

УДК 551.513.1:551.551.8

ФУНКЦИИ ДИССИПАЦИИ ТУРБУЛЕНТНОЙ ЭНЕРГИИ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

В.Г. Волошин, кандидат геогр. наук,
В.Ю. Курьшина, ассистент

*Одесский государственный экологический университет,
ул. Львовская, 15, 65016, Одесса, Украина, geophys@ogmi.farlep.odessa.ua*

На основе стандартных метеорологических наблюдений, с помощью энергобалансовой модели приземного слоя атмосферы получены функции и средняя скорость диссипации турбулентной энергии. Модель обеспечивает “замыкание” теплового баланса поверхности, баланса потоков диссипации кинетической энергии турбулентности (КЭТ) и выравнивания температурных неоднородностей в турбулизированном потоке. Модель построена на базе теории приземного слоя Мони́на-Обухова. Результаты сравниваются с аналогичными моделями других авторов.

Ключевые слова: приземный слой атмосферы, тепловой баланс земной поверхности, диссипация КЭТ, турбулентные потоки, универсальные функции сдвига ветра, профиля температуры.

1. ПОСТАНОВКА ПРОБЛЕМЫ

Современные представления о структуре турбулентного атмосферного пограничного слоя (ППС) основываются на анализе опытных данных. В планетарном пограничном слое атмосферы выделяется пять областей (слоев): вязкий подслой, переходная или буферная область, область логарифмических профилей метеовеличин, область ядра ППС и область перемежаемости (вовлечения) [1,2,3,4].

Первые три слоя принято объединять в одну внутреннюю область, которая занимает примерно 10-15% толщины пограничного слоя. Здесь генерируется до 80% энергии турбулентности, причем первые 5% толщины ППС дают более половины вклада в полное производство турбулентной энергии.

Область ядра и область перемежаемости представляют внешнюю область ППС. В этой области, под влиянием градиентов среднего течения, происходит деформация вихревых трубок турбулентных вихрей, что ведет к производству турбулентной энергии и, далее, к ее диссипации.

Моделирование источников турбулентной энергии опирается на предположение о равновесном состоянии, при котором скорость диссипации кинетической энергии турбулентности ε прямо пропорциональна ее производству, то есть величина диссипации энергии контролируется потоком энергии от крупных вихрей. Скорость диссипации ε играет определяющую роль в структуре турбулентности, так как связана с потоком энергии турбулентных пульсаций по каскаду вихрей (сток энергии) и характеризует частоту турбулентных пульсаций $\omega = \bar{\varepsilon}/k$.

2. ПОСЛЕДНИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ПУБЛИКАЦИИ

Анализ размерностей показывает, что статистические особенности атмосферной турбулентности, такие как вертикальные градиенты субстанций, дисперсия и ковариация, являются универсальными функциями гидростатической устойчивости приземного слоя, определяемой безразмерной высотой $\zeta = z/L$.

Поэтому, безразмерные функции $\phi_\varepsilon(\zeta)$ диссипации могут быть найдены из уравнения баланса кинетической энергии турбулентности [5,6,7].

Для горизонтально однородного потока уравнение баланса кинетической энергии записывается в следующем виде

$$\frac{g \langle w'\theta' \rangle}{\langle \theta \rangle} - \langle u'w' \rangle \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial \langle w'e \rangle}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p'w' \rangle}{\partial z} - \varepsilon = 0, \quad (1)$$

где система координат ориентирована по вектору средней скорости ветра в пределах ППС; $E = 0,5(u'^2 + v'^2 + w'^2)$ – энергия турбулентных движений; p' и w' – флуктуации компонент среднего движения и атмосферного давления; ε – средняя скорость диссипации турбулентной энергии.

Произведение величин, заключенных в знак осреднения $\langle - \rangle$, представляет осредненные потоки импульса и температуры

$$-\langle u'v' \rangle = u^2 = k_u \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad \text{и} \quad -\langle w'\theta' \rangle = u_* \theta_* = k_H \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right), \quad (2)$$

где u_* , θ_* – масштабы импульса и температуры приземного слоя; k_u , k_H – коэффициенты турбулентности для импульса и тепла; u – скорость ветра; θ – температура в К.

Уравнение (1) является одним из основных соотношений, используемых в теории атмосферной турбулентности. Два первых слагаемых в левой части представляют производство кинетической энергии турбулентности под влиянием сил плавучести и градиентного среднего движения. Третье и четвертое слагаемое описывают турбулентный перенос кинетической энергии и пульсаций давления и, практически, не вызывают изменение суммарной энергии в приземном слое атмосферы, так как они не определяют производство и сток энергии. Последнее слагаемое в левой части представляет вязкую диссипацию, т.е. сток энергии.

Уравнение (1) с учетом (2) переписывается в виде [8,9,10]

$$-\frac{g}{\theta} k_H \frac{\partial \theta}{\partial z} + k_u \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 = \varepsilon \quad (3)$$

Отношение двух членов левой части уравнения является потоковым числом Ричардсона

$$Rf = (k_H/k_u) Ri, \quad (4)$$

которое характеризует локальную структуру турбулентности.

Сила плавучести вызывает как «образование», так и «исчезновение» к.э.т. Например, при наличии неустойчивой стратификации, когда градиент потенциальной температуры $(\partial\theta/\partial z) < 0$ плавучесть способствует развитию турбулентности, а при устойчивой стратификации $(\partial\theta/\partial z) > 0$ развитие турбулентных движений подавляется независимо от величины сдвига скорости ветра. При нейтральной стратификации, когда $(\partial\theta/\partial z) = 0$, генерация турбулентной энергии осуществляется только за счет наличия вертикального градиента скорости ветра.

На рис. 1 демонстрируются потоки турбулентной энергии, входящие в уравнение (1).

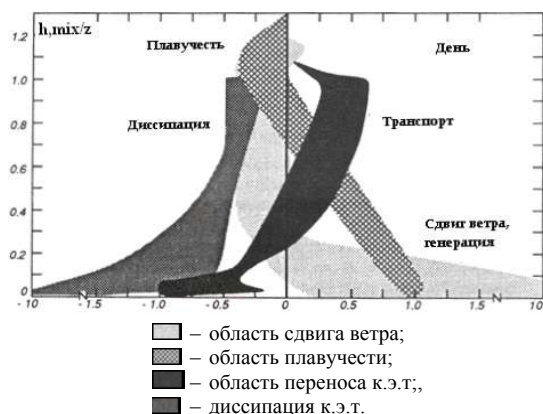


Рис.1 – Нормированные составляющие уравнения баланса турбулентной энергии, представляющие генерацию и сток к.э.т. в пограничном слое атмосферы [11].

Влияние вертикального сдвига скорости ветра убывает с высотой. Из рисунка следует, что составляющая производства к.э.т. (серая полоса) гораздо больше, чем область представляющая генерацию за счет сил плавучести. Генерация и основной сток (диссипация) турбулентной энергии (темно-серая полоса) преимущественно происходит в приземном слое.

Уравнение (3) приводится к безразмерному виду умножением его составляющих на отношение (kz/u_*^3) ,

$$\varphi_u - \zeta - \varphi_\varepsilon = 0, \quad (5)$$

где безразмерные функции сдвига ветра φ_u , скорости диссипации φ_ε и безразмерная высота ζ определяются соотношениями вида

$$\varphi_u = \frac{kz}{u_*} \frac{du}{dz}, \quad \varphi_\varepsilon = \frac{kz}{u_*^3} \varepsilon, \quad \zeta = - (kgz\theta^*/T_2 u_*^2), \quad (6)$$

где θ^* – масштаб температуры, а T_2 – температура воздуха, измеряемая на уровне $z = 2$ м.

Безразмерное уравнение (5) баланса к.э.т. позволяет найти функцию скорости диссипации φ_ε , как для неустойчивого, так и для устойчивого состоянии приземного слоя в диапазоне абсолютных величин $0,01 \leq |\zeta| \leq 1,5$.

Переписывая уравнение (5) относительно φ_ε получим

$$\varphi_\varepsilon = \varphi_u - \zeta. \quad (7)$$

Когда рассматривают баланс энергии турбулентности, то обычно полагают, что турбулентный поток и напряжение трения в пределах приземного слоя известны и имеют те же значения, что и у подстилающей поверхности. Обсуждению подлежит только способ параметризации скорости диссипации ε , которая выражается через дисперсию скорости потока и некоторый масштаб длины [12] и описывается соотношением

$$\varepsilon = C_\varepsilon \sigma_w u_*^3 / l, \quad (8)$$

где σ_w – среднее квадратическое значение вертикальной скорости; l – масштаб длины, который характеризует размер основных энергонесущих вихрей; C_ε – числовой коэффициент порядка единицы.

В нейтральном $|\zeta| \leq 0,01$ приземном слое компоненты пульсационной скорости имеют высокую взаимную корреляцию и, следовательно, предполагая, что σ_u и σ_w пропорциональны динамической скорости u_* , скорость диссипации представляют в виде

$$\varepsilon = u_*^3 / kz, \quad (9)$$

где числовой коэффициент C_ε вводится в масштаб длины $l = kz$.

Сделав обратную подстановку, приходим к уравнению баланса кинетической энергии в нейтральном слое, в котором функция скорости диссипации равна $\varphi_\varepsilon = 1$

$$1 - \varphi_u - \zeta = 0. \quad (10)$$

Это соотношение удовлетворительно выполняется с точностью $\pm 10 \div 15\%$ для условий близких нейтральной стратификации.

В условиях чисто свободной конвекции ситуация упрощается, так как в этих условиях генерация кинетической энергии за счет сдвига ветра мала, а вертикальный поток виртуальной потенциальной температуры, линейно уменьшающейся до верхней границы слоя перемешивания, приводит к интенсивному преобразованию потенциальной энергии в кинетическую [10].

Уравнение баланса к.э.т. для этих случаев имеет вид

$$\int_0^z \frac{g}{\theta} \langle w'\theta' \rangle dz = \int_0^z \varepsilon dz. \quad (11)$$

Уравнение (11), с учетом потокового числа Ричардсона (4), приводится к безразмерному виду и записывается в виде

$$1 - a_H - \zeta = 0, \quad (12)$$

где $a_H = \varphi_u / \varphi_H = k_H / k_u$.

Баланс кинетической энергии турбулентности, в этом случае, выполняется в диапазоне неустойчивости $0,01 < |-\zeta| < 1,5 \div 2$.

Для устойчивой стратификации предполагается, что скорость диссипации стремится стать пропорциональной $C'_\varepsilon \zeta$ и уравнение (5) переписываем, согласно [15,24], в виде

$$\varphi_u - C'_\varepsilon \zeta - 1 = 0. \quad (13)$$

В этом случае баланс к.э.т. выполняется с точностью до $\pm 0,2 (\pm 20\%)$ при $C'_\varepsilon = 3,5$ в диапазоне устойчивости $0,01 < \zeta < 1,5 \div 2$.

Для проверки сохранения баланса турбулентной энергии, запишем уравнение (5) следующим образом

$$\frac{\varphi_\varepsilon}{\varphi_u} = \left(1 - \frac{\zeta}{\varphi_u} \right). \quad (14)$$

Из (14) следует, что отношение функций при неустойчивой стратификации всегда больше единицы $(\varphi_\varepsilon / \varphi_u) > 1$, при гидростатическом равновесии равно единице $(\varphi_\varepsilon / \varphi_u) = 1$, а при устойчивом состоянии должно выполняться условие $(\varphi_\varepsilon / \varphi_u) < 1$.

Используя те же предположения, что и для переноса кинетической турбулентной энергии можно записать уравнение баланса выравнивания температурных неоднородностей в турбулизированном потоке [13]

$$-\langle w'\theta' \rangle \frac{\partial \theta}{\partial z} - \frac{1}{2} \frac{\partial \langle w'\theta'^2 \rangle}{\partial z} - \varepsilon_\theta = 0. \quad (15)$$

Первый член уравнения представляет среднюю скорость турбулентного переноса тепла, второй член представляет дивергентную составляющую потока, которая является малой величиной по сравнению с первым членом уравнения и уравнение (15) имеет вид

$$-\langle w'\theta' \rangle \frac{\partial \theta}{\partial z} - \varepsilon_\theta = 0. \quad (16)$$

Здесь ε_θ – средняя скорость выравнивания температурных неоднородностей.

Умножая (16) на $(kzu^* / \langle w'\theta'^2 \rangle)$ получаем уравнение в виде отношения соответствующих безразмерных функций

$$\left(\frac{\varphi_\theta}{\varphi_H} \right) = G_k, \quad (17)$$

где φ_θ и φ_H – безразмерные функции скорости выравнивания температурных неоднородностей и температурного градиента, имеющие вид

$$\varphi_\theta = \frac{kz}{u_* \theta^2} \varepsilon_\theta, \quad \varphi_H = -\frac{kz}{\theta_*} \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (18)$$

Безразмерная величина G_k была оценена Кадером и Ягломом [12] для неустойчивого приземного слоя, которая в указанном диапазоне неустойчивости, оказалась равна $G_k \approx 1,22$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ АНАЛИЗ

Расчеты выполнялись с помощью энергобалансовой модели приземного слоя атмосферы (*Surface Layer Energy Balance, SLEB*) [14]. Приземный слой атмосферы в данной модели описывается аналитическими зависимостями, на основе теории приземного слоя Монина-Обухова. Модель SLEB обеспечивает расчет всех радиационных потоков, потоков тепла в почве, турбулентных потоков тепла, влаги (испарение), импульса и сопутствующих им масштабов и критерия устойчивости $Ri \rightarrow z/L$ по стандартной метеорологической информации для всех состояний подстилающей поверхности. Точность замыкания всех энергопотоков в приземном слое и на поверхности составляет $\pm 2,5\%$.

Проверка выполнимости баланса энергии турбулентности проведена по данным метеорологических наблюдений ст. Любашевка (Одесская область, Украина) за июнь-июль 2005 г. Метеостанция расположена в равнинной, слабо пересеченной местности, в окружении низких с/х посевов высотой до 60 см с плотностью $LAI < 3$, на местности имеются отдельные препятствия. По категориям «растительность-землепользование» местность относится к «смешанным сухим и орошаемым пахотным угодьям». Динамическая шероховатость поверхности оценена значением $\bar{z}_0 = 0,03 - 0,05$ м.

Функция сдвига ветра φ_u , начально-заданная интерполяционными уравнениями $\varphi_{u(bus)}$ по Бюзингеру [15,16]

$$\begin{aligned} \varphi_{u(bus)} &= (1 - 15\zeta)^{0,25} \text{ для } 0 < [-\zeta] \leq 2 \\ \varphi_{u(bus)} &= (1 + 4,7\zeta) \text{ для } 0 < \zeta \leq 1, \end{aligned} \quad (19)$$

пересчитывается метеорологическим препроцессором SLEB по уравнению

$$\varphi_{u(mod)} = \frac{\kappa}{\ln(z/\bar{z}_0)} \frac{u_z}{u_*}, \quad (20)$$

где \bar{z}_0 – эффективная шероховатость поверхности, u_z – скорость ветра на высоте $z = 10$ м, u_* – динамическая скорость, рассчитываемая с учетом первообразной функции $\psi_u(z/L)$ после интегрирования уравнения (20).

Размерные и безразмерные параметры, моделируемые непосредственно метеорологическим препроцессором, далее, обозначаются нижним индексом "m".

Функция скорости диссипации $\varphi_{\varepsilon,m}$ рассчитывается по уравнению (7), которое записывается в виде

$$\varphi_{\varepsilon,m} = \varphi_{u,m} - \left(\frac{\kappa g z \theta_*}{\theta_2 u_*^2} \right). \quad (21)$$

На рис. 2 показана функция диссипации турбулентной энергии $\varphi_{\varepsilon m}$. С увеличением неустойчивости функция практически линейно растет и при $\zeta = -1,0$ достигает значения $\varphi_{\varepsilon,m} = 1,5 \div 1,7$, что хорошо согласуется с данными сравнения безразмерных функций $\varphi_{\varepsilon,m}$, полученных разными авторами [11,17].

При условиях близких к нейтральным ($|\zeta| \approx \pm 0,1$) функция $\varphi_{\varepsilon,m} = f(\zeta)$ имеет S-образную форму, т.е. в области очень слабой неустойчивости уменьшается, а в области слабой устойчивости увеличивается.

При сильной неустойчивости $\zeta = -1,0$ отношение

функций $(\varphi_{\varepsilon,m}/\varphi_{u,m}) = 2,5$, а при $\zeta \approx 0$ равно единице. С ростом устойчивости, когда $\zeta > 0$, отношение $(\varphi_{\varepsilon,m}/\varphi_{u,m})$ убывает практически линейно.

Обратим внимание на поведение безразмерных функций φ_u , которые рассчитывались по уравнениям (19-21). При неустойчивости значения φ_u и $\varphi_{u,m}$ близки между собой, но в области устойчивости их зависимость от ζ существенно различна. Так, например, функция φ_u , определяемая по интерполяционным уравнениям Бюзингера в диапазон $0,01 < \zeta < 1$, быстро растет до $\varphi_u = 5,7$, тогда как моделируемая функция $\varphi_{u,m}$, в этой же области устойчивости, достигает «насыщения» уже при значениях равных $\varphi_{u,m} = 1,5 - 2,0$.

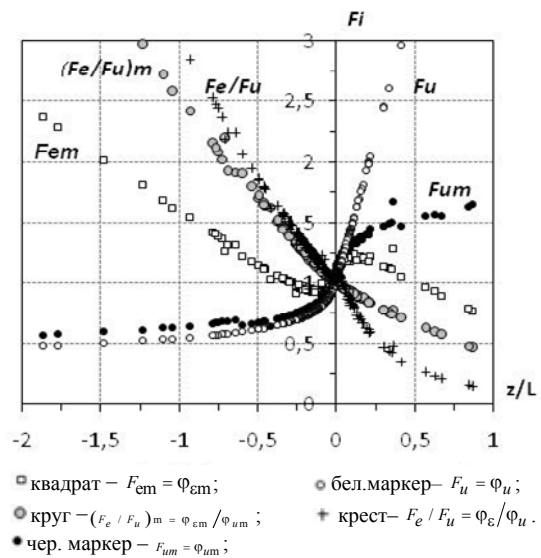


Рис. 2 – Безразмерные функции диссипации турбулентной энергии $\varphi_{\varepsilon,m}$, сдвига ветра $\varphi_{u,m}$ и отношение функций $(\varphi_{\varepsilon}/\varphi_u)_m$.

На рис. 3а показана скорость диссипации ε_m ($\text{см}^2/\text{с}^3$) турбулентной энергии в неустойчивом и устойчивом приземном слое.

Значения диссипации турбулентной энергии, группируются по скоростям ветра (цифры рядом с группами точек), которые на метеорологических станциях измеряются с точностью 1 м/с.

При слабых скоростях $\bar{u}_z \leq 2$ м/с, когда возможны различные состояния гидростатической устойчивости, диссипация мала и не превышает $5 \text{ см}^2/\text{с}^3$. С увеличением скорости ветра стратификация слоя стремится к нейтральному состоянию и диссипации возрастает до $20-30 \text{ см}^2/\text{с}^3$.

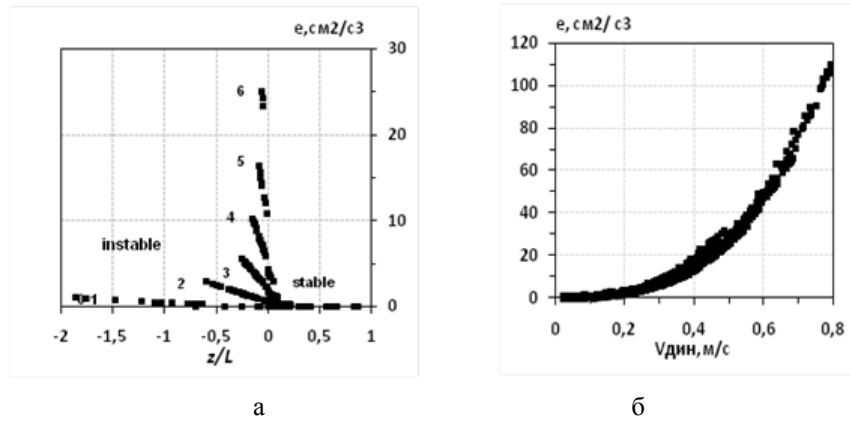


Рис. 3 – Зависимость скорости диссипации турбулентной энергии ϵ ($\text{см}^2/\text{с}^3$) от гидростатической устойчивости приземного слоя (z/L) (а) и динамической скорости u_* (б).

На рис. 3б показаны изменения диссипации в зависимости от динамической скорости. Расчеты выполнены для поверхностей с шероховатостью от 0,05 до 0,5 м. С увеличением градиентов касательного турбулентного напряжения, увеличивается и скорость диссипации, а при высоких скоростях ветра, над достаточно шероховатыми поверхностями, диссипация превышает значения $100 \text{ см}^2/\text{с}^3$.

Наши косвенные оценки скорости диссипации согласуются с прямыми измерениями, проведенными при различной стратификации над поверхностями с шероховатостью 0,1-0,5 м [1]. Измерения показывают, что при слабых скоростях ветра диссипация не превышает $10 \text{ см}^2/\text{с}^3$, а наибольшие величины равные $50\text{-}120 \text{ см}^2/\text{с}^3$, наблюдаются в условиях нейтральной стратификации при больших скоростях ветра (табл. 9.2 в [1]).

Баланс энергии турбулентности для условий свободной конвекции представлен уравнением (12) и содержит число Прандтля $a_H = k_H/k_u = \text{Pr}^{-1}$, равное, по различным оценкам, 2,18 при $\zeta = -1$. Следовательно, баланс к.э.т. выполняется с точностью $\pm 5 \div 10\%$.

Для устойчивого слоя баланс к.э.т., определяется уравнением (13) в котором $C_\epsilon \approx 3,5$. Так как при сильной устойчивости $\zeta \geq 1$ моделируемая безразмерная функция сдвига ветра равна $\varphi_{u,m} \approx 1,5$ (рис.2), то левая часть уравнения (13) равна нулю.

Переход кинетической энергии турбулентности в тепловую происходит постоянно при наличии сдвига ветра. Величина к.э.т. в приземном слое крайне мала и, как правило, не превышают значений $3 \cdot 10^{-3} \text{ Вт}$, что составляет примерно $2,95 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/м}^2$. Тепло выделяемое при диссипации изменяет потенциальную температуру воздушной частицы, что ведет к

изменению ее полной энергии. Эти изменения отражаются на фактическом состоянии приземного слоя, которое и фиксируется при метеорологических наблюдениях.

Аналогичная проверка замыкания баланса кинетической энергии турбулентности выполнена нами и для первого слагаемого уравнения (15), которое, как известно, представляет влияние сил плавучести, как на генерацию, так и на затухание турбулентной энергии.

Выравнивание температурных неоднородностей, возникающих в турбулентной среде, обусловлено каскадным дроблением вихрей в турбулентном потоке. Запишем уравнение диссипации температурных неоднородностей в виде [18]

$$-u_* \theta_* \frac{\partial \theta}{\partial z} - \epsilon_\theta = 0, \quad (22)$$

где ϵ_θ – средняя скорость выравнивания температурных неоднородностей, $\text{K}^2/\text{с}$.

Умножая (22) на $\kappa u_* / (u_* \theta_*)^2$ получаем безразмерное уравнение баланса температурных колебаний в виде

$$\varphi_H - \varphi_\theta = 0, \quad (23)$$

где $\varphi_\theta, \varphi_H$ – безразмерные функции скорости выравнивания температурных неоднородностей и температурного градиента, которые согласно основным закономерностям приземного слоя, введенным Обуховым и Мониним, определяются следующим образом

$$\varphi_\theta = \frac{\kappa z}{u_* \theta_*^2} \epsilon_\theta, \quad (24)$$

$$\varphi_H = -\frac{\kappa z}{T_*^2} \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad (25)$$

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{H(bus)} &= (1-9\zeta)^{-0,5} && \text{при } 2 \geq |-\zeta| > 0 \\ \varphi_{H(bus)} &= (1+5\zeta) && \text{при } \zeta \leq 1 \end{aligned} \right\}. \quad (26)$$

Подставив (24) и (25) в уравнение (23) получим

$$1 - \frac{\varphi_\theta}{\varphi_H} = 1 - \frac{\varepsilon_\theta}{\kappa u_* \theta_*} \frac{dz}{d\theta} = 0. \quad (27)$$

Используя модель SLEB оценим скорость выравнивания температурных неоднородностей K^2/c , безразмерную функцию скорости выравнивания φ_θ и функцию градиента температуры φ_H по соотношениям

$$\varepsilon_{\theta,m} = \frac{\kappa u_* \theta_* (\theta_s - \theta_2)}{z \ln(z_2/z_{0T})}, \quad (28)$$

$$\varphi_{\theta,m} = \frac{z \varepsilon_{\theta,m}}{u_* \theta_*^2}, \quad (29)$$

$$\varphi_{H,m} = \frac{\kappa}{\ln(z_2/z_{0T})} \frac{(\theta_s - \theta_2)}{\theta_*}. \quad (30)$$

В формулах (28-30) u_* , θ_* – масштабы скорости и температуры; θ_s – температура воздуха, на уровне термической шероховатости z_{0T} ; z_2 – высота измерения температуры 2 м.

Как следует из уравнения (27), для выполнения баланса диссипации температурных флуктуаций, отношение функций $(\varphi_\theta/\varphi_H)$ должно равняться единице, при всех состояниях гидростатической устойчивости приземного слоя. Это же следует и из второго слагаемого формулы (27), так как после подстановки

всех входящих в него величин, получаем $(\varepsilon_{\theta,m} dz / \kappa u_* \theta_* dT) = 1$.

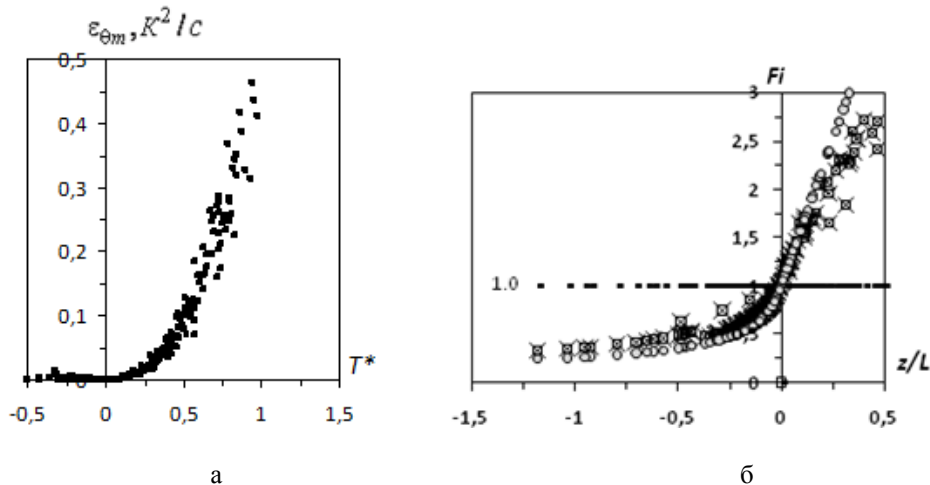
В уравнениях (28-30) заранее известной величиной является только температура θ_2 , а все остальные величины, в том числе температура θ_s , функции градиента температуры и скорости диссипации, обозначенные индексом «m», являются расчётными параметрами метеорологического препроцессора.

На рис. 3а показана изменчивость диссипации температурных флуктуаций в зависимости от масштаба температуры θ_* , а на рис. 3б отношение $\varphi_{\theta,m}/\varphi_{H,m}$, как функция гидростатической устойчивости ζ .

Отношение функций $G_d = (\varphi_{\theta,m}/\varphi_{H,m}) \approx 1,0$ равно единице, что подтверждает выполнимость всех энергобалансовых соотношений приземного слоя, используемых в рамках предлагаемой модели.

Безразмерные функции $\varphi_{\theta,m}$ и $\varphi_{H,m}$ взяты с показателем $(\varphi_{i,m})^{-1}$, чтобы сохранить порядок их числовой зависимости от гидростатической устойчивости таким же, как и в интерполяционных формулах.

Модельная безразмерная функция температурного градиента $\varphi_{H,m}$ близка к интерполяционной функции $\varphi_{H(bus)}$ при неустойчивой стратификации, но при устойчивом состоянии ее изменения гораздо меньше, чем у функции $\varphi_{H(bus)}$.



Пояснение к рис. 4б

- квадрат – φ_{Hm} , формула (30);
- × крест – $\varphi_{\theta m}$, формула (29);
- линия – $(\varphi_{\theta m}/\varphi_{Hm}) = 1,0$, отношение формул (29/30);
- круг – $\varphi_{H(bus)}$, интерполяционные формулы (26)

Рис. 4 – Зависимость скорости выравнивания температурных неоднородностей $\varepsilon_{\theta,m}$ (K^2/c) от масштаба температуры T^* (а) и баланс диссипации температурных неоднородностей, как функция $(\varphi_{\theta,m}/\varphi_{H,m}) = f(\zeta)$ (б).

Для сравнения отношения модельных функций ($\Phi_{\theta,m}/\Phi_{H,m}$) с результатами иных авторов, воспользуемся работой Кадера и Яглома [19] для неустойчивого приземного слоя. При гидростатическом равновесии, согласно работе Кадера и Яглома, отношение функций равно $G_k = 1,21$. В цитируемой работе нет пояснений, почему функция выравнивания температурных неоднородностей при нейтральном состоянии равна $\Phi_{\theta,k} = 3$, что, очевидно, и заставило авторов провести корректировку отношения G_k константой Кармана.

Метеорологический препроцессор SLEB использует модельные функции $\Phi_{H,m}$, $\Phi_{u,m}$ и $\Phi_{\epsilon,m}$, $\Phi_{\theta,m}$, так как в этом случае выполняются все условия сохранения баланса кинетической энергии турбулентности.

4. ВЫВОДЫ

Подчеркнём, что наши результаты получены не с помощью прямых измерений, а с помощью модели приземного слоя, которая обеспечивает достаточно точную оценку закона сохранения энергии, как на поверхности, так и в воздушном потоке, взаимодействующего с поверхностью.

Таким образом, стандартные метеорологических наблюдений содержат информацию не только о простых метеорологических величинах, представляющих текущее состояние погоды, но и информацию о различных масштабах приземного слоя, которые при использовании моделей, описывающих процессы вблизи поверхности, позволяют косвенно определить как внутренние, а иногда и внешние, параметры приземного и пограничного слоя атмосферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бызова Н.Л. Турбулентность в пограничном слое атмосферы / Н.Л. Бызова., В.Н. Иванов, Е.К. Гаргер. – Л.: Гидрометиздат, 1991. – 293 с.
2. Налбандян О.Г. Трёхслойная динамическая модель взаимодействия поверхности с приземным слоем атмосферы / О.Г. Налбандян, В.П. Кухарец, Г.С. Голицын // Изв. РАН Ф.А.О. – 2002. – Т. 38. – Вып. 3. – С. 293 – 300.
3. Орленко Л.Р. Строение пограничного слоя атмосферы / Л.Р. Орленко. – Л.: Гидрометеиздат, 1979. – 279 с.
4. Вагер Б.Г. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности / Б.Г. Вагер, Е.Д. Надежина. – Л.: Гидрометеиздат, 1979. – 136 с.
5. Frenzen P., Voge C.A. The Turbulent Kinetic Energy Budget in the Atmospheric Surface Layer. A Review and an Experimental Reexamination in the Field. *Boundary-Layer Meteorology*, 1992, vol. 60, pp. 49 – 76.
6. Wyngaard J.C., Cote O.R. The Budgets of Turbulent Kinetic Energy and Temperature Variance in the Atmospheric Surface Layer. *J. Atmos. Sci.*, 1971, vol. 28, pp. 190 – 201.
7. Duynkerke P.G. Application of the E-e Turbulence Closure Model to the Neutral and Stable Atmospheric Boundary Layer. *J. Atmos. Sci.*, 1988, vol. 45, pp. 865 – 880.
8. Алоян А.Е. Моделирование динамики и кинетики газовых примесей в атмосфере / А.Е. Алоян – М.: Наука, 2005. – 400 с.
9. Волошин В.Г. Динамическая модель загрязнения атмосферы с метеорологическим препроцессором / В.Г. Волошин, науч. ред. С.Н. Степаненко. – Одесса: Экология, 2013. – 296 с.
10. Hsieh C.-I., Katul G.G., Schieldge J., Sigmon J., Knoerr K.R. Estimation of momentum and heat fluxes using dissipation and flux-variance methods in the unstable surface layer. *Water resources research*, 1996, vol. 32, № 8, pp. 453 – 2462.
11. Kader B.A., Yaglom A.M. Mean fields and fluctuation moments in unstable stratified turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, 1990, vol. 212, pp. 57 – 71.
12. Монин А.С. Статистическая гидродинамика. Теория турбулентности / А.С. Монин, А.М. Яглом. – СПб.: Гидрометеиздат, 1996. – Т. 2. – 742 с.
13. Степаненко С.Н. Энергобалансовая модель приземного слоя атмосферы / С.Н., Степаненко, В.Г. Волошин, В.Ю. Курышина // Украинский гидрометеорологический журнал. – 2011. – Вып. 9. – С. 38 – 59.
14. Bradshaw P., Ferris D.H., Atwell N.P. Calculation of Boundary Layer Development Using the Turbulent Energy Equation. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 28, № 3, pp. 593 – 616.
15. Holtslag A.A., Nieuwstadt F.T.M. Scaling the atmospheric boundary layer. *J. Boundary-Layer Meteorology*, 1986, vol. 36, pp. 201 – 209.
16. Noilhan J., Planton S. A simple parameterization of land surface processes for meteorological models. *J. Mon. Wea. Rev.*, 1989, vol. 117, pp. 536 – 549.
17. Ньюстадт Ф. Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей / Под ред. Ф. Ньюстадта и Х. Ван Дона. – Л.: Гидрометеиздат, 1985. – 351 с.
18. Kader B.A., Yaglom A.M. Heat and mass transfer laws for fully turbulent wall flows. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1972, vol. 15, pp. 2329 – 2351.

REFERENCES

1. Byzova N.L., Ivanov V.N., Garger E.K. *Turbulentnost v pogranichnom sloe atmosfery* [Turbulence in the boundary layer]. Leningrad, 1991. 293 p.
2. Nalbandyan O.G., Kuxarec V.P., Golitsyn G.S. *Trekhsloynaya dinamicheskaya model' vzaimodeystviya poverkhnosti s prizemnym sloem atmosfery* [A three-layer model of dynamic interaction of the underlying surface with atmospheric surface layer]. *Izv. RAN F.A.O. - News RAS Ph.A.O.* Moscow, 2002, vol. 38, № 3, pp. 293 – 300.
3. Orlenko L.R. *Stroenie pogranichnogo sloya atmosfery* [The structure of the atmospheric boundary layer]. Leningrad, 1979. 279 p.
4. Vager B.G., Nadezhina E.D. *Pogranichnyy sloy atmosfery v usloviyakh gorizontallyy neodnorodnosti* [The atmospheric boundary layer under the horizontal inhomogeneity conditions]. Leningrad, 1979. 136 p.
5. Frenzen P., Voge C.A. The Turbulent Kinetic Energy Budget in the Atmospheric Surface Layer. A Review and an Experimental Reexamination in the Field. *Boundary-Layer Meteorology*, 1992, vol. 60, pp. 49 – 76.
6. Wyngaard J.C., Cote O.R. The Budgets of Turbulent Kinetic Energy and Temperature Variance in the Atmospheric Surface Layer. *J. Atmos. Sci.*, 1971, vol. 28, pp. 190 – 201.
7. Duynkerke P.G. Application of the E-e Turbulence Closure Model to the Neutral and Stable Atmospheric Boundary Layer. *J. Atmos. Sci.*, 1988, vol. 45, pp. 865 – 880.
8. Aloyan A.E. *Modelirovanie dinamiki i kinetiki gazovykh primesey v atmosfere* [Simulation of the dynamics and kinetics of gas pollutants in the atmosphere]. Moscow, 2005. 400 p.

9. Voloshin V.G. *Dinamicheskaya model' zagryazneniya atmosfery s meteorologicheskim preprocessorom* [A dynamic model of air pollution with the meteorological preprocessor]. Odessa, 2013. 296 p. (Scie. Ed. S.N. Stepanenko).
10. Hsieh C.-I., Katul G.G., Schieldge J., Sigmon J., Knoerr K.R. Estimation of momentum and heat fluxes using dissipation and flux-variance methods in the unstable surface layer. *Water resources research*, 1996, vol. 32, № 8, pp. 453 – 2462.
11. Kader B.A., Yaglom A.M. Mean fields and fluctuation moments in unstable stratified turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, 1990, vol. 212, pp. 57 – 71.
12. Monin A.S., Yaglom A.M. *Statisticheskaya gidrodinamika. Teoriya turbulentnosti* [Statistical hydrodynamics. The theory of turbulence]. Leningrad, 1996. vol. 2. 742 p.
13. Stepanenko S.N., Voloshin V.G., Kuryshina V.Yu. Energo-balansovaya model prizemnogo sloya atmosfery [Surface Layer Energy Balance]. *Ukr. gidrometeorol. ž. - Ukrainian hydrometeorological journal*. Odessa, 2011. vol. 9. pp. 38 – 59.
14. Bradshaw P., Ferris D.H., Atwell N.P. Calculation of Boundary Layer Development Using the Turbulent Energy Equation. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 28, № 3, pp. 593 – 616.
15. Holtslag A.A., Nieuwstadt F.T.M. Scaling the atmospheric boundary layer. *J. Boundary-Layer Meteorology*, 1986, vol. 36, pp. 201 - 209.
16. Noilhan J., Planton S. A simple parameterization of land surface processes for meteorological models. *J. Mon. Wea. Rev.*, 1989, vol. 117, pp. 536 – 549.
17. Nyustadt F., Don X.Van (Eds). *Atmosfernaya turbulentnost' i modelirovanie rasprostraneniya primesey* [Atmospheric turbulence and air pollution modelling]. Leningrad, 1985. 351 p.
18. Kader B.A., Yaglom A.M. Heat and mass transfer laws for fully turbulent wall flows. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1972, vol. 15, pp. 2329 – 2351.

ФУНКЦІЯ ДИСИПАЦІЇ ТУРБУЛЕНТНОЇ ЕНЕРГІЇ В ПРИЗЕМНОМУ ШАРІ АТМОСФЕРИ

В.Г. Волошин, кандидат геогр.наук,
В.Ю. Курьшина, асистент

Одеський державний екологічний університет,
вул. Львівська, 15, 65016, Одеса, Україна, geophys@ogmi.farlep.odessa.ua

На основі стандартних метеорологічних спостережень, за допомогою енергобалансової моделі приземного шару атмосфери отримані функції і середня швидкість дисипації турбулентної енергії. Модель забезпечує “замикання” теплового балансу поверхні, балансу потоків дисипації кінетичної енергії турбулентності (KET) і вирівнювання температурних неоднорідностей в турбулентному потоці. Модель побудована на базі теорії приземного шару Моніна-Обухова. Результати порівнюються з аналогічними моделями інших авторів.

Ключові слова: приземний шар атмосфери, тепловий баланс земної поверхні, дисипація KET, турбулентні потоки, універсальні функції зсуву вітру, профілю температури.

THE FUNCTION OF THE TURBULENT ENERGY DISSIPATION IN THE ATMOSPHERIC SURFACE LAYER

V.G. Voloshin, Ph.D.,
V.Yu. Kuryshina, assistant

Odessa State Environmental University,
15, Lvivska St., 65016 Odessa, Ukraine, geophys@ogmi.farlep.odessa.ua

Introduction. The problem of energetics of atmospheric processes is one of the important problem in the modern meteorology. Distribution of the sources and sinks of energy, especially near the surface, also turbulent transport and transformation of energy reflect all features of the processes generated in the atmospheric boundary layer, their behavior and intensity.

Purpose. A purpose of the work is a description of processes of production of turbulent kinetic energy (TKE) and dissipation rate of TKE in the surface layer, because transition of heat energy into TKE and vice versa, occurs continuously in the presence of wind shift. These changes are reflected in the actual state of the surface layer, which is registered with the meteorological observations.

Investigation methods. On the basis of the assumption that the TKE dissipation rate is directly proportional to its production, an atmospheric surface layer model, including the surface layer parameterization based on the Monin-Obukhov similarity theory and the modified Businger relationships, is proposed. The

model provides sufficiently accurate assessment of the energy conservation law both on the surface and in the air flux. Statistical features of atmospheric turbulence, such as the vertical gradients of substances, dispersion and covariance are universal functions of hydrostatic stability of the surface layer, therefore non-dimensional functions of TKE dissipation and smoothing of temperature inhomogeneity are determined from the TKE budget equation, which are given to a non-dimensional form.

Results. The dependence of dissipation from stratification and wind velocity over surfaces with different roughness is defined. Under unstable stratification the function of dissipation is greater than 1 ($\varphi_\varepsilon > 1$) and increases with its growth, under stable stratification the function decreases to zero. If the conditions are close to neutral, the function form becomes an S-shape one. Under weak wind velocities ($u \leq 2$ m/s), the dissipation rate is small and does not exceed $5 \text{ cm}^2/\text{c}^3$. With increasing wind velocities, the stratification of layer tends to the neutral condition and the dissipation rate increases to 100-150 cm^2/c^3 depending on the surface roughness. The results are good consistent with the measurements, carried out for different stratifications and wind velocities.

A similar test of “closure” of the TKE budget equation is executed for the forces, representing the buoyancy effect. Ratio of the non-dimensional function of rate of smoothing of temperature inhomogeneity, φ_θ , and temperature gradient, φ_T , is equal to 1 ($(\varphi_\theta/\varphi_T) \approx 1,0$), that confirms satisfiability of all the energy budget equations for the surface layer, used in the proposed model.

Conclusion. The results are obtained not by observations, but by the atmospheric surface layer model, including all the energy budget equations, which provides execution of energy conservation law both on the surface and in the air flux. Standard meteorological observations contain information not only about meteorological parameters, representing the actual weather conditions, but also information about the surface layer scaling parameters, which allow to determine both the internal and sometimes external parameters of the surface layer and the atmospheric boundary layer.

Key words. atmospheric surface layer, surface heat budget, turbulence, TKE dissipation, turbulent flows, universal functions of wind shift, temperature profiles, non-dimensional functions of TKE dissipation

Дата первого представления.: 15.06.2015

Дата поступления окончательной версии : 12.10.2015

Дата опубликования статьи: 26.11.2015