих элементов другой и стратификация приземного слоя и шероховатость поверхности также иные.

М. И. Будыко записывает эти формулы в несколько ином виде. Как было рассмотрено в § 3, гл. II,

$$a_z v = D_z \rho,$$

где D_z — интегральная характеристика турбулентного обмена в слое от поверхности до z (уровня измерений) — коэффициент внешней диффузии. Тогда

$$W_0 = \frac{0,622}{p} \rho D_z (E_1 - e) \text{ и } P_{\text{вс}} = \rho c_p D_z (T_1 - T).$$

Радиационный баланс влажной поверхности почвы ($R_{\text{вс}}$) можно представить в виде

$$R_{\text{вс}} = R_0 - \delta (\sigma T_1^4 - \sigma T^4),$$

где R_0 — радиационный баланс, определенный при расчете эффективного излучения по температуре воздуха T , а величина $\delta (\sigma T_1^4 - \sigma T^4)$ — поправка к радиационному балансу за счет разности температур поверхности почвы и воздуха. Если температура влажной поверхности почвы выше температуры воздуха ($T_1 > T$), то эффективное излучение больше и радиационный баланс $R_{\text{вс}}$ меньше, чем R_0 , и наоборот; δ — относительная излучательная способность поверхности — коэффициент серости. Для большинства различных поверхностей $\delta \approx 0,90 - 0,95$.

Разложив $T_1^4 - T^4$ в ряд, получим приближенно

$$T_1^4 - T^4 = 4 T^3 (T_1 - T)$$

и

$$R_{\text{вс}} = R_0 - 4\delta \sigma T^3 (T_1 - T).$$

Подставив в уравнение теплового баланса деятельной поверхности все преобразованные выражения для его отдельных составляющих и сгруппировав их, имеем

$$R_0 - B_{\text{вс}} = \frac{L 0,622}{p} \rho D_z (E_1 - e) + (\rho c_p D_z + 4\delta \sigma T^3) (T_1 - T).$$

Величину R_0 и $B_{\text{вс}}$ определяют из измерений или по известной методике приближенных расчетов. Многочисленные исследования показали, что потоки тепла в почве очень мало зависят от ее увлажнения. Учитывая, что и сама величина теплообмена поверхности с глубинами играет небольшую роль в тепловом балансе почвы, $B_{\text{вс}}$ можно определять по имеющимся результатам измерений температуры почвы при действительном ее увлажнении.

Если принять D_z постоянным, то по имеющимся данным о температуре воздуха T и упругости пара, содержащегося

В нем e можно вычислить взаимосвязанные между собой искомые неизвестные величины T_1 и E_1 . По известным E_1 , e и D вычисляем испаряемость W_0 .

Этот метод вычисления испаряемости учитывает все факторы, определяющие испарение с обширной однородной влажной поверхности суши, поэтому он и называется комплексным.

Пользуясь этим методом, Л. Г. Зубенок построила мировые месячные климатические карты испаряемости. Средняя величина D_z при этом принята равной $0,63 \text{ см/сек}$, она получена из многочисленных опытных данных. М. И. Будыко показал, что значения D_z сравнительно мало меняются в течение вегетационного периода и в пространстве, и использование средней величины D_z не вносит существенную погрешность в определение испаряемости.

М. И. Будыко также указывает, что ввиду трудоемкости расчетов испаряемости по комплексному методу в ряде случаев возможно определение испаряемости и более простым путем. На большом эмпирическом материале выяснилось, что в районах с большим увлажнением разность температур поверхность — воздух ($T_1 - T$) невелика, поэтому величиной теплоотдачи поверхности почвы в атмосферу можно пренебречь и тогда

$$W_0 = \frac{R_0 - B}{L}.$$

Длительное время испаряемостью называли действительное испарение с поверхности малых водных испарителей, помещенных в метеорологическую будку. Такое определение и сейчас можно еще найти в некоторых учебниках. Как следует из изложенного, испарение с поверхности таких малых испарителей значительно превышает испарение с неограниченной водной поверхности, а тем более и максимальное испарение с поверхности суши.

§ 9. Суточный и годовой ход испарения с поверхности водоемов и суши

Суточный ход скорости испарения с поверхности водоемов, так же как и суточный ход теплообмена их поверхности с атмосферой, зависит от размеров и главное от глубины водоема, поскольку они определяют суточный ход температуры поверхности.

На морях и океанах, где температура поверхности воды, скорость ветра и термическое состояние приподнятого слоя не испытывают периодических изменений в течение суток, отсутствует и суточный ход скорости испарения:

На ограниченных и особенно малых водоемах в теплое время года наблюдается суточный ход испарения, обусловленный соответствующими изменениями основных факторов: $d_1 = E_1 - e$ и интенсивности вертикального турбулентного обмена в приподнятом слое.

По расчетам Т. А. Огневой, полученным из наблюдений на таких ограниченных водоемах, как Цимлянское водохранилище и озеро Севан, в теплое время года, как правило, испарение в послеполуденные часы больше, чем в дополу-денные, но, вообще, суточный ход скорости испарения менее отчетливо выражен, чем суточный ход теплообмена их поверхности с атмосферой. Это, по-видимому, обусловлено тем, что максимум температуры поверхности воды, а следовательно и E_1 , приходится на послеполуденные часы (14—16 час), а максимальные значения коэффициента турбулентности приходятся на ночные часы. Сумма испарения за ночь на этих водоемах мало отличается от суммы за светлое время суток.

На малых и особенно мелководных водоемах, где велика амплитуда суточного хода температуры их поверхности, наблюдается уже значительный суточный ход испарения с максимумом, примерно приходящимся на время максимальной температуры поверхности. Чем мелководнее и меньше водоем, тем больше амплитуда суточного хода испарения, и максимум приходится на более ранние часы. Это наглядно видно из рис. 8, где изображен (по данным А. Р. Константинова) суточный ход испарения на оз. Валдай и на испарительном бассейне ($S = 20 \text{ м}^2$).

Значительное испарение, наблюдающееся в ночные часы при отрицательном радиационном балансе, происходит за счет притока тепла из глубин.

На рис. 8 для сравнения приведен также суточный ход испарения с поверхности луга, полученный по данным градиентных измерений. Можно видеть, что суточный ход испарения с поверхности почвы, покрытой растительностью, гораздо больше, чем с поверхности водоемов. Это обусловлено большим суточным ходом коэффициента турбулентности. Ночью при штиле испарение практически отсутствует, а при значительном радиационном охлаждении поверхности

почвы и растений может наблюдаться даже конденсация пара в виде росы (иней). Суточная сумма испарения на суше практически равна сумме за светлое время суток и определяется степенью увлажнения поверхности почвы, интенсивностью турбулентного обмена в приземном слое и величиной радиационного баланса, за счет которого и происходит процесс испарения.

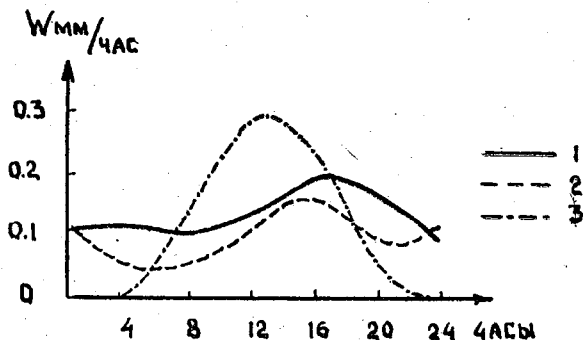


Рис. 8. Суточный ход испарения.

По А. Р. Константинову:

1—оз. Валдай; 2—испарительный бассейн ($S=20 \text{ м}^2$); 3—луг

Годовой ход испарения изображается годовым ходом суточных или месячных сумм и он проявляется на суше и на водоемах любых размеров. На морях, а также в районах океанов, расположенных в высоких и умеренных широтах, наблюдается значительный годовой ход испарения, аналогичный годовому ходу теплообмена поверхности с атмосферой: с максимумом в осенне-зимние месяцы. Как уже упоминалось, на это время года, когда поверхность воды теплее воздуха, приходится и максимум $d_1 = E_1 - e$, а в ряде районов океана и максимум скорости ветра. Источником тепла, за счет которого происходит осенне-зимнее испарение, является огромный приток тепла из глубин океанов.

Минимум испарения наблюдается в конце весны или начале лета, когда почти весь радиационный баланс расходуется на прогревание воды и $E_1 - e$ минимально. Для иллюстрации сказанного на рис. 9 приведен годовой ход средних месячных затрат тепла на испарение LW для одного из райо-

нов Гольфстрима (по М. И. Будыко) и для акватории Балтийского моря.

Районы теплых океанических течений отличаются повышенным испарением, особенно в холодное время года, наоборот, в районе холодных течений, где $E_1 - e$ мало, понижено и испарение.

Годовой ход испарения с поверхности ограниченных незамерзающих водоемов аналогичен наблюдающемуся на морях и океанах и тоже обусловлен годовым ходом $E_1 - e$, но максимум сдвинут на осень. С увеличением глубины водоема испарение за холодный период увеличивается, а за теплый — уменьшается, годовая сумма испарения мало меняется.

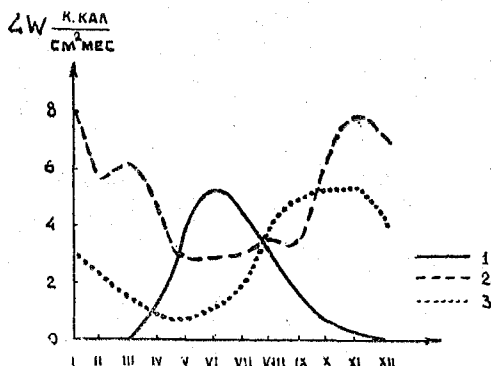


Рис. 9. Годовой ход затраты тепла на испарение (LW) с поверхности суши и моря:

1—Барнаул; 2—Гольфстрим ($\varphi=55^\circ$);
3—Балтийское море

На малых и мелководных водоемах, которые быстро прогреваются весной и охлаждаются осенью, максимум испарения приходится на лето, когда наблюдаются максимальные значения $d_1 = E_1 - e$: возрастание E_1 к лету в связи с повышением температуры воды происходит сильнее, чем параллельное увеличение упругости пара в воздухе e .

Различие в годовом ходе испарения с поверхности ограниченных и малых водоемов можно иллюстрировать полученным Т. А. Огневой годовым ходом затрат тепла на испарение с поверхности оз. Севан и расположенного вблизи него испарительного бассейна (рис. 10).

Если водоем замерзает, то испарение резко снижается, и иногда на поверхности льда (снега) наблюдается сублимация пара. Годовой ход испарения таких водоемов становится подобным годовому ходу поверхности суши, где испарение зимой, особенно при снеге, минимально. Летом, когда коэф-

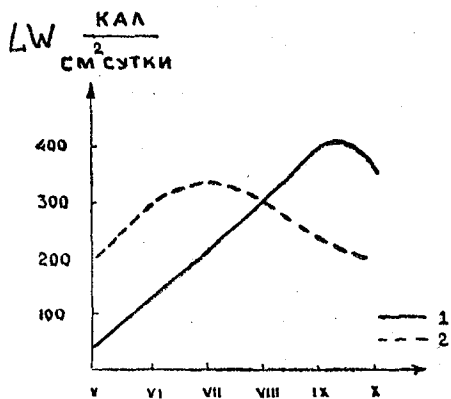


Рис. 10. Годовой ход затраты тепла на испарение (LW) с поверхности ограниченных и малых водоемов.
По Т. А. Огневой.

1—оз. Севан; 2—испарительный бассейн

фициент турбулентности и вертикальные градиенты влажности воздуха максимальны, наблюдается и наибольшее испарение с поверхности суши (рис. 9).

Таким образом, годовой ход испарения с поверхности суши и малых водоемов в общем совпадает с годовым ходом радиационного баланса, в то время как на неограниченных и ограниченных водоемах он значительно смещен к зиме.

Максимум испарения с поверхности суши в зависимости от условий увлажнения приходится на разные месяцы тепло-

го времени года и величина его может быть различна. Если район с достаточным увлажнением, то испарение максимально летом. В засушливых районах, где летние осадки малы и весенние запасы воды в почве быстро расходуются, максимум испарения сдвинут к весне.

Годовая сумма испарения с поверхности суши и малых водоемов близка к сумме за теплое время года, а на морях и ограниченных водоемах она создается, главным образом, испарением за холодное время года.

Поскольку годовая сумма теплоотдачи поверхности водоемов в атмосферу P невелика, особенно на малых водоемах, то годовая сумма расхода тепла на испарение LW близка к годовой сумме радиационного баланса R . На суше соотношение между годовым расходом тепла на испарение и радиационным балансом может быть различным в зависимости от условий увлажнения: в сухих районах даже при

большом радиационном балансе испарение мало, а в районах, где выпадает большое количество осадков и нет недостатка влаги в почве, годовая сумма затраты тепла на испарение, так же как и на водоемах, близка к радиационному балансу.

В данном учебном пособии сообщены лишь некоторые элементарные сведения из теории турбулентного тепло- и влагообмена деятельной поверхности с атмосферой, причем главное внимание было уделено приложениям ее к расчетам испарения, имеющим большое практическое значение.

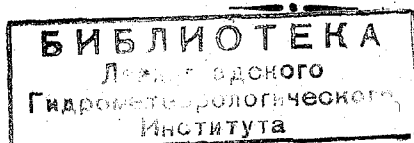
Как видно из изложенного, многие из рассмотренных вопросов еще окончательно не решены. Это относится, например, к учету влияния термической устойчивости приземного (приводного) слоя на коэффициент турбулентности и величину a_z . Еще недостаточно исследованы свойства приводного слоя атмосферы над океанами и не получил окончательного решения вопрос о влиянии разбрызгивания воды при волнении на испарение. Требуется уточнения вопрос о том, насколько истинная температура поверхности воды отличается от измеряемой обычными термометрами.

Еще многие не перечисленные здесь вопросы теории турбулентности и ее практического применения исследуются, обсуждаются в специальной литературе и ждут своего окончательного решения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Будыко М. И. Тепловой баланс земной поверхности. Гидрометеоиздат, Л., 1956.
2. Зайков Б. Д. Очерки по озероведению. Гидрометеоиздат, Л., т. I, 1955; т. II, 1960.
3. Константинов А. Р. Испарение в природе. Гидрометеоиздат, Л., 1963.
4. Руководство по градиентным наблюдениям и определению составляющих теплового баланса. Гидрометеоиздат, Л., 1964.
5. Тимофеев М. П. Метеорологический режим водоемов. Гидрометеоиздат, Л., 1963.

245033



ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие :	3
Глава I. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы	
§ 1. Общие сведения об атмосферной турбулентности	5
§ 2. Вертикальные турбулентные потоки в атмосфере	9
§ 3. Понятие о методах определения коэффициента турбулентности в приземном слое атмосферы . . .	13
§ 4. Суточный и годовой ход коэффициента турбулентности в приземном и приземном слое атмосферы и некоторые его следствия	26
Глава II. Турбулентный теплообмен земной поверхности с атмосферой	
§ 1. Вертикальный турбулентный поток тепла и вертикальное распределение температуры в приземном слое атмосферы	32
§ 2. Расчет теплоотдачи деятельной поверхности в атмосферу по градиентным измерениям	38
§ 3. Расчет теплоотдачи поверхности водоемов в атмосферу по гидрометеорологическим наблюдениям	44
§ 4. Суточный и годовой ход теплообмена поверхности суши и водоемов с атмосферой	51
Глава III. Турбулентный влагообмен земной поверхности с атмосферой	
§ 1. Понятие об основных факторах, влияющих на испарение с поверхности водоемов и суши	55
§ 2. Основные факторы, влияющие на упругость насыщения и их значение для испарения воды и конденсации водяного пара	57
§ 3. Влияние размеров водоема на скорость испарения	63
7*	99

	Стр.
§ 4. Вертикальное распределение водяного пара в приземном (приводном) слое и расчет скорости испарения как вертикального турбулентного потока водяного пара	69
§ 5. Расчет испарения с поверхности неограниченных водоемов по данным судовых гидрометеорологических наблюдений	74
§ 6. Расчет испарения с поверхности ограниченных и малых водоемов	77
§ 7. Испарение с поверхности снега	81
§ 8. Использование уравнения теплового баланса деятельного слоя для расчета испарения, характеристик турбулентности в приземном слое атмосферы и испаряемости	84
§ 9. Суточный и годовой ход испарения с поверхности водоемов и суши	93
<i>Литература</i>	98

