

И.В. КОВАЛЕЦ

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ НА ТЕПЛООБМЕН ВОЗДУХА С ЗЕМЛЕЙ

***Анотація.** В роботі проведено моделювання процесу натікання повітря з холодної поверхні води на теплу поверхню суші та порівняння розрахунків із вимірюваннями. З розрахунків видно, що потоки тепла в прибережній зоні можуть більш ніж на 20% перевищувати значення потоків тепла, обчислених з припущення про горизонтальну однорідність приземного шару. Таким чином, горизонтальну неоднорідність атмосфери слід враховувати при розрахунках охолодження водойм, горизонтальний розмір яких має масштаб ~100 м.*

***Ключові слова:** теплообмін, приземний шар атмосфери, внутрішній граничний шар.*

***Аннотация.** В работе проведено моделирование процесса натекания воздуха с холодной поверхности воды на теплую поверхность суши и сравнение расчетов с результатами измерений. Из расчетов следует, что потоки тепла в прибрежной зоне могут более чем на 20% превышать значения потоков тепла, вычисленных из предположения о горизонтальной однородности приземного слоя. Таким образом, горизонтальную неоднородность атмосферы следует учитывать при расчетах охлаждения водоемов, горизонтальный размер которых имеет масштаб ~100 м.*

***Ключевые слова:** теплообмен, приземный слой атмосферы, внутренний пограничный слой.*

***Abstract.** In the paper, the air flow process from the cold water surface onto the warm land surface was simulated. The comparisons of calculations with measurements were performed as well. The calculations show that the heat flux in the narrow coastal zone may be more than 20% higher than the values of heat fluxes calculated from the assumption of horizontal homogeneity of the surface layer. Thus, the horizontal inhomogeneity of the atmosphere must be taken into account in the calculation of the cooling water, the horizontal size of which has a scale of ~100 m.*

***Keywords:** heat exchange, atmospheric surface layer, internal boundary layer.*

1. Введение

Задача оценки теплообмена воздуха с Землей имеет большое практическое значение. В частности, для расчета скорости охлаждения воды в водоемах-охладителях АЭС требуется оценивать составляющую охлаждения за счет теплообмена поверхности водоема и воздуха. Обычно поток тепла за счет данного механизма полагается пропорциональным разности температуры поверхности воды и воздуха, причем во многих случаях характеристики воздушного потока над водоемом принимаются горизонтально однородными, а температура, влажность и другие метеорологические характеристики воздуха над водой задаются на основании данных измерений ближайшей метеостанции, расположенной на берегу водоема [1]. Недостатком описанного способа параметризации теплообмена является допущение о горизонтальной однородности воздушного потока. В действительности, это допущение с большой точностью выполняется только при расстояниях от берега больше 2км [2]. С другой стороны, детальный учет особенностей взаимодействия воздушного потока с поверхностью требует использования чрезвычайно ресурсоемких мезомасштабных метеорологических моделей, таких как [3]. Для того, чтобы выяснить необходимость подобного усложнения расчетов, необходимо получить оценку погрешности в значениях потока тепла, вносимую использованием предположения о горизонтальной однородности воздушного потока. Получение такой оценки и является целью настоящей работы.

2. Постановка и метод решения задачи

В работе используется модель DETATOX, подробно описанная в [4] и [5], в которой численно решается полная трехмерная система уравнений гидротермодинамики с учетом сжимаемости (уравнения неразрывности, сохранения компонент импульса и внутренней энергии), осредненная по Фавру-Рейнольдсу. Для параметризации турбулентных напряжений и потоков используются градиентные соотношения:

$$-\langle u_i'' \varphi'' \rangle = \nu_\varphi \frac{\partial \langle \varphi \rangle}{\partial x_i}; \quad -\langle u_i'' u_j'' \rangle = \nu_m \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(k + \nu_t \frac{\partial \langle u_\alpha \rangle}{\partial x_\alpha} \right),$$

где треугольными скобками обозначено осреднение по Фавру, двойными верхними штрихами – пульсационные составляющие, $x_i = (x, y, z)$ – координаты при $i = 1, 2, 3$, ось z направлена вертикально вверх, $u_i = (u, v, w)$ – проекции вектора скорости на оси x, y, z , соответственно, φ – произвольная скалярная величина (температура, влажность, концентрация и др.), σ_φ – турбулентное число Прандтля. Согласно соотношению Колмогорова, коэффициенты турбулентной вязкости и диффузии ν_m, ν_φ выражаются через турбулентную кинетическую энергию $k = 0,5(\langle u''^2 \rangle + \langle v''^2 \rangle + \langle w''^2 \rangle)$ и масштаб турбулентности l :

$$\nu_\varphi = S_\varphi \cdot \sqrt{k} \cdot l, \quad \nu_m = S_m \cdot \sqrt{k} \cdot l, \quad (1)$$

где $l = \kappa z$, z – кратчайшее расстояние до стенки. Для энергии турбулентности k в модели решается стандартное уравнение [6]. Зависимость коэффициентов турбулентной вязкости и диффузии от стратификации определяется значениями коэффициентов S_φ, S_m . В ранних исследованиях значения этих коэффициентов полагали константами: $S_\varphi = C_0^\varphi, S_m = C_0^m$. В частности, для случая турбулентной вязкости во множестве натуральных и лабораторных экспериментов было установлено значение $C_0^m = 0,55$ [6]. Однако в более поздних работах [7] и [8] были введены поправки на зависимость S_φ, S_m от числа Ричардсона:

$$S_{\varphi(m)} = S_{\varphi(m)}(Ri), \quad Ri = (g/T) \cdot \langle w'' T'' \rangle / \langle u'' w'' \rangle. \quad (2)$$

В настоящей работе использовались поправки, предложенные в работе [8], поскольку они приводят к лучшему согласованию результатов теории и наблюдений при неустойчивой стратификации, что видно из сравнения рис. 5а из [7] с рис. 7 из [8].

Для задания граничных условий на поверхности Земли в модели используется теория Монино-Обухова [6]. Согласно этой теории, в случае горизонтально однородного пограничного слоя профили температуры, скорости и влажности в приземном слое (приблизительно нижние 50 м) определяются: а) потоком импульса у поверхности $\tau = (\bar{\rho} \langle u'' w'' \rangle)_{z=0}$; б) потоком тепла у поверхности $Q_H = (\bar{\rho} c_p \langle T'' w'' \rangle)_{z=0}$; скрытым потоком тепла за счет испарения $Q_e = (\bar{\rho} L \langle w'' \vartheta'' \rangle)_{z=0}$. В приведенных соотношениях $\bar{\rho}$ – осредненная по Рейнольдсу плотность, c_p – удельная теплоемкость, L – удельная теплота парообразования, T – температура, ϑ – концентрация паров воды. В дальнейшем будут также использоваться следующие характеристики: динамическая скорость $u_* = \sqrt{\tau / \bar{\rho}}$, кинематический поток тепла $q_H = Q_H / \bar{\rho} c_p$, поток влаги $q_e = Q_e / \bar{\rho} L$. Вместо обычной температуры в дальнейшем для удобства будет также использоваться виртуальная температура для

смеси воздуха и водяного пара $T_v = T(1 + 0,6q)$, где q – удельная влажность воздуха. Удобство использования виртуальной температуры связано с тем, что уравнение состояния можно записать в виде $P = \rho R_d T_v$, где $R_d = 287$ Дж/кг·К – газовая постоянная для сухого воздуха. Введем также виртуальные полный (Q_v) и кинематический (q_v) потоки тепла:

$$Q_v = \left(\bar{\rho} c_p \langle w'' T_v'' \rangle \right)_0 = \bar{\rho} c_p q_v = Q_H + (0,61 T c_p / L) Q_e = \rho c_p (q_H + 0,61 T q_e).$$

Согласно теории Мони́на-Обухова, зависимость распределения скорости, виртуальной температуры и удельной влажности можно представить в виде [6]

$$\frac{dU}{dz} \Big|_{z < z_1} = \frac{u_*}{kz} \varphi_m(\zeta), \quad (3)$$

$$\frac{dT_v}{dz} \Big|_{z < z_1} = -\frac{q_v}{u_* kz} \varphi_T(\zeta), \quad (4)$$

$$\frac{dq}{dz} \Big|_{z < z_1} = -\frac{q_e}{u_* kz} \varphi_v(\zeta), \quad (5)$$

где $\zeta = -z/L$, $L = -u_*^3 / (k\beta q_v)$ – масштаб Мони́на-Обухова, $\beta = g/T^s$, $k = 0,4$ – константа Кармана, T^s – температура воздуха вблизи поверхности, z_1 – высота приземного слоя, φ_m, φ_T – универсальные функции, конкретный вид которых определяется эмпирически. Для значений ζ в пределах $-2 \leq \zeta \leq 2$ вид универсальных функций установлен с хорошей точностью [6].

После интегрирования уравнений (3)–(5) [6] получаем алгебраические соотношения для вертикальных профилей метеорологических элементов в приземном слое:

$$U(z_1) = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z_1}{z_0} \right) - \psi_m \left(\frac{z_1}{L} \right) + \psi_m \left(\frac{z_0}{L} \right) \right], \quad (6)$$

$$T_v^s - T_v(z_1) = \frac{q_v}{ku_*} \left[\ln \left(\frac{z_1}{z_{0T}} \right) - \psi_T \left(\frac{z_1}{L} \right) + \psi_T \left(\frac{z_{0T}}{L} \right) \right], \quad (7)$$

$$q^s(T^s) - q(z_1) = \frac{q_e}{ku_*} \left[\ln \left(\frac{z_1}{z_{0T}} \right) - \psi_v \left(\frac{z_1}{L} \right) + \psi_v \left(\frac{z_{0T}}{L} \right) \right], \quad (8)$$

где T^s, q^s, T_v^s – влажность, температура, виртуальная температура вблизи поверхности, z_0, z_{0T} – параметры шероховатости поверхности для скорости и температуры (влаги) соответственно. При заданных температуре $T(z_1)$, влажности $q(z_1)$ и скорости $U(z_1)$ на конкретной высоте z_1 , а также температуре поверхности T^s уравнения (6)–(8) могут быть решены относительно q_e, q_v, u_* .

Соотношения теории Мони́на-Обухова (3)–(5) и (6)–(8) выполняются в случае горизонтально однородного пограничного слоя в пределах высоты приземного слоя z_1 . Однако в случае моделирования горизонтально неоднородного пограничного слоя можно предполагать выполнение этих соотношений только в слое между поверхностью Земли и первым уровнем модели. Такие соотношения (6)–(8) используются для постановки граничных условий в модели, только под высотой z_1 в этом случае следует понимать высоту первого уровня модели.

3. Результаты расчетов

3.1. Расчеты для условий горизонтально однородного приземного слоя

Вначале с помощью модели (9)–(15) были проведены серии тестов по воспроизведению вертикальных профилей температуры, скорости и энергии турбулентных пульсаций в горизонтально однородном приземном слое в случае неустойчивой стратификации. В первой серии использовалась модель турбулентности с постоянным значением $S_\varphi = C_0^\varphi$. Во второй серии тестов S_φ вычислялось, как функция числа Ричардсона, согласно работе [8]. Во всех тестах параметры вычислительной области следующие: длина области 100 м (предполагается, что длина области не имеет значения для вычислений, поскольку решается задача для горизонтально однородной атмосферы), высота области 100 м, шаг сетки 1 м по горизонтали, 0,05 м по вертикали у поверхности Земли. Начиная с высоты 1,5 м, шаг сетки δz увеличивался с постоянным коэффициентом $\delta z_i / \delta z_{i-1} = 1,13$, где i – вертикальный уровень. Число узлов по горизонтали – 100, по вертикали – 80. Определяющими параметрами, которые варьировались в тестах, были динамическая скорость u_* и кинематический поток тепла q_H , которые определяли масштаб Монина-Обухова L , поскольку поток влаги отсутствовал.

Инициализация вертикальных распределений скорости, температуры и ТКЭ производилась следующим образом. Вначале задавались распределение ТКЭ из аналитических соотношений [8] и предположение о равенстве между генерацией и диссипацией энергии турбулентности. После определения начального профиля $k_0(z)$ для определения профилей температуры и скорости интегрировались уравнения $v_0''(dU_0/dz) = u_*^2$, $-v_0''(dT_0/dz) = q_s$, поскольку потоки тепла и импульса в приземном слое можно считать постоянными.

На рис. 1 представлена универсальная функция φ_m , рассчитанная с помощью модели и полученная на основании эмпирических данных Бусингера и Даера [6], $\varphi_m = (1 - 15\zeta)^{-1/3}$. Можно видеть, что использование соотношений [8] для коэффициентов $S_{\varphi(m)}$ приводит к удовлетворительному воспроизведению универсальной функции, тогда как использование постоянных значений этих коэффициентов приводит к более значительным отклонениям рассчитанных профилей от эмпирических значений универсальной функции.

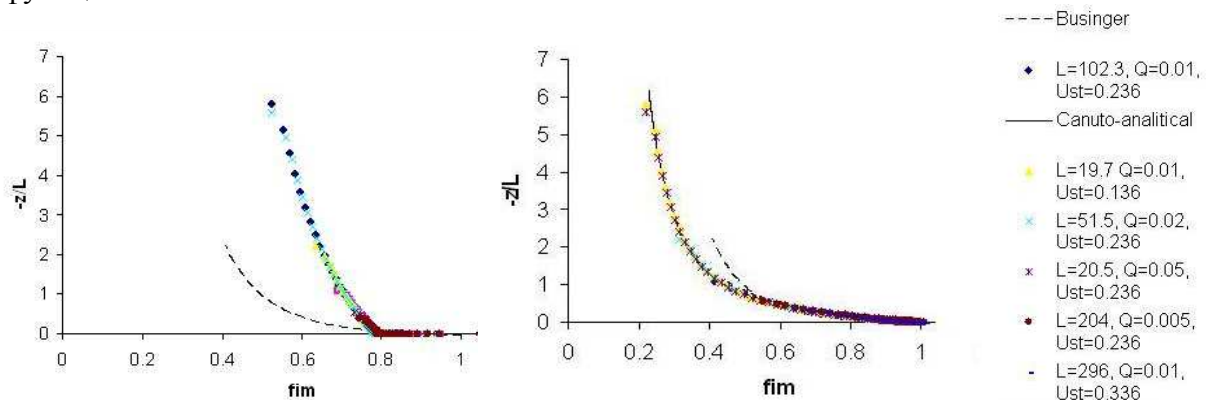


Рис. 1. Универсальная функция φ_m , полученная из эмпирических соотношений Бусингера и Даера (штриховая линия), рассчитанная с учетом зависимости [8] для $S^\varphi(Ri)$ (справа) и с $S^\varphi = const$ (слева) для различных u_*, q_v, L . Сплошная линия на рисунке справа – аналитическое решение модели [8]

3.2. Расчеты для условий эксперимента [9]

В 1975 г на одном из островов Голландии была проведена серия экспериментов по изучению внутреннего пограничного слоя, образующегося при натекании холодного воздуха с моря на теплую поверхность суши [9]. Для проведения экспериментов были выбраны участки с приблизительно ровной береговой линией, малым уклоном поверхности. Особый интерес для моделирования представляет один из экспериментов, в котором направление ветра было перпендикулярно береговой линии, и поэтому задачу расчета обтекания можно считать двумерной, что существенно упрощает интерпретацию результатов.

Схема проведения экспериментов показана на рис. 2. В экспериментах проводились измерения температуры воздуха и температуры подстилающей поверхности датчиками, установленными на трех мачтах высотой до 12,5 м и на дополнительных девяти мачтах высотой 2,5 м. На одной из мачт были расположены также датчики скорости и направления ветра (на высотах 0,5; 1, 2, 3, 5 м).

В эксперименте, выбранном для моделирования, температура поверхности суши равнялась 30 °С, а температура поверхности воды (на расстоянии около 120 м от берега) равнялась 17,5 °С, скорость ветра равнялась 5,65 м/с. Эти значения использовались в модели для задания начальных и граничных условий. Изменение температуры поверхности во времени, а также горизонтальная неоднородность распределения температуры воды в расчетах не учитывались. Условия устойчивости воздуха над водой полагались нейтральными.

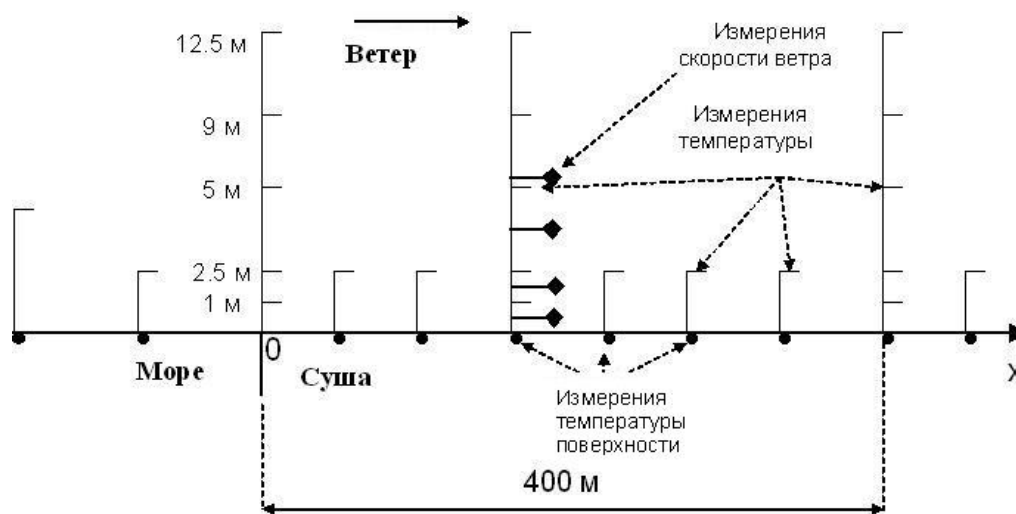


Рис. 2. Схема проведения экспериментов [9]

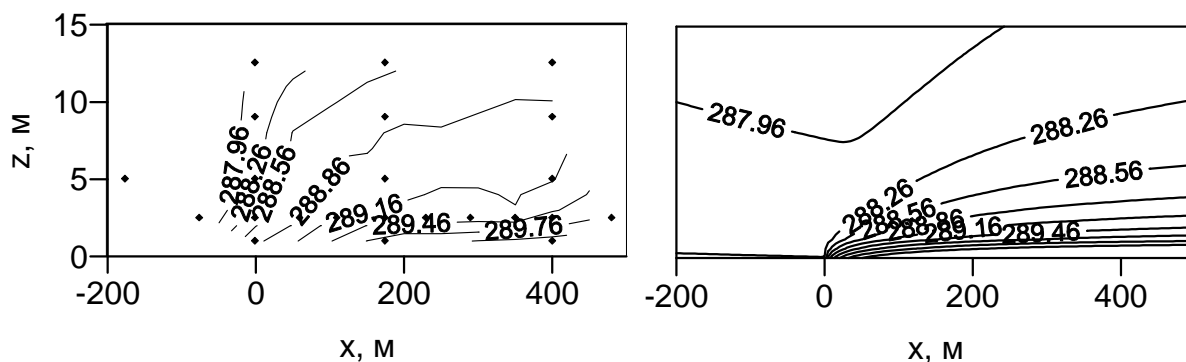


Рис. 3. Сравнение рассчитанных и измеренных поперечных сечений распределения температуры в эксперименте [9]. Слева – результаты измерений; справа – результаты расчетов

На рис. 3 показано сравнение рассчитанных и измеренных в эксперименте [9] поперечных сечений распределения температуры. Результаты расчетов характеризуются несколько более медленным прогреванием холодного воздуха по мере его движения над суши, что приводит к расхождениям в температуре между расчетами и измерениями до $0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ на высоте 10 м и на расстоянии 400 м от береговой линии.

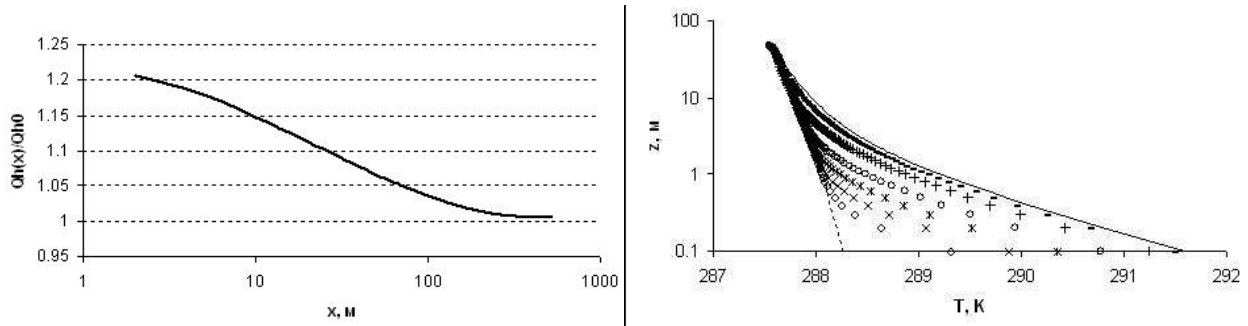


Рис. 4. Изменение с расстоянием возмущений потока тепла Q_H по отношению к значению на бесконечности Q_H^0 (слева) и вертикальных профилей температуры (справа). Два крайних температурных профиля соответствуют невозмущенным условиям и условиям на бесконечности. Профили между ними соответствуют расстояниям от береговой линии: $x = 10, 25, 50, 100, 250, 500$ м

На рис. 4 показаны зависимости от расстояния возмущений потока тепла по отношению к значению на бесконечности и вертикальных профилей температуры. Модель воспроизводит постепенную адаптацию вертикальных профилей температуры к новой подстилающей поверхности, так что зависимость высоты внутреннего пограничного слоя от координаты приблизительно линейная $h_{tbl} \sim x$, что близко соответствует зависимости $h_{tbl} \sim x^{0.8}$, приведенной в работах [2, 9].

В расчетах получено следующее значение потока тепла на бесконечности, соответствующее горизонтально однородному приземному слою над поверхностью суши, при заданных граничных условиях: $Q_H^0 = 219\text{ Вт/м}^2$. В работе [9] установлена эмпирическая зависимость, согласно которой поток тепла на расстояниях до 500 м определяется разностью температур суши и воды:

$$Q_H = \alpha \rho c_p u_2 (T_g - T_w), \quad (9)$$

где безразмерная константа $\alpha = 0,002088$, u_2 – скорость воздуха на высоте 2 м, T_g, T_w – температуры суши и воды соответственно. Согласно формуле (9), поток тепла для условий эксперимента равен 196 Вт/м^2 . Расхождение между рассчитанным моделью и по формуле (9) значением потока тепла находится в пределах погрешности формулы (9).

В работе [9] отмечено, что, согласно наблюдениям в неоднородном приземном слое, поток тепла варьировался в пределах нескольких процентов. Однако измерения потока тепла в работе [9] проводились, начиная с расстояний 100 м от берега. Согласно расчетам, проведенным в данной работе, действительно, для расстояний более 100 м от берега поток тепла варьируется в пределах 5% (рис. 4). Но на более близких расстояниях к берегу значения потока тепла существенно превышают значения потока тепла на бесконечности. Согласно расчетам, максимальное возмущение потока тепла по отношению к значению на бесконечности – около 20%.

Из приведенных результатов следует, что отклонение рассчитанных температур от измеренных на рис. 3 не связано с занижением интегрального потока тепла в модели.

Скорее всего, это связано с отклонениями потока тепла в узкой прибрежной зоне от значений на бесконечности, которые в некоторой степени воспроизводятся моделью, однако в действительности они могут быть еще более значительными.

4. Выводы

В работе с помощью численной гидродинамической модели было проведено численное моделирование для условий натурального эксперимента, в котором изучалось изменение распределения температуры воздуха, натекающего с холодной поверхности воды на теплую поверхность суши. На основании расчетов показано, что потоки тепла в прибрежной зоне (около 100 м) могут существенно превышать поток тепла на бесконечности, т.е. в горизонтально однородном приземном слое атмосферы. Согласно расчетам, максимальное возмущение потока тепла по отношению к значению на бесконечности – около 20%. При этом результаты сопоставления рассчитанных и измеренных распределений температуры свидетельствуют о том, что реальное возмущение потока тепла может быть даже больше, чем приведенная оценка. Получение более точных оценок будет предметом дальнейших исследований. Таким образом, при расчетах охлаждения водоемов, горизонтальный размер которых имеет масштаб ~100 м, учет горизонтальной неоднородности приземного слоя атмосферы может существенно влиять на результаты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Development and application of 3D numerical model THREEETOX to the prediction of cooling water transport and mixing in the inland and coastal waters / V. Maderich, R. Heling, R. Bezhenar [et al.] // Hydrological Processes. – 2008. – Vol. 22. – P. 1000 – 1013.
2. Arya P.S. Introduction to Micrometeorology / Arya P.S. – New York: Academic Press, 2001. – 420 p.
3. A description of the advanced research WRF version 3 [Электронный ресурс] / W.C. Skamarock, J.B. Klemp, J. Dudhia [et al.] // NCAR Technical Note NCAR/TN-475+STR. – USA, Boulder: National Center for Atmospheric Research, 2008. – 125 p. – Режим доступа: <http://wrf-model.org>.
4. Kovalets I.V. Numerical simulation of interaction of the heavy gas cloud with the atmospheric surface layer / I.V. Kovalets, V.S. Maderich // Environmental Fluid Mechanics. – 2006. – Vol. 6, N 4. – P. 313 – 340.
5. Ковалец И.В. Численная гидродинамическая модель атмосферной дисперсии загрязнений вокруг зданий / И.В. Ковалец // Сб. Тр. ИПМЭ им Пухова. – 2011. – № 57. – С. 3 – 10.
6. Монин А.С. Статистическая гидромеханика / А.С. Монин, А.М. Яглом. – Л.: Гидрометеиздат, 1992. – Т. 1. – 696 с.
7. Mellor G. Development of a Turbulence Closure Model for Geophysical Fluid Problems / G. Mellor, T. Yamada // Reviews of Geophysics. – 1982. – Vol. 20. – P. 851 – 875.
8. Cheng Y. An Improved Model for the Turbulent PBL / Y. Cheng, V.M. Canuto, A.M. Howard // Journal of the Atmospheric Sciences. – 2002. – Vol. 59. – P. 1550 – 1565.
9. Vughts H.F. Air modification due to a step change in surface temperature / H.F. Vughts, J.A. Businger // Boundary Layer Meteorology. – 1977. – Vol. 11. – P. 295 – 305.

Стаття надійшла до редакції 23.10.2012