

УДК 551.513.1:551.551.8

С.Н. Степаненко, д. ф.-м. наук, **В.Г. Волошин**, к. геогр. наук,
Одеський державний екологічний університет

УНИВЕРСАЛЬНЫЕ БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ПРОФИЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ ДЛЯ ГРАДИЕНТОВ СКОРОСТИ ВЕТРА И ТЕМПЕРАТУРЫ И ИХ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ФОРМЫ

Предлагаются новые универсальных функций сдвига ветра $\varphi(m)$ и градиента температуры воздуха $\varphi(H)$ и их интегральные формы. Результаты сравниваются с аналогичными зависимостями других авторов.

Ключевые слова: Приземный слой, турбулентный поток, универсальная функция, сдвиг ветра, профиль температуры.

Введение. Анализ размерностей показывает, что статистические особенности атмосферной турбулентности, зависящие от вертикальных градиентов метеорологических величин, являются универсальными функциями $\varphi = f(\zeta)$ параметра устойчивости приземного слоя атмосферы $\zeta (= z/L)$ Мони́на-Обухова [1] и согласно теории подобия приземного слоя определяются соотношениями вида:

$$\varphi_m = \frac{\kappa \cdot z}{u_*} \frac{dU}{dz}, \quad (1)$$

$$\varphi_H = -\frac{\kappa z}{\theta_*} \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\varphi_q = -\frac{\kappa z}{Q_*} \frac{\partial q}{\partial z}, \quad (3)$$

где k – постоянная Кармана, u_*, θ_*, Q_* – масштабы для импульса, температуры и влажности соответственно, z – высота над поверхностью земли в пределах слоя постоянных потоков (СПП), U, θ, Q – скорость ветра, потенциальная температура, массовая доля водяного пара соответственно.

Теория подобия не предсказывает точные формы этих функций, и они определяются экспериментально. Характер зависимости универсальных безразмерных функций от безразмерного параметра ζ является предметом многих экспериментальных исследований, так как функции являются неотъемлемой частью методик расчета приземных турбулентных потоков. Разумная точность определения безразмерных профильных функций, в широком интервале ζ , обеспечивает достоверность расчета всех турбулентных потоков.

С нахождением параметра устойчивости ζ решаются все проблемы приземного слоя, т.е. находятся потоки тепла, влаги и импульса, с помощью которых определяется нижнее граничное условие для расчета энергии турбулентных пульсаций.

Как правило, экспериментальные оценки функций (1-3) выполняются путем прямых измерений метеорологических составляющих входящих в эти безразмерные соотношения [2,3,4,5].

Формулировка целей статьи. Исследования закономерностей вертикального распределения скорости ветра и температуры крайне необходимы при описании процессов массо-тепловлагообмена в системе “поверхность–атмосфера”. Особую роль в этом описании выполняет турбулентное число Прандтля, связывающее касательное напряжение и градиент скорости с потоком тепла и градиентом потенциальной температуры, а, следовательно, определяющее и взаимосвязь безразмерных профильных функций φ_u , φ_H между собой. Нахождение этой взаимосвязи и является целью работы.

Последние исследования и публикации. В работе авторов [6] был предложен метод нахождения безразмерных профильных функций φ_u , φ_H , φ_q основанный на сравнении турбулентных потоков, рассчитанных с помощью косвенных (модельных) методов и, градиентов метеорологических величин, непосредственно измеренных при градиентных наблюдениях. Сопоставляя расчетные величины турбулентных потоков тепла H , влаги LE и импульса u_* с непосредственно измеренными значениями метеорологических величин на уровнях z_1 , z_2 в пределах СПП, можно найти функции φ_u , φ_H , φ_q .

Воспользовавшись безразмерными соотношениями (1-3) и определив градиенты с помощью интерполяционных логарифмических формул, можно переписать (1-3) следующие образом:

$$(u_*)_{\text{мод}} \cdot \left(\frac{\ln(z_2/z_1)_u}{(u_2 - u_1)} \right)_{\text{экс}} = \frac{\kappa}{\varphi_u}, \quad (4)$$

$$\left(\frac{H}{\kappa^2 \cdot \rho c_p} \right)_{\text{мод}} \cdot \left(\frac{[\ln(z_2/z_1)]_T \cdot [\ln(z_2/z_1)]_u}{(\theta_2 - \theta_1)(u_2 - u_1)} \right)_{\text{экс}} = -\frac{a_H}{\varphi_u^2}, \quad (5)$$

$$\left(\frac{E}{\kappa^2 \rho} \right)_{\text{мод}} \cdot \left(\frac{[\ln(z_2/z_1)]_q [\ln(z_2/z_1)]_u}{(q_2 - q_1) \cdot (u_2 - u_1)} \right)_{\text{экс}} = -\frac{a_q}{\varphi_u^2}, \quad (6)$$

где κ – постоянная Кармана, принятая равной $\kappa \approx 0,4$.

Левые части уравнений (4–6) состоят из двух сомножителей отмеченных индексами “модель” и “эксперимент”. Для расчета градиентного сомножителя (“эксперимент”) использовались данные градиентных измерений [7]. Для расчета турбулентных потоков (“модель”) использовались одноуровневые метеорологические наблюдения проводимые параллельно с градиентными. Расчет потоков выполнен по энергобалансовой модели взаимодействия атмосферы и подстилающей поверхности, подробно описанной в работах авторов [8].

В обработку были включены только случаи с $\Delta\theta = (\theta_S - \theta_z) \geq 2^0 \text{ C м/с}$; $\Delta U = (u_2 - u_{0,5}) \geq 0,3$; $\Delta q_{2-0,5} > 0,2$ г/кг, лежащие в интервале параметра устойчивости $1 \geq (z/L) \geq -2$ и в диапазоне $\bar{x} \pm \sigma$.

Результаты исследования и их анализ. Правую часть уравнения (5) представить в следующем виде

$$\alpha_H \cdot \varphi_u^{-2} = (\varphi_u \varphi_H)^{-1}, \quad \text{тогда } a_H = \varphi_u / \varphi_H, \quad (7)$$

где a_H – относительный коэффициент теплообмена, зависящий от соотношения коэффициентов турбулентности для тепла k_H и импульса k_u и называемый “эффективной инверсией” турбулентного числа Прандтля $a_H = \text{Pr}^{-1} = k_H/k_u$.

Правую часть уравнения (6) аналогично перепишем в виде

$$\alpha_q \cdot \varphi_u^{-2} = (\varphi_u \varphi_q)^{-1}, \quad \text{тогда } a_q = \varphi_u / \varphi_q. \quad (8)$$

Отношение (8) является отношением коэффициентов турбулентного обмена для водяного пара и количества движения. Это отношение обратно “турбулентному числу Шмидта”. Коэффициент a_q должен быть равен единице. Например, в работе [9] найдено, что $a_q = 1,13$ (при $\kappa = 0,42$). Из других источников следует, что a_q практически можно принять равной единице.

Поскольку функции φ_u , φ_H и φ_q зависят только от параметра устойчивости ζ , то и отношение коэффициентов турбулентного обмена k_H/k_u , также зависит от ζ . При нейтральных условиях, когда $\zeta = 0$ эти функции равны $\varphi_u = 1$; $\varphi_H = \alpha_H^{-1}$; $\varphi_q = \alpha_q^{-1}$.

Левые части уравнений (4-6) при нейтральной стратификации, должны быть равны постоянной Кармана, числу Прандтля Pr^{-1} и числу Шмидта Sc^{-1} соответственно.

На рис. 1 и 2 показаны результаты расчетов по уравнениям (4-6), которые позволили нам построить корреляционные зависимости для κ/φ_u , a_H/φ_u^2 от параметра устойчивости приземного слоя.

На рис.1 представлено отфильтрованное поле экспериментальных точек κ/φ_u , которые выровнены степенной зависимостью

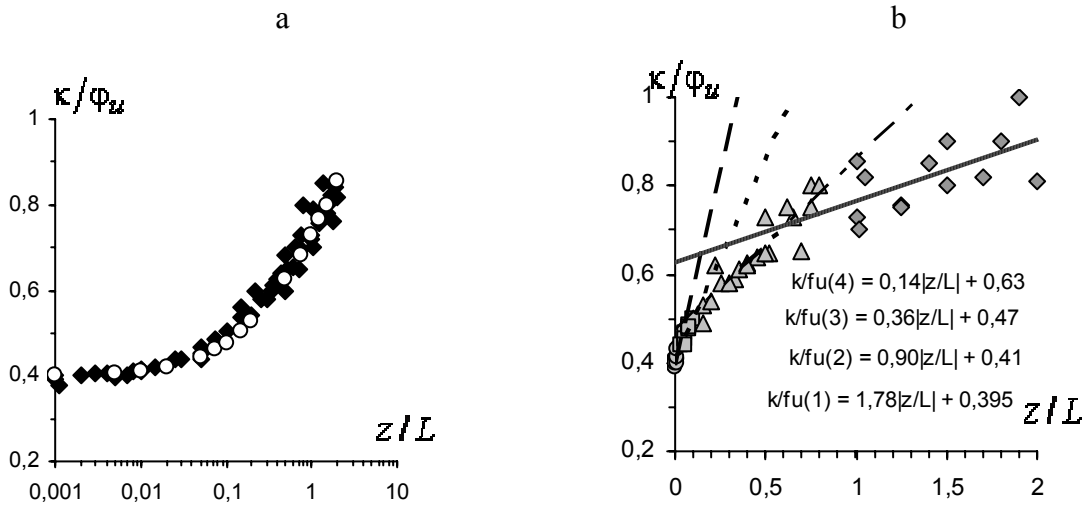
$$\frac{\kappa}{\varphi_u} = 0,4(1 - 10 \cdot \zeta)^{1/4}. \quad (9)$$

Из (9) и результатов опыта следует, что значение постоянной Кармана, в условиях нейтральной стратификации, когда $\zeta \rightarrow 0$, $\varphi_u \rightarrow 1$ приближается к $\bar{\kappa} \Rightarrow 0,40$ и, с доверительной вероятностью $p=0,95$, находится в интервале $0,39 \leq \kappa \leq 0,42$ (см. коэффициент b_0 корреляционного уравнения (1 и 2) в поле рис. 1б).

Из (9) находим профильную функцию сдвига ветра φ_u

$$\varphi_u = (1 - 10 \cdot \zeta)^{-1/4} \quad (10)$$

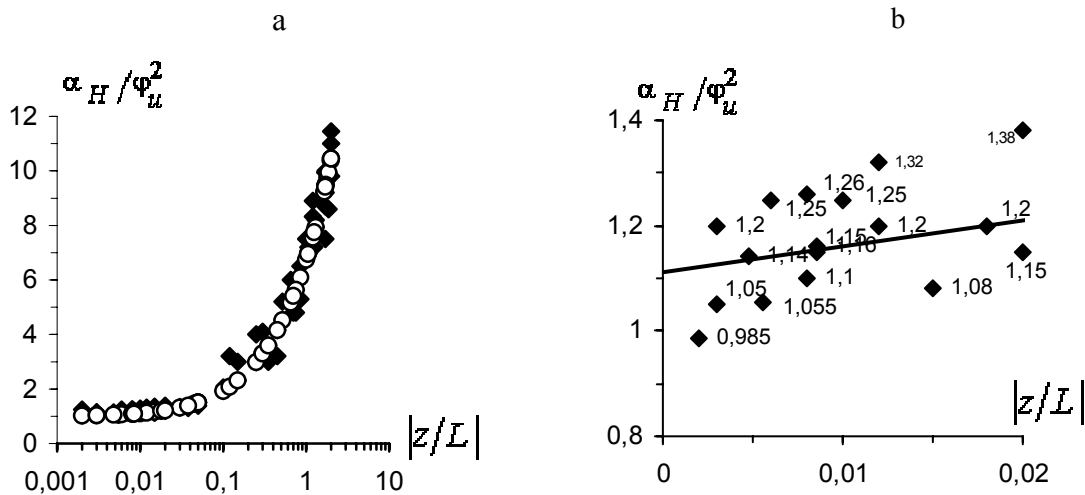
Найденная зависимость хорошо согласуется с данными измерений других авторов [2,3,4,5,9,10,11].



а – темные маркеры: поле экспериментальных точек рассчитанных по уравнению (4), круглые светлые маркеры - выравнивание по уравнению (9); б – поле экспериментальных точек рассчитанных по уравнению (4), разделенное на 3-и интервала по параметру ζ

Рис. 1- Зависимость отношения κ/φ_u от параметра устойчивости (ось $z/L < 0$).

Рассмотрим результаты расчета отношения α_H/φ_u^2 по (5), которые позволяют выполнить оценку коэффициента $\alpha_H = 1/\text{Pr}$ и его зависимости $\alpha_H = \alpha_H(\zeta)$ от характера устойчивости слоя.



а – темные маркеры: поле экспериментальных точек рассчитанных по уравнению (5), круглые светлые маркеры: выравнивание по уравнению (11); б – поле точек для диапазона $0 < -z/L \leq 0,02$.

Рис.2 – Зависимость отношения α_H/φ_u^2 от параметра устойчивости (ось $z/L < 0$).

По оценке разных авторов [3,4,5,11,12], число Прандтля в условиях нейтральной стратификации ($\zeta \rightarrow 0$) находится в интервале $0,74 \leq \text{Pr} \leq 1,04$ и, следовательно, коэффициент теплообмена $0,96 \leq \alpha_H \leq 1,35$. Точное определение числа Pr для условий $\zeta = 0$ затруднено в связи с явно выраженной его зависимостью от устойчивости слоя.

На рис.2а показана зависимость $\alpha_H/\varphi_u^2 = f(\zeta)$, построенная в интервале значений $0,002 \leq (-\zeta) < 2,0$, хорошо выравшиваемая корреляционным уравнением

$$\alpha_H/\varphi_u^2 = \text{Pr}^{-1} \varphi_u^{-2} = (\varphi_u \varphi_H)^{-1} = (1-18\zeta)^{2/3} . \quad (11)$$

Аналогично для α_q/φ_u^2 запишем

$$\alpha_q/\varphi_u^2 = \varphi_u^{-2} \text{Sc}^{-1} = (\varphi_u \varphi_q)^{-1} = a_E (1-17z/L)^{2/3} . \quad (12)$$

На рис. 2б нанесено поле экспериментальных точек рассчитанных только для условий близких к нейтральному состоянию $0,002 \leq (-\zeta) \leq 0,01$. Наблюдается большой разброс значений α_H/φ_u^2 . Видно, что линия регрессии пересекает ось Y в ординате равной $\alpha_H \approx 1,11$, а среднее значение $\bar{\alpha}_H$ в этом диапазоне параметра ζ равно $\bar{\alpha}_H = 1,16 \pm 0,05$. Следовательно, турбулентное число Прандтля при условии, что $\zeta \cong 0$ равно $\text{Pr} = 0,862$.

Воспользовавшись уравнением (11), найдем для коэффициента теплообмена $\alpha_H = f(\zeta)$ универсальную функцию

$$a_H = (1-18 \cdot \zeta)^{2/3} \cdot \varphi_u^2 \quad (13)$$

и, после подстановки функции φ_u из (10), преобразуем ее к виду

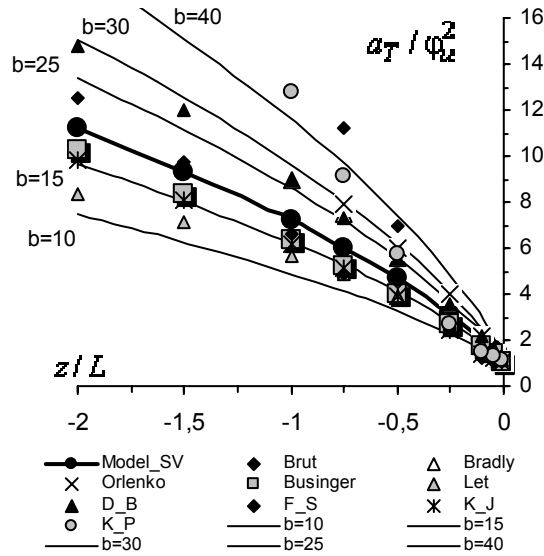
$$a_H = \varphi_u/\varphi_H = (1-8\zeta)^{1/3} . \quad (14)$$

На рис. 3 показана зависимость $\alpha_H/\varphi_u^2 = f(\zeta)$, которая аппроксимирована уравнением (11) (темная линия с темными круглыми маркерами). Там же показаны результаты экспериментальных измерений a_H/φ_u^2 , полученные в работах [2,3,4,5,9,10,11,12,13]. Видно, что наши результаты согласуются с экспериментальными данными и лежат между предельными (максимальными и минимальными) значениями отношения a_H/φ_u^2 .

На рис. 3 тонкими линиями, нанесены функции $\alpha_H/\varphi_u^2 = f(\zeta)$ промоделированные с помощью уравнения

$$\alpha_H/\varphi_m^2 = (\varphi_u \varphi_H)^{-1} = (1-b\zeta)^{2/3} \quad (15)$$

с коэффициентами $b = 10, 15, 25, 30, 40$.



Пояснение к обозначению экспериментальных данных: Бусинжер –Businger; Lettau – Let; Dyer and Bradley –D_B, Фокен и Скиб- F_S; Kader and Perepelkin - K_P; Kader and Yaglom - K_J; Brutsaert -Brut; Орленко -Orlenko.

Рис. 3 – Зависимость $\alpha_H / \varphi_u^2 = f(z/L)$ от стратификации.

Практически все экспериментальные результаты укладываются в диапазон значений $10 \leq b \leq 30$, исключая функции Кадера-Перепелкина [4] и Брутсаерт [2].

Коэффициент α_H играет особую роль в “К-моделях” турбулентности, так как определяет взаимосвязь между касательным напряжением и градиентом скорости, потоком тепла и градиентом потенциальной температуры, т.е. между коэффициентами турбулентного обмена для тепла и импульса. Поэтому достоверные зависимости $\alpha_H = f(\zeta)$ крайне важны для решения прикладных задач оценки турбулентных потоков и их изменчивости в приземном и пограничном слоях атмосферы.

На рис. 4d показаны функции $\alpha_H = f(\zeta)$, построенные для интервала $0,002 \leq (-\zeta) < 2,0$. Кроме функции, построенной по уравнению (14), показаны так же функции, рассчитанные по данным из работ [2,3,4,5,9,10,11].

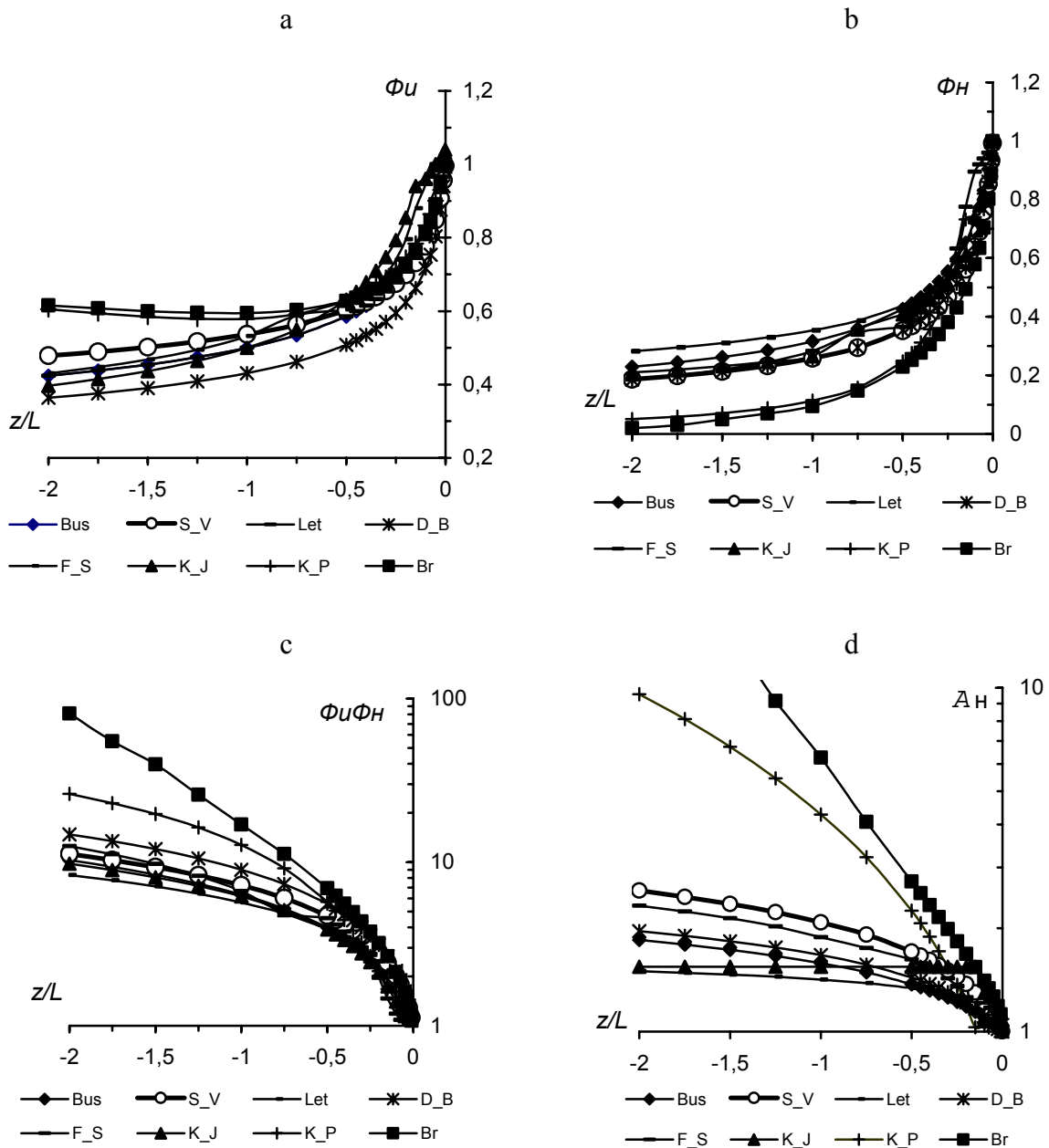
Обратим внимание, что функция “Br” [2] линейна во всем диапазоне изменений аргумента. Примерно так же ведет себя функция “K_P” [4]. Функции “Bus” и “D_B” [3,9] подобны и различаются только значения α_H . Функция “K_Y” [5], $\alpha_H = \text{const} = 1,54$ не зависит от характера устойчивости.

Комбинируя безразмерные функции (9) и (11), можно окончательно построить безразмерные универсальные функции сдвига скорости ветра и градиента температуры для условий неустойчивого $\zeta \leq 0$ состояния:

$$\varphi_u = \sqrt{\frac{x_1}{x_2}}, \quad (16)$$

$$\varphi_H = \sqrt{\frac{1}{x_1 \cdot x_2}}, \quad (17)$$

где $x_1 = (1 - 7,4 \cdot \zeta)^{1/3}$; $x_2 = (1 - 17 \cdot \zeta)^{2/3}$.



а – Φ_u по уравнению (16); б – Φ_H по уравнению (17); в – $\Phi_u \cdot \Phi_H$ по уравнению (16) и (17); д – α_H по уравнению (14).

Рис. 4 – Зависимость универсальных безразмерных функций Φ_u, Φ_H , произведения $\Phi_u \cdot \Phi_H$ и относительного коэффициента теплообмена α_H от стратификации z/L .

Основное достоинство формул (16) и (17) в том, что функции Φ_u, Φ_H оказались взаимосвязаны между собой безразмерным турбулентным числом Прандтля и, следовательно, изменение одной из них ведет к изменению другой. Из этого следует, что сопоставление экспериментально найденных значений функций Φ_u, Φ_H без учета их взаимной зависимости практически не имеет смысла. Такие сравнения могут проводиться только после анализа отношения $\Phi_u / \Phi_H = \alpha_H = \text{Pr}^{-1} = k_H / k_u$, так как, в

конце концов, это отношение и определяет величину потоков при энергообмене атмосферы и подстилающей поверхности.

Для устойчивых условий ($\zeta > 0$) отношения $\kappa/\varphi_u = f(z/L)$ и $a_H/\varphi_u^2 = f(z/L)$ не находились, но, используя аналогичный подход к их определению и ориентируясь на изменение функций φ_u, φ_H вблизи нейтральной стратификации, предлагаются следующие приближения:

$$\varphi_u = \sqrt{x_3 \cdot x_4}, \quad (18)$$

$$\varphi_H = \sqrt{\frac{x_4}{x_3}}, \quad (19)$$

где $x_3 = (1 - 0,45\sqrt{\zeta})$ при $0 \leq \zeta \leq 1$, $x_4 = \frac{(1 + 4,7\zeta)^2}{(1 - 0,45\sqrt{\zeta})}$ при $\zeta \leq 0,25$,

$$x_4 = \frac{(1 + 4,7\zeta)^2}{(-0,0851\zeta + 0,636)} \text{ при } \zeta > 0,25.$$

Для нахождения интегральных форм $\Psi(\zeta)$ функций (16-19) необходимо найти их простые приближения, интегрирование которых можно выполнить в виде

$$\Psi(z) = \int_0^z (1 - \varphi_i(z)) \frac{dz}{z}. \quad (20)$$

Соответствующие универсальные безразмерные функции $\varphi_i(z)$ имеют вид:

- для профиля ветра:

$$\begin{aligned} \varphi_u &= (1 - 22 \cdot \zeta)^{-0,2} \text{ для } \zeta \leq 0, \\ \varphi_u &= (1 + 4,9 \cdot \zeta) \text{ для } \zeta > 0. \end{aligned} \quad (21)$$

- для профиля температуры:

$$\begin{aligned} \varphi_H &= (1 - 14 \cdot \zeta)^{-0,5} \text{ для } \zeta \leq 0, \\ \varphi_H &= (1 + 6,4 \cdot \zeta)^{1,1} \text{ для } 0 < \zeta \leq 0,1, \\ \varphi_H &= (1 + 9,36 \cdot \zeta) \text{ для } \zeta > 0,1. \end{aligned} \quad (22)$$

Интегральная функция для профиля ветра $\Psi_u(\zeta)$, определяющая степень отклонения реального профиля ветра от логарифмического при $\zeta \leq 0$, имеет вид

$$\begin{aligned} \Psi_u(\zeta) &= \int_0^\zeta \left(1 - (1 - 22 \cdot z)^{-1/5}\right) \frac{dz}{z} = \left[t = (1 - 22 \cdot \zeta)^{0,2} = \varphi_u^{-1}; A = \frac{1}{\sin S_1 \sin S_3} \right] = \\ &= \frac{5}{2}(t - 1) - \frac{5A}{4} \left[\left(\cos C_2 \ln \frac{t^2 - 2t \cos C_2 + 1}{4 \sin^2 S_1} \right) - \frac{\cos C_1}{\sin S_2} \left(\operatorname{arctg} \frac{t - \cos C_2}{\sin S_2} - \frac{\pi}{5} \right) \right] - \\ &- \frac{5A}{4} \left[\left(\cos C_4 \ln \frac{t^2 - 2t \cos C_4 + 1}{4 \sin^2 S_2} \right) - \frac{\cos C_3}{\sin S_4} \left(\operatorname{arctg} \frac{t - \cos C_4}{\sin S_4} - C_2 \right) \right], \end{aligned} \quad (23)$$

где $S_1 = \pi/5$; $S_2 = 2\pi/5$; $S_3 = 3\pi/5$; $S_4 = 4\pi/5$.

$C_1 = \pi/5$; $C_2 = 2\pi/5$; $C_3 = 3\pi/5$; $C_4 = 4\pi/5$.

Для устойчивых условий при $\zeta > 0$ имеем

$$\psi_u(\zeta) = -4,9 \cdot \zeta. \quad (24)$$

Интегральная функция $\Psi_H(\zeta)$ для профиля температуры при неустойчивых условиях ($\zeta \leq 0$)

$$\Psi_H(\zeta) = \int_0^\zeta \left(1 - (1 - 14 \cdot z)^{-0,5}\right) \frac{dz}{z} = 2 \ln \frac{t+1}{2}, \quad (25)$$

где $t = (1 - 14 \cdot \zeta)^{0,5}$

Интегральная функция $\Psi_H(\zeta)$ для профиля температуры при слабо устойчивой стратификации ($0 < \zeta \leq 0,1$)

$$\begin{aligned} \Psi_H(\zeta) &= \int_0^\zeta \left(1 - (1 - 6,4 \cdot z)^{1,1}\right) \frac{dz}{z} = \left[t = (1 - 6,4 \cdot \zeta)^{11/10}; A_n = \sin \frac{\pi n}{10}; B_n = \cos \frac{\pi n}{10} \right] = \\ &= -10 \left(\frac{t^{11} - 1}{11} + t - 1 \right) + 2 \ln \frac{1+t}{2} + \\ &+ \sum_{n=1}^4 \left[2A_n^2 \ln \left(\frac{t^2 - 2t(-A_n^2 + B_n^2) + 1}{4A_n^2} \right) - 4A_n B_n \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{t + A_n^2 - B_n^2}{2A_n B_n} \right) - \frac{\pi n}{10} \right) \right]. \end{aligned} \quad (26)$$

Интегральная функция $\Psi_H(\zeta)$ для профиля температуры при умеренной и сильной устойчивой стратификации ($\zeta > 0,1$) имеет вид

$$\Psi_H(\zeta) = -9,36 \zeta. \quad (27)$$

Интегральные функции $\psi_u(\zeta)$, $\Psi_H(\zeta)$ (23-27) использовались в энергобалансовом методе, который позволяет оценить все турбулентные потоки по одноуровневым стандартным метеорологическим наблюдениям [8].

Выводы. Таким образом, функции φ_m, φ_H взаимосвязаны между собой безразмерным турбулентным числом Прандтля и, следовательно, изменение одной из них ведет к изменению другой. Из этого следует, что сравнение экспериментально найденных функций φ_m, φ_H может проводиться только с учетом их взаимосвязи с турбулентным числом Прандтля $\varphi_m/\varphi_H = a_H = \operatorname{Pr}^{-1} = k_H/k_u$.

Так как экспериментальные наблюдения могут приводить к новым формам функций $\varphi = f(\zeta)$, то следовало бы найти некую “усредненную функцию”, которая и будет принята как “эталон” для профилей ветра и температуры, а все последующие эксперименты могут только дополнять, не изменяя их в целом.

Список литературы

1. Монин А.С., Обухов А.М. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы // Тр. Геофизин. АН СССР.- 1954.- №24.- С.163-187.
2. Brutsaert W. Stability correction functions for the mean wind speed and temperature in the unstable surface layer // Geophys. Res. Lett.- 1992.-№19.-P.150-174.
3. Businger J. A. et al. Fluxprofile relationships in the atmospheric surface layer // J. Atmos. Sci.- 1971.- №28.- P.181-189.
4. Kader B. A., and V. G. Perepelkin. Effect of the unstable stratification on wind and temperature profiles in the surface layer // J. Fluid Mech.- 1989.- №212.-P. 637-662.
5. Kader B. A., and A. M. Yaglom. Mean fields and fluctuation moments in unstable stratified turbulent boundary layers // J. Fluid Mech.- 1990.-№212.-P.57-71.
6. Степаненко С.Н., Волошин В.Г. Безразмерные функции сдвига ветра и градиента температуры воздуха в неустойчивом приземном слое атмосферы // Вестник ОДЭУ.- 2006.- вып.1.- С. 35-47.
7. Комплексный энергетический эксперимент (КЭНЭКС-71).– Тр. ГГО.- 1973.- вып.296.- С.140.
8. Волошин В.Г. Метод расчета турбулентных потоков и температуры подстилающей поверхности на основе метеорологических наблюдений //Метеорология, климатология и гидрология.- 2002.-вып.46.- С.83-89.
9. Dyer A. J., and E. F. Bradley. An alternative analysis of flux-gradient relationships at the 1976 ITCE, //Boundary Layer Meteorol.- 1982.- №22.- P. 3-19.
10. Hsieh et al. Estimation of momentum and heat fluxes using dissipation and flux-variance methods in the unstable surface layer // Water resources research.- 1996.-vol. 32, № 8
11. Орленко Л.П. Строение пограничного слоя атмосферы.–Л.: Гидрометеиздат, 1979.– 279 с.
12. Налбандян О. Г., Кухарец В.П. Голицын Г.С. Трехслойная динамическая модель взаимодействия поверхности с приземным слое атмосферы // Изв. РАН, Ф.А.О.- 2002.- Т.38, №3.- с.293-300
13. Кухарец В.П., Налбандян О. Г. Корреляционный анализ температуры подстилающей поверхности, инсоляции и скорости ветра в приземном слое атмосферы // Изв. РАН, Ф.А.О. -2005.- Т.41, №6.- с.752-760.

Універсальні безрозмірні профільні функції для градієнтів швидкості вітру і температури і їх інтегральні форми. С.М. Степаненко, В.Г. Волошин

Пропонуються нові форми апроксимацій універсальних функцій зрушення вітру і профілю температури повітря і їх інтегральні форми. Результати порівнюються з аналогічними залежностями інших авторів.

Ключові слова: Приземний шар, турбулентний потік, універсальна функція, профіль вітру, профіль температури.

Universal dimensionless functions for gradients of wind and temperature and their integral forms.

Stepanenko S., Voloshyn V.

The new forms of approximations of universal functions of change of wind and type of temperature of air and their integral forms are offered. Results are compared to similar dependences of other authors.

Keywords: Ground layer, turbulent stream, universal function, change of wind, type of temperature.