

И.Н. Русин

**ОЦЕНКА МАСШТАБА МОНИНА–ОБУХОВА ПО ДАННЫМ
ГРАДИЕНТНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ С УЧЕТОМ ВЫПОЛНЕНИЯ
УРАВНЕНИЯ ТЕПЛООВОГО БАЛАНСА ПОВЕРХНОСТИ**

I.N. Rusin

**ESTIMATES OF THE MONIN–OBUKHOV LENGTH BASED
ON GRADIENT OBSERVATIONS ACCOUNTING
FOR THE SURFACE HEAT BALANCE EQUATION**

Предложен метод расчета масштаба Монина–Обухова, характеризующего стратификацию приземного слоя атмосферы. Этот метод позволяет получать турбулентные потоки по данным градиентных наблюдений так, чтобы полученные значения удовлетворяли уравнению теплового баланса подстилающей поверхности.

Ключевые слова: турбулентные потоки от деятельной поверхности, масштаб Монина–Обухова, уравнение теплового баланса.

A method is proposed for calculating the Monin–Obukhov scale, which characterizes the stratification of the atmospheric surface layer. The method allows you to get such turbulent fluxes based on observation data of the gradient, that their values satisfy the heat balance equation of underlying surface

Key words: surface fluxes of sensible and latent heat, Monin–Obukhov scale, the heat balance equation.

Градиентные наблюдения представляют собой важнейший источник данных для массовых расчетов турбулентных потоков тепла и влаги в приземном слое атмосферы. Они достаточно легко могут быть организованы, обеспечены методическим руководством [1] и широко применяются для обработки результатов экспедиционных исследований. Особенно важно, что на их основе можно получать значения турбулентных потоков тепла и влаги, которые должны удовлетворять уравнению теплового баланса подстилающей поверхности:

$$P + LE = R. \quad (1)$$

Здесь P – турбулентный поток тепла; LE – затраты тепла на испарение; R – разность между радиационным балансом и потоком тепла в почву. Последняя величина далее в тексте именуется просто «радиационный баланс», поскольку считается известной. Это допустимо, так как целью работы является развитие такого метода расчета параметра стратификации приземного слоя, чтобы оцениваемые по нему значения P и LE по построению удовлетворяли уравнению (1). (С современными методами расчета потока тепла в почву можно ознакомиться, например, с помощью работы [2].)

Достижение сформулированной цели необходимо по двум причинам. Первая состоит в том, что рекомендуемый в руководящем документе [1] для расчета турбулентных потоков метод теплового баланса, хотя и позволяет получить

значения P и LE , удовлетворяющие уравнению (1), но при обычно наблюдаемых разностях температур и влажностей на стандартных уровнях измерений (0,5 и 2 м) не достаточно точен. Вторая причина в том, что методики оценки турбулентных потоков по современным формулам, использующим коэффициент тепло- и массообмена («bulk formulas») [2], приводят к значениям P и LE , которые из-за погрешностей данных не удовлетворяют уравнению (1). Проанализируем эти причины более подробно.

Метод теплового баланса [1] базируется на использовании формул:

$$P = R \frac{Bo}{1 + Bo}, \quad LE = R \frac{1}{1 + Bo}, \quad (2)$$

где $Bo = \frac{P}{LE} = \frac{\Delta t}{a \Delta e}, a = \frac{0,622L}{C_p p} \cong 1,548$ при $p = 1000$ гПа.

В этих формулах через Bo обозначено отношение Боуэна, выраженное через разности температур (Δt) и влажностей (Δe) на двух уровнях наблюдений в предположении, что турбулентные числа Прандтля и Шмидта равны. Легко проверить, что такие значения P и LE удовлетворяют уравнению (1). Относительная погрешность значений потоков, вычисленных по этим формулам, считая, что радиационный баланс известен точно, может быть получена по формулам:

$$\frac{\delta P}{P} = \frac{\delta Bo}{Bo} \cdot \frac{1 + 2Bo}{1 + Bo}, \quad \frac{\delta LE}{LE} = \frac{\delta Bo}{Bo} \cdot \frac{Bo}{1 + Bo}, \quad (3)$$

где $\frac{\delta Bo}{Bo} = \frac{2\delta t}{\Delta t} + \frac{2\delta e}{\Delta e}$.

В формулах δ – это абсолютная погрешность величины и учтено, что абсолютная погрешность разностей величин равна удвоенному значению абсолютных погрешностей самих этих величин. Абсолютная погрешность измерений температуры известна ($-t = 0,1$ °C). Абсолютная погрешность измерений парциального давления водяного пара зависит от температуры. Эту зависимость нетрудно получить для психрометрического метода измерений, используя психрометрическое уравнение в форме равенства эквивалентных температур (t_e), вычисленных по температуре и влажности реального воздуха (t, e) и температуре смоченного термометра (t_c):

$$t_e = t + a \cdot e = t_c + a \cdot E(t_c), \quad (4)$$

Здесь и далее для вычисления значения парциального давления насыщенного водяного пара $E(t)$ и его производной по температуре используется формула Болтона [3]:

$$E(t) = 6.112 * \exp\left(\frac{17.67t}{243.5 + t}\right), \quad c = \frac{1}{E} \frac{dE(t)}{dt} \cong 0.0726(1 - 0.0082 \cdot t) \quad (5)$$

Найдя полный дифференциал de из (4), перейдя к абсолютным погрешно-

стям и принимая, что абсолютная погрешность измерения температур воздуха и смоченного термометра равны, можно получить оценку абсолютной погрешности измерения парциального давления пара психрометрическим методом в зависимости от температуры и относительной влажности (f):

$$\delta e = [2a + c \cdot f \cdot E(t)] \delta t = [1.292 + 0.0726(1 - 0.0082 \cdot t) \cdot f \cdot E(t)] \delta t \quad (6)$$

На основе формул (3) и (6) можно оценить относительные погрешности значений числа Bo и турбулентных потоков P и LE , полученных при градиентных наблюдениях.

В табл. 1 приведены примеры этих величин для диапазона наиболее часто встречающихся в умеренных широтах значений разностей температур (Δt) и влажностей (Δe) на уровнях наблюдений 2 и 0,5 м при относительной влажности 70 %.

Таблица 1

Относительные погрешности (%) числа Боуэна (Bo), потока тепла (P), затрат тепла на испарение (LE). Рассчитанные в зависимости от модулей разностей температур Δt ($^{\circ}C$) и парциальных давлений пара Δe (гПа). Форма представления величины в клетке « $Bo/P/LE$ »

Δt	$\Delta e=0,1$	$\Delta e=0,2$	$\Delta e=0,3$	$\Delta e=0,4$	$\Delta e=0,5$	$\Delta e=0,6$	$\Delta e=0,7$
0,1	231/322/140	166/206/126	144/170/118	133/151/115	126/140/112	122/134/110	119/129/109
0,2	182/285/79	116/162/70	94/122/66	83/103/63	76/92/60	72/85/59	69/80/58
0,3	168/279/57	100/149/51	78/109/47	67/89/45	60/77/43	56/70/42	53/65/41
0,4	162/279/45	93/145/41	71/104/38	59/82/36	52/70/34	48/62/34	45/57/33
0,5	160/282/38	90/146/34	67/102/32	55/80/30	48/67/29	43/58/28	40/53/27
0,6	162/291/33	89/148/30	65/102/28	53/79/27	46/66/26	41/57/25	37/50/24
0,7	166/302/30	90/152/28	65/104/26	52/80/24	45/66/24	40/57/23	36/50/22

С помощью табл. 1 легко убедиться, что метод теплового баланса, который в руководящем документе [1] рекомендуется для применения при значениях $\Delta t \geq 0,1$ и $\Delta e \geq 0,1$, имеет большие погрешности.

В качестве альтернативы методу теплового баланса документ [1] предлагает использовать формулы, основанные на расчете коэффициента турбулентности. Однако, с точки зрения современной физики приземного слоя атмосферы, более правильно использовать формулы, выведенные путем применения метода размерностей А.С. Мониным и А.М. Обуховым [4]. За последние двадцать лет эти формулы были неоднократно проверены экспериментально, а все входящие в них функции и постоянные уточнены. В данной работе использован вариант указанных формул, приведенный в [5] и [6], хотя предлагаемый подход можно обобщить без затруднений и на другие модификации метода [4]. Турбулентные потоки явного и скрытого тепла далее определены формулами [5]:

$$P = -\rho C_p \frac{\kappa^2}{Pr \left[\ln \left(\frac{z_1}{z_2} \right) - \psi_m \left(\frac{z_1}{\Lambda} \right) + \psi_m \left(\frac{z_2}{\Lambda} \right) \right] \left[\ln \left(\frac{z_1}{z_2} \right) - \psi_h \left(\frac{z_1}{\Lambda} \right) + \psi_h \left(\frac{z_2}{\Lambda} \right) \right]} \Delta U \Delta \Theta \quad (7)$$

$$LE = -\rho L \frac{\kappa^2}{Sm \left[\ln \left(\frac{z_1}{z_2} \right) - \psi_m \left(\frac{z_1}{\Lambda} \right) + \psi_m \left(\frac{z_2}{\Lambda} \right) \right] \left[\ln \left(\frac{z_1}{z_2} \right) - \psi_h \left(\frac{z_1}{\Lambda} \right) + \psi_h \left(\frac{z_2}{\Lambda} \right) \right]} \Delta U \Delta q, \quad (8)$$

$$\Lambda = - \frac{V_*^3}{\kappa \cdot \frac{g}{\Theta} \cdot \frac{P}{\rho c_p}}, \quad (9)$$

$$V_* = \frac{\kappa}{\ln \left(\frac{z_1}{z_0} \right) - \psi_m \left(\frac{z_1}{\Lambda} \right) + \psi_m \left(\frac{z_0}{\Lambda} \right)} \Delta U. \quad (10)$$

В них использованы обозначения ρ – плотность воздуха, C_p – теплоемкость воздуха при постоянном давлении, κ – постоянная Кармана, L – скрытая теплота парообразования, z_1, z_2 – высоты уровней наблюдений ($z_1 > z_2$), ΔU и $\Delta \Theta$ – разности скоростей ветра и потенциальных температур между уровнями z_1 и z_2 соответственно. При обработке градиентных наблюдений вместо потенциальной температуры используют либо абсолютную (T), либо температуру по шкале Цельсия (t).

Наибольшие трудности для применения этого метода представляет расчет величины Λ – масштаба Монино–Обухова, зависящей от динамической скорости трения V_* и турбулентного потока тепла. Безразмерные функции ψ_m и ψ_h , определяющие влияние стратификации на интенсивность турбулентного обмена импульсом и теплом соответственно вычисляются по весьма сложным формулам [4]. При неустойчивой стратификации ($\Delta \Theta < 0$) по формулам

$$\psi_m = 2 \ln \left(\frac{1+x}{2} \right) + \ln \left(\frac{1+x^2}{2} \right) - 2 \arctan(x) + \frac{\pi}{2}, \quad (11)$$

$$\psi_h = 2 \ln \left(\frac{y+1}{2} \right), \quad x = \sqrt[4]{1 - 16 \frac{z}{L}}.$$

При устойчивой стратификации ($\Delta \Theta > 0$) по формулам

$$-\psi_m = \frac{z}{\Lambda} + \frac{2}{3} \left(\frac{z}{\Lambda} - \frac{c}{d} \right) \exp \left(- \frac{0.35 \cdot z}{\Lambda} \right) + 9.52,$$

$$-\psi_h = \left(1 + \frac{2z}{3\Lambda} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{z}{\Lambda} - \frac{c}{d} \right) \exp \left(- \frac{0.35 \cdot z}{\Lambda} \right) + 8.52. \quad (12)$$

Применение формул (8), (10)–(12) приводит к необходимости организовывать для расчета P и LE итерационный процесс, основанный на искусственном

задании начальный первого приближения значений этих величин. Было потрачено много интеллектуальных усилий, чтобы изыскать способы оценки параметра Λ непосредственно по данным градиентных наблюдений. (Важнейшие работы в этом направлении перечислены списках литературы работ [5] и [6].) Однако, несмотря на то, что были получены отличные результаты сравнения рассчитанных потоков с данными наблюдений, за пределами внимания исследователей остался один важнейший факт: при применении полученных формул на практике выясняется, что полученные значения турбулентных потоков при их объединении с данными актинометрических наблюдений не замыкают уравнение теплового баланса подстилающей поверхности. Этот факт замечен уже давно [7], но внимания ему уделяли недостаточно, хотя при оценке P и LE изучаемого района он имеет первостепенное значение. Метод теплового баланса свободен от такого недостатка по построению. Поэтому представляет большой интерес попытаться внести некоторые изменения в методику, основанную на уравнениях (7-12), так чтобы уравнение теплового баланса при ее применении выполнялось по построению.

Подставив равенства (7) и (8) в уравнение (1), получим:

$$R = -\rho C_p \frac{\kappa^2}{\text{Pr} \left[\ln \left(\frac{z_1}{z_2} \right) - \psi_m \left(\frac{z_1}{\Lambda} \right) + \psi_m \left(\frac{z_2}{\Lambda} \right) \right] \left[\ln \left(\frac{z_1}{z_2} \right) - \psi_h \left(\frac{z_1}{\Lambda} \right) + \psi_h \left(\frac{z_2}{\Lambda} \right) \right]} \Delta U \left(\Delta \Theta + \frac{\text{Pr}}{Sm} \frac{L}{C_p} \Delta q \right) \quad (13)$$

Введя обозначения:

$$C_T(z_1, z_2, \Lambda) = \frac{\kappa^2}{\text{Pr} \left[\ln \left(\frac{z_1}{z_2} \right) - \psi_m \left(\frac{z_1}{\Lambda} \right) + \psi_m \left(\frac{z_2}{\Lambda} \right) \right] \left[\ln \left(\frac{z_1}{z_2} \right) - \psi_h \left(\frac{z_1}{\Lambda} \right) + \psi_h \left(\frac{z_2}{\Lambda} \right) \right]} \quad (14)$$

$$\Delta t_e = \Delta \Theta + \frac{\text{Pr}}{Sm} \frac{L}{C_p} \Delta q = \Delta t + a \Delta e \quad \text{при} \quad \text{Pr} = Sm. \quad (15)$$

Если ориентироваться на значения температур и влажностей, получаемые психрометрическим методом, то выражение (15) можно видоизменить, используя температуру смоченного термометра и соотношения (4) и (5):

$$\Delta t_e = \Delta t + a \Delta e = \Delta t_c + a \Delta E(t_c) = \Delta t_c \left[1 + a \cdot c \cdot E(t_c) \right]. \quad (16)$$

Преимуществом такого способа является возможность уменьшить ошибки вычисления разностей, возникающие при переходе от t и t_c к e , особенно когда для этого используются психрометрические таблицы. В формуле (16) можно использовать только значения температур смоченного термометра. Полезно отметить, что равенство (16) позволяет вывести и формулу для отношения Боуэна, содержащую только температуры сухого и смоченного термометра:

$$\frac{1}{Bo} = \frac{a \Delta e}{\Delta t} = \frac{\Delta t_c}{\Delta t} \left[1 + a \cdot c \cdot E(t_c) \right] - 1. \quad (17)$$

Используя равенства (14) и (15) преобразуем уравнение (13) к виду:

$$\frac{R}{\rho C_p \Delta U \cdot (-\Delta t_e)} = C_T(z_1, z_2, \Lambda) \text{ при } -\Delta t_e = -\Delta t_c \left[1 + a \cdot c \cdot E(t_c) \right]. \quad (18)$$

Все величины, входящие в левую часть уравнения теплового баланса в форме (18), известны при проведении градиентных наблюдений. Если получить значение масштаба Λ так, чтобы выполнялось (18), а затем использовать это значение при расчете по формулам (11) или (12), а затем (7)–(8), то полученные значения турбулентных потоков P и LE будут по построению согласованы с данными радиационного баланса в смысле уравнения теплового баланса подстилающей поверхности (1).

Хотя аналитически решить уравнение (18) относительно Λ , вероятно, невозможно, зависимость $\Lambda(C_T)$ легко табулируется с любой необходимой точностью. После сортировки полученной таблицы по возрастанию C_T значение L

можно выбирать из нее по аргументу $\frac{R}{\rho C_p \Delta U \cdot (-\Delta t_e)}$ с помощью любой из

множества имеющихся эффективных программ. В качестве примера в табл. 2 приведены значения $\Lambda(C_T)$.

Таблица 2

Значения функции $\Lambda(C_T)$

C_T	Λ	C_T	Λ	C_T	Λ	C_T	Λ	C_T	Λ	C_T	Λ	C_T	Λ	C_T	Λ
0,00005	0,001	0,0031	0,9	0,0277	7	0,0679	50	0,0833	-1E+05	0,1082	-40	0,2203	-6	0,8008	-0,8
0,0001	0,05	0,0035	1	0,0307	8	0,0701	60	0,0833	-50000	0,1159	-30	0,2434	-5	0,8806	-0,7
0,0002	0,1	0,0043	1,2	0,0335	9	0,0718	70	0,0834	-10000	0,1306	-20	0,2767	-4	0,9835	-0,6
0,0004	0,15	0,0051	1,4	0,036	10	0,0731	80	0,0843	-1000	0,1354	-18	0,3293	-3	1,1218	-0,5
0,0006	0,2	0,006	1,6	0,0403	12	0,0741	90	0,0854	-500	0,1412	-16	0,4268	-2	1,3193	-0,4
0,001	0,3	0,0069	1,8	0,0439	14	0,075	100	0,0937	-100	0,1486	-14	0,4576	-1,8	1,6285	-0,3
0,0013	0,4	0,0078	2	0,047	16	0,0815	500	0,0948	-90	0,1582	-12	0,4952	-1,6	2,1956	-0,2
0,0017	0,5	0,0123	3	0,0497	18	0,0824	1000	0,0962	-80	0,1713	-10	0,5421	-1,4	2,717	-0,15
0,002	0,6	0,0166	4	0,052	20	0,0831	5000	0,098	-70	0,1798	-9	0,6027	-1,2	3,6729	-0,1
0,0023	0,7	0,0207	5	0,06	30	0,0832	10000	0,1003	-60	0,1902	-8	0,6842	-1	6,1604	-0,05
0,0027	0,8	0,0243	6	0,0647	40	0,0832	100 000	0,1035	-50	0,2033	-7	0,7368	-0,9	115,53	-0,001

Используя переменный шаг табуляции можно обойти трудность с разрывным характером рассматриваемой зависимости, ограничиваясь для получения нужной точности процедурой поиска без интерполяции. Относительная погрешность восстановления масштаба Λ по значениям C_T , как показано на рис. 1, невелика и в рабочем диапазоне ($0,05 < |\Lambda| < 100$) не превышает 30 %. Значения Λ меньше указанного предела в экспериментальных условиях измерения ветра только при близких к штилевым условиям. Большие указанного предела значения Λ могут стать, только при $|\Delta t_c| < 0,1$, которые невозможно точно измерить, а потоки при них малы.

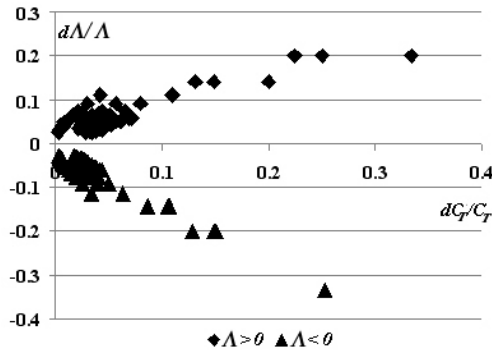


Рис. 1. Изменение относительной погрешности Λ в зависимости от относительной погрешности dC_T/C_T (величины даны в долях единицы)

Применение предлагаемого метода оценки масштаба Монина–Обухова позволяет контролировать результаты градиентных наблюдений и получать полезную дополнительную информацию. В частности, рассчитав по формуле (10) динамическую скорость трения V_* , можно по формуле (9) оценить значение турбулентного потока тепла, как функцию параметра стратификации. Используя уравнение теплового баланса (1), можно далее вычислить отношение Боуэна по формулам:

$$P = -\frac{\rho c_p \Theta \cdot V_*^3}{\kappa \cdot g \cdot \Lambda}, \quad Bo = \left(\frac{\kappa \cdot g \cdot \Lambda \cdot R}{\rho c_p \Theta \cdot V_*^3} - 1 \right). \quad (19)$$

Эти оценки будут линейно независимыми от тех, которые получаются методом теплового баланса, а значит, могут служить для контроля качества градиентных наблюдений.

Вычисленное значение Λ позволяет оценить параметр шероховатости по данным наблюдений при произвольной стратификации. Для этого можно записать для каждого из двух уровней наблюдений уравнение (10), считая нижним уровнем z_0 (параметр шероховатости). Исключая из них V_* , получаем уравнение для определения нужного параметра в виде:

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{\ln\left(\frac{z_1}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z_1}{\Lambda}\right) + \psi_m\left(\frac{z_0}{\Lambda}\right)}{\ln\left(\frac{z_2}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z_2}{\Lambda}\right) + \psi_m\left(\frac{z_0}{\Lambda}\right)} = \Phi_U(z_1, z_2, z_0, \Lambda). \quad (20)$$

Уравнение (20) может быть решено численно или затабулировано относительно z_0 , так как зависимости $z_0(U_1/U_2, z_1, z_2, \Lambda)$ монотонны, в чем легко убедиться с помощью рис. 2, А.

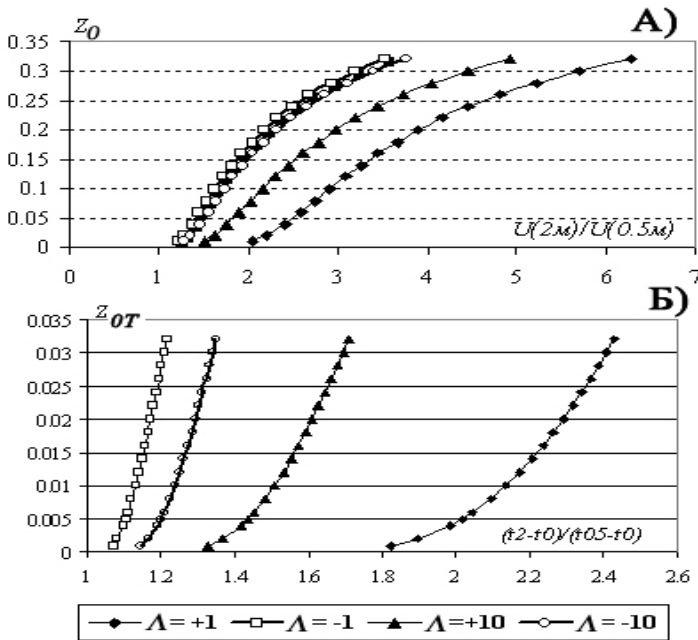


Рис. 2. Параметры шероховатости по скорости z_0 [м] (А) и по температуре z_{0T} [м] (Б) в зависимости от отношений скоростей ветра и разностей температур на уровнях 2 и 0,5 м при различных значениях масштаба Монина–Обухова Λ

Аналогичная процедура может быть применена для нахождения параметра термической шероховатости z_{0T} , который, как показывают исследования [8, 9], может сильно отличаться от параметра шероховатости для скорости ветра z_0 . Для этого используется введенная в [4] формула, определяющая термический масштаб Θ_* в приземном слое:

$$\Theta_* = \frac{\kappa}{\ln\left(\frac{z_1}{z_{0T}}\right) - \psi_h\left(\frac{z_1}{\Lambda}\right) + \psi_h\left(\frac{z_0}{\Lambda}\right)} (t_1 - t_0). \quad (21)$$

Затем она применяется для каждого из двух уровней наблюдений так же, как и при выводе зависимости (20) [график $z_{0T}(U_1/U_2, z_1, z_2, \Lambda)$ приведен на рис. 2, Б]:

$$\frac{t_1 - t_0}{t_2 - t_0} = \frac{\ln\left(\frac{z_1}{z_{0T}}\right) - \psi_h\left(\frac{z_1}{\Lambda}\right) + \psi_h\left(\frac{z_{0T}}{\Lambda}\right)}{\ln\left(\frac{z_2}{z_{0T}}\right) - \psi_h\left(\frac{z_2}{\Lambda}\right) + \psi_h\left(\frac{z_{0T}}{\Lambda}\right)} = \Phi_T(z_1, z_2, z_{0T}, \Lambda). \quad (22)$$

Параметру z_{0T} можно придать смысл уровня, на котором значение температуры воздуха совпадает со значением температуры, полученной путем измерения поверхностным термометром. (Следует отметить, что значение температуры, измеренной поверхностным термометром, считается полезным для проведения расчетов турбулентных потоков [8, 9, 10].) Тогда, заранее классифицировав типы подстилающих поверхностей и получив оценки z_{0T} , можно выбирать их по характеру подстилающей поверхности и использовать для контроля измеренной температуры поверхности значение, вычисленное по формуле:

$$t_0 = \frac{t_1 - \Phi_T(z_1, z_2, z_{0T})t_2}{1 - \Phi_T(z_1, z_2, z_{0T})}. \quad (23)$$

Применяя принцип подобия Монина–Обухова к турбулентному потоку водяного пара в приземном слое LE , можно по аналогии с (21)–(23) получить формулы для расчета параметра шероховатости подстилающей поверхности для влажности z_{0Q} и парциального давления на этом уровне e_0 :

$$\frac{e_1 - e_0}{e_2 - e_0} = \frac{\ln\left(\frac{z_1}{z_{0Q}}\right) - \psi_h\left(\frac{z_1}{\Lambda}\right) + \psi_h\left(\frac{z_{0Q}}{\Lambda}\right)}{\ln\left(\frac{z_2}{z_{0Q}}\right) - \psi_h\left(\frac{z_2}{\Lambda}\right) + \psi_h\left(\frac{z_{0Q}}{\Lambda}\right)} = \Phi_T(z_1, z_2, z_{0Q}). \quad (24)$$

Учитывая, что Боуэна (Bo) в приземном слое постоянно по высоте, можно легко доказать, что

$$\Phi_T(z_1, z_2, z_{0Q}) = \frac{e_1 - e_0}{e_2 - e_0} = \frac{t_1 - t_0}{t_2 - t_0} = \Phi_T(z_1, z_2, z_{0T}) \Rightarrow z_{0Q} \equiv z_{0T}. \quad (25)$$

Тогда для оценки влажности воздуха на уровне расположения поверхностного термометра можно по аналогии с (20) использовать формулу:

$$e_0 = \frac{e_1 - \Phi_T(z_1, z_2, z_{0Q})e_2}{1 - \Phi_T(z_1, z_2, z_{0Q})}. \quad (26)$$

Полученные с помощью формул (23) и (26) оценки температуры и влажности вблизи подстилающей поверхности можно использовать для расчета испаряемости и относительной увлажненности верхнего слоя подстилающей поверхности в экспедиционных условиях и тем самым приступить к широкомасштабному сбору данных о влиянии изменчивости свойств подстилающей по-

верхности на микроклимат. Следует отметить, что пока не указано другого способа для оценки влажности воздуха на уровне шероховатости на базе метеорологических данных. Можно также надеяться, что рассмотренный метод оценки параметра стратификации Монина–Обухова будет способствовать совершенствованию процедур контроля результатов теплобалансовых наблюдений и оценки репрезентативности расположения пунктов метеорологических наблюдений.

Литература

1. Руководство по теплобалансовым наблюдениям. – Л.: Гидрометеиздат, 1977. – 146 с.
2. *Foken T., Nappo C. J.* "Micrometeorology" Springer. ISBN: 354074665X, 308 p.
3. *Bolton, D.*, 1980: The computation of Equivalent Potential Temperature. *Monthly Weather Review*, 2008, 108, 1046-1053.
4. *Monin A.S., Obukhov A.M.* Dimensionless of Turbulence in the Surface Layer of the Atmosphere, *Trudy Geofiz. Inst. Akad. Nauk. SSSR* 1954, 24, 163–187 (In Russian).
5. *De Bruin H. A. R., Ronda R.J., van de Wiel B.J.H.* Approximate solutions for the Obukhov length and the surface fluxes in terms of bulk richardson numbers, *Boundary-Layer Meteorology*, 2000, 95: 145–157.
6. *Plem J.E.* A simple, efficient solution of flux-profile relationships in the atmospheric surface layer // *J. Appl Meteorol. Climate*, 2006, 45: 341–347.
7. *Брамсепт У.Х.* Испарение в природе. – Л.: Гидрометеиздат, 1980. – 351 с.
8. *Holtslag, A.M, van Ulden, AP.* A simple scheme for daytime estimates of the surface fluxes from routine weather data. *J Climate Appl. Meteorol.*, 1983, 22: 517–529.
9. *van den Hurk B. J. J. M., Holtslag A.M.* On the bulk parameterization of surface fluxes for various conditions and parameter ranges. *Boundary-Layer Meteorology.*, 1997, 82: 119–134.
10. *Groisman, P. Ya., E. L. Genikhovich.* Assessing surface–atmosphere interactions using former Soviet Union standard meteorological network data. Part I: Method. *J. Climate*, 1997, 10, 2154–2183.