

Д.А. Беликов, А.В. Старченко

## Численная модель турбулентного переноса примеси в пограничном слое атмосферы

Томский государственный университет

Поступила в редакцию 7.02.2007 г.

Представлена оригинальная модель турбулентного переноса примеси, в которой в рамках приближения слабой неравновесности получены алгебраические выражения для турбулентных потоков массы  $\langle cu \rangle$ ,  $\langle cv \rangle$ ,  $\langle cw \rangle$  в виде простых градиентных замыкающих соотношений. Проведено тестирование предложенной модели на фундаментальных экспериментах для различных условий стратификации атмосферы, динамики атмосферного пограничного слоя и турбулентного рассеяния примеси от приземного источника. Полученные соотношения для турбулентных потоков массы используются в модели переноса примеси, учитывающей химические превращения переносимых компонент, а также для исследования образования и рассеяния вторичных загрязнителей в приземном слое воздуха над городом и его окрестностями.

В последнее время работы по теории атмосферной диффузии и распространению примеси, основанные на результатах интегрирования уравнения турбулентной диффузии, получили значительное развитие [1–3]. Преимущества данного подхода заключаются в возможности учета химических реакций между компонентами примеси при помощи моделей атмосферной химии [4, 5], что позволяет детально анализировать антропогенное воздействие человека на природу в локальных масштабах. В случае же использования вычислительных систем с параллельной архитектурой, существенно повышающих быстродействие моделей такого уровня, весьма привлекательна возможность выполнения быстрого и достаточно подробного прогноза развития экологической ситуации в локальном и региональном масштабах [6].

Расчет концентрации примеси в рамках эйлерова континуального подхода осуществляется по модели турбулентной диффузии, которая включает транспортное уравнение [2–5]:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial UC}{\partial x} + \frac{\partial VC}{\partial y} + \frac{\partial WC}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial x} \langle cu \rangle - \frac{\partial}{\partial y} \langle cv \rangle - \frac{\partial}{\partial z} \langle cw \rangle + S + R, \quad (1)$$

описывающее адвекцию, турбулентную диффузию, источники примеси и химические реакции [1]. Здесь  $C(t, x, y, z)$ ,  $c(t, x, y, z)$  – осредненная и пульсационная составляющие концентрации примеси;  $(U, V)$ ,  $(u, v)$  – осредненные и пульсационные горизонтальные компоненты вектора ветра;  $W_c$ ,  $w_c$  – осредненная и пульсационная вертикальные составляющие скорости примеси;  $S$  – источниковый член, представляющий выбросы примеси в атмосферу;  $R$  – химические реакции с компонентами примеси, протекающие в воздухе;  $t$  – время;  $(x, y, z)$  – координаты.

Уравнение (1) незамкнуто, так как в нем кроме искомой концентрации  $C$  присутствуют дополнительные неизвестные – корреляции  $\langle cu \rangle$ ,  $\langle cv \rangle$ ,  $\langle cw \rangle$ , представляющие турбулентную диффузию примеси и выражающиеся через моменты более высокого порядка, определение которых представляется крайне сложной задачей [7]. В настоящее время достигнуто общее понимание этой проблемы, разработаны подходы и методы (например, подход, основанный на градиентных соотношениях Буссинеска [2, 7]), использование которых во многих простых случаях дает приемлемые результаты [8]. Однако для расчета более сложных процессов, в том числе атмосферных, требуются модели, опирающиеся на уравнения для моментов более высокого порядка.

В данной статье предлагается оригинальный метод замыкания уравнения переноса примеси, суть которого состоит в следующем. Прогностические уравнения для нахождения корреляций  $\langle cu_j \rangle$  могут быть записаны в виде [9] (здесь и далее будем использовать индексную и компонентную формы записи:  $(u, v, w_c) = (u_1, u_2, u_3) = u_j$ ;  $(x, y, z) = (x_1, x_2, x_3)$ ;  $j = 1, 2, 3$ ):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle cu_j \rangle}{\partial t} + U_i \frac{\partial \langle cu_j \rangle}{\partial x_i} = & - \left( \langle u_i u_j \rangle \frac{\partial C}{\partial x_i} \right) - \\ & - \left( \langle cu_i \rangle \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{1}{\rho} \left\langle p \frac{\partial c}{\partial x_j} \right\rangle - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle pc \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \langle cu_i u_j \rangle - \\ & - g_j \frac{\langle c \theta \rangle}{\Theta} + D \frac{\partial^2 \langle cu_j \rangle}{\partial x_i \partial x_i} - (D + \nu) \left\langle \frac{\partial c}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right\rangle, \end{aligned} \quad (2)$$

$j = 1, 2, 3.$

где  $\Theta$ ,  $\theta$  – осредненная и пульсационная составляющие потенциальной температуры.

В случае околоравновесного процесса уравнения (2) приобретают вид

$$-\langle u_j u_i \rangle \frac{\partial C}{\partial x_i} + P_j + B_j + \Pi_j - \varepsilon_j = 0, \quad j = 1, 2, 3. \quad (3)$$

Здесь

$$P_j = -\langle c u_i \rangle \frac{\partial U_j}{\partial x_i}; \quad B_j = -g_j \frac{\langle c \theta \rangle}{\Theta};$$

$$\Pi_j = \frac{1}{\rho} \left\langle p \frac{\partial c}{\partial x_j} \right\rangle; \quad \varepsilon_j = (D + \nu) \left\langle \frac{\partial c}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right\rangle.$$

Для  $\Pi_j - \varepsilon_j$  согласно [10] примем

$$\Pi_j - \varepsilon_j = -C_{10} \frac{1}{\tau} \langle c u_j \rangle - C_{20} P_j - C_{30} B_j - \delta_{j3} D_{1C} \frac{\langle c u_j \rangle}{\tau} F, \quad j = 1, 2, 3, \quad (4)$$

где  $F$  – функция, определяющая влияние поверхности на турбулентную структуру течения;  $C_{10} = 3,0$ ,  $C_{20} = 0,346$ ,  $C_{30} = 0,333$ ,  $D_{1C} = 0,806$  – эмпирические константы;  $\tau = l/C_D \sqrt{k}$  – временной масштаб турбулентных пульсаций;  $\mathbf{g} = (g_j) = (0, 0, -g)$  – вектор ускорения свободного падения; последний член в (4) учитывает перераспределение турбулентных потоков массы вблизи поверхности;  $\delta_{ji}$  – символ Кронекера.

С учетом (4) уравнения (3) примут вид

$$-\langle u_i u_j \rangle \frac{\partial C}{\partial x_i} + (1 - C_{20}) P_j + (1 - C_{30}) B_j - (C_{10} + \delta_{j3} D_{1C} F) \frac{\langle c u_j \rangle}{\tau} = 0, \quad j = 1, 2, 3. \quad (5)$$

Полагая, что температура и скорость ветра являются функциями только времени и вертикальной координаты, и пренебрегая вертикальной компонентой скорости ветра ( $U_3 = 0$ ), разрешим уравнения (3) относительно  $\langle c u_j \rangle$ :

при  $j = 1$ :

$$-\langle c u \rangle = \frac{\tau}{C_{10}} \left( (1 - C_{20}) \langle c w_c \rangle \frac{\partial U}{\partial z} + \langle u u \rangle \frac{\partial C}{\partial x_i} \right); \quad (6)$$

при  $j = 2$ :

$$-\langle c v \rangle = \frac{\tau}{C_{10}} \left( (1 - C_{20}) \langle c w_c \rangle \frac{\partial V}{\partial z} + \langle u v \rangle \frac{\partial C}{\partial x_i} \right); \quad (7)$$

при  $j = 3$ :

$$-\langle c w_c \rangle = \frac{\tau}{C_{10} + D_{1C} F} \left( -(1 - C_{30}) \frac{g}{\Theta} \langle c \theta \rangle + \langle u_i w_c \rangle \frac{\partial C}{\partial x_i} \right). \quad (8)$$

Для нахождения неизвестной корреляции пульсаций температуры и концентрации  $\langle c \theta \rangle$ , входящей в (8), выведем дифференциальное уравнение в виде [8, 9, 11]:

$$\frac{\partial \langle c \theta \rangle}{\partial t} + U_i \frac{\partial \langle c \theta \rangle}{\partial x_i} = -\langle c u_3 \rangle \frac{\partial \Theta}{\partial x_3} -$$

$$-\langle \theta u_i \rangle \frac{\partial C}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \alpha \frac{k}{\varepsilon} \langle u_i u_j \rangle \frac{\partial \langle c \theta \rangle}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{\tau c_x} \langle c \theta \rangle. \quad (9)$$

Заметим, что в случае слабонервновесной турбулентности, когда генерация турбулентности почти уравновешивает ее диссипацию, из (9) можно получить

$$-\langle c w_c \rangle \frac{\partial \Theta}{\partial z} - \langle \theta u_i \rangle \frac{\partial C}{\partial x_i} - \frac{2}{\tau c_x} \langle c \theta \rangle = 0,$$

или

$$\langle c \theta \rangle = -\tau \frac{c_x}{2} \left( \langle c w_c \rangle \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \langle \theta u_i \rangle \frac{\partial C}{\partial x_i} \right). \quad (10)$$

С учетом (10) соотношение (8) переписывается в виде

$$-\langle c w_c \rangle = \frac{\tau}{C_{10} + D_{10} F} \left( \tau (1 - C_{30}) \frac{g}{\Theta} \frac{c_x}{2} \langle \theta u_i \rangle + \langle u_i w_c \rangle \right) \frac{\partial C}{\partial x_i} \frac{1}{1 + \frac{\tau^2 (1 - C_{30})}{(C_{10} + D_{10} F) \Theta} \frac{g}{2} \frac{c_x}{\partial z}}. \quad (11)$$

При подстановке (11) в (6) и (7) получим соотношения для турбулентных потоков массы  $\langle c u \rangle$ ,  $\langle c v \rangle$ ,  $\langle c w_c \rangle$ , которые по внешнему виду напоминают градиентные замыкающие соотношения Буссинеска:  $\langle c u_i \rangle = -K_{ij} (\partial C / \partial x_j)$ . При их подстановке в уравнении переноса (1) появляются смешанные производные, влияние которых может быть существенно [2].

Турбулентные потоки тепла и импульса, входящие в полученные выражения (6)–(8) [или (11)], определяются при помощи алгебраических соотношений, представленных в [12].

Заметим также, что корреляции пульсаций концентрации и температуры  $\langle c \theta \rangle$  могут быть рассчитаны с использованием транспортного уравнения (9).

Метеорологические параметры и турбулентные характеристики, необходимые для модели переноса, определяются на основе нестационарной модели в приближении однородного атмосферного пограничного слоя (АПС) [13]. При этом используется трехпараметрическая « $k-l-\langle \theta^2 \rangle$ » модель турбулентности, включающая прогностические уравнения для энергии и масштаба турбулентности, а также квадрата пульсации температуры [13]:

$$\frac{\partial k}{\partial t} = -\langle u w \rangle \frac{\partial U}{\partial z} - \langle v w \rangle \frac{\partial V}{\partial z} + \frac{g}{\Theta} \langle w \theta \rangle + \frac{\partial}{\partial z} \left( \sigma_e \sqrt{k} l \frac{\partial k}{\partial z} \right) - \frac{C_D k^2}{l}; \quad (12)$$

$$\frac{\partial l}{\partial t} = C_{11} \left( -\langle u w \rangle \frac{\partial U}{\partial z} - \langle v w \rangle \frac{\partial V}{\partial z} + \frac{g}{\Theta} \langle w \theta \rangle \right) \frac{l}{k} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \sigma_e \sqrt{k} l \frac{\partial l}{\partial z} \right) + C_{12} \sqrt{k} \left[ 1 - \left( \frac{l}{kz} \right)^2 \right], \quad (13)$$

$$\frac{\partial \langle \theta^2 \rangle}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( C_{\theta} \sqrt{k} l \langle w \rangle^2 \frac{\partial \langle \theta^2 \rangle}{\partial z} \right) -$$

$$-2\langle w\theta \rangle \frac{\partial \theta}{\partial z} - 2 \frac{\langle \theta^2 \rangle}{C_{\theta} \tau}. \quad (14)$$

Здесь  $k$  – кинетическая энергия турбулентности;  $l$  – интегральный масштаб турбулентности;  $\sigma_e = 0,54$ ,  $C_{11} = -0,12$ ,  $C_{12} = 0,2$ ,  $C_D = 0,19$ ,  $C_{\theta} = 3,0$  – числовые коэффициенты;  $\kappa = 0,41$ . Турбулентные потоки импульса  $\langle uw \rangle$ ,  $\langle vw \rangle$  и тепла  $\langle w\theta \rangle$  определяются при помощи алгебраических соотношений [12].

Начальные и граничные условия, численный метод решения дифференциальных уравнений переноса примеси подробно описаны в [4, 13].

Важным параметром, характеризующим состояние планетарного пограничного слоя, является термическая стратификация (т.е. характер распределения температуры воздуха по высоте), которая оказывает заметное влияние на турбулентную структуру атмосферного пограничного слоя. Поэтому на основе модели однородного АПС были приведены тестовые расчеты турбулентных напряжений  $\langle u^2 \rangle$ ,  $\langle v^2 \rangle$ ,  $\langle w^2 \rangle$ , дисперсии температуры  $\langle \theta^2 \rangle$ , турбулентных потоков тепла  $\langle w\theta \rangle$  и импульса  $\langle uw \rangle$ ,  $\langle vw \rangle$  для различных режимов стратификации АПС [11]. Тестирование проведено с использованием экспериментальных данных, результатов других авторов [10, 14–16] и расчетов на основе более простого подхода – замыкания системы уравнений гидротермодинамики в виде градиентных соотношений Буссинеска и соотношений для турбулентной диффузии [8, 9].

Профили нормальных турбулентных напряжений  $\langle w^2 \rangle$ ,  $\langle u^2 \rangle$ ,  $\langle v^2 \rangle$  (как функции вертикальной координаты, нормированной на высоту расчетной области  $H$ ), рассчитанные по алгебраической модели и модели с соотношениями Буссинеска, для условий пограничного слоя с нейтральной стратификацией,

и нормированные на квадрат динамической скорости  $v_*$ , представлены на рис. 1, а–в.

Условия идеального нейтрального пограничного слоя наблюдаются в атмосфере крайне редко, поэтому нет совершенного набора данных для тестирования модели, однако в [10] указано, что наиболее подходящими являются результаты работ [17, 18], которые также представлены на рис. 1.

Как установлено в [10], включение пристеночных эффектов позволяет уменьшить потоковые напряжения и получить более качественный прогноз для горизонтальных компонент напряжений, поэтому здесь и далее при проведении расчетов по алгебраической модели пристеночные эффекты учитываются. В случае вертикального нормального напряжения  $\langle w^2 \rangle$  вклад пристеночных эффектов не столь однозначен, однако и в этом случае расчетный профиль находится в области экспериментальных данных. В целом, профили нормальных турбулентных напряжений, полученные по алгебраической модели, хорошо согласуются с данными наблюдений и с результатами моделирования [10].

Профили кинетической энергии турбулентности подобны для обоих вариантов и показывают немного заниженные значения у поверхности. Однако выше приземного слоя представленные модели, наоборот, дают завышенные результаты по сравнению с моделью [10] (рис. 1, з).

Экспериментальные данные и результаты расчета для кинетической энергии турбулентности  $k$  первоначально не были представлены в [10], но были получены самостоятельно как результат обработки значений для нормальных турбулентных напряжений путем использования известного соотношения

$$k = (\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle + \langle w^2 \rangle) / 2.$$

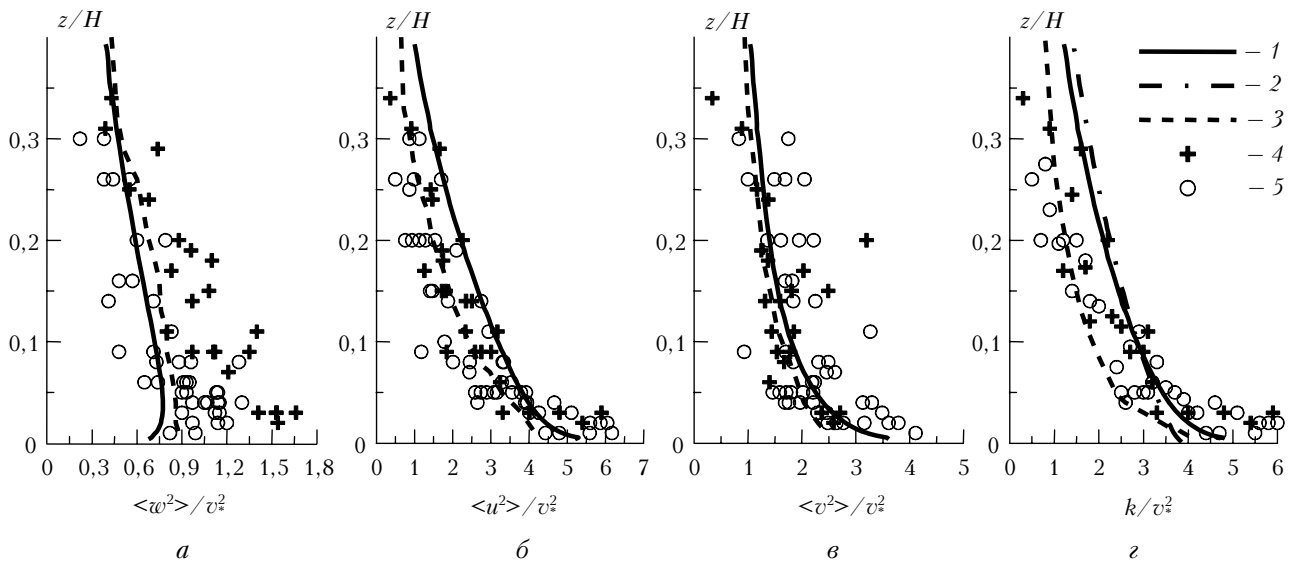


Рис. 1. Турбулентные нормальные напряжения  $\langle w^2 \rangle$ ,  $\langle u^2 \rangle$ ,  $\langle v^2 \rangle$  – (а, б, в) соответственно и кинетическая энергия турбулентности (з) как функции безразмерной высоты. Кривая 1 соответствует расчету по предложенной алгебраической модели, кривая 2 – расчет по модели с соотношениями Буссинеска, кривая 3 – расчет [10]. Символы 4 соответствуют экспериментальным данным [17], 5 – [18]

Результаты расчета параметров устойчивого пограничного слоя в сравнении с экспериментальными данными [19, 20] и данными расчетов [10] как функции высоты, нормируемой на высоту приземного слоя  $h_s$ , представлены на рис. 2. В данном случае высота приземного слоя  $h_s$  определяется как высота, на которой величина касательного турбулентного напряжения составляет 5% от его значения на поверхности.

Профили горизонтального нормального напряжения  $\langle u^2 \rangle$  (рис. 2, а) с учетом пристеночных эффектов хорошо согласуются с данными измерений и результатами расчетов [10]. Для  $\langle w^2 \rangle$  (рис. 2, б) также получено снижение интенсивности турбулентности с высотой.

Распределение по высоте диссипации кинетической энергии турбулентности и вертикального теплового потока для рассматриваемого случая дают очень близкие результаты, хорошо согласующиеся с данными натурных наблюдений (рис. 2, в, г).

Результаты расчета конвективного пограничного слоя по представленной модели в сравнении с экспериментальными данными [21] показаны на рис. 3.

Профили турбулентных параметров изображены как функции высоты, нормированной на высоту слоя инверсии  $z_i$ . В расчетах  $z_i$  определяется как высота, на которой вертикальный поток тепла  $\langle \theta w \rangle$  достигает минимального отрицательного значения [10].

Профиль турбулентных напряжений  $\langle w^2 \rangle$ , нормированный на конвективный масштаб скорости

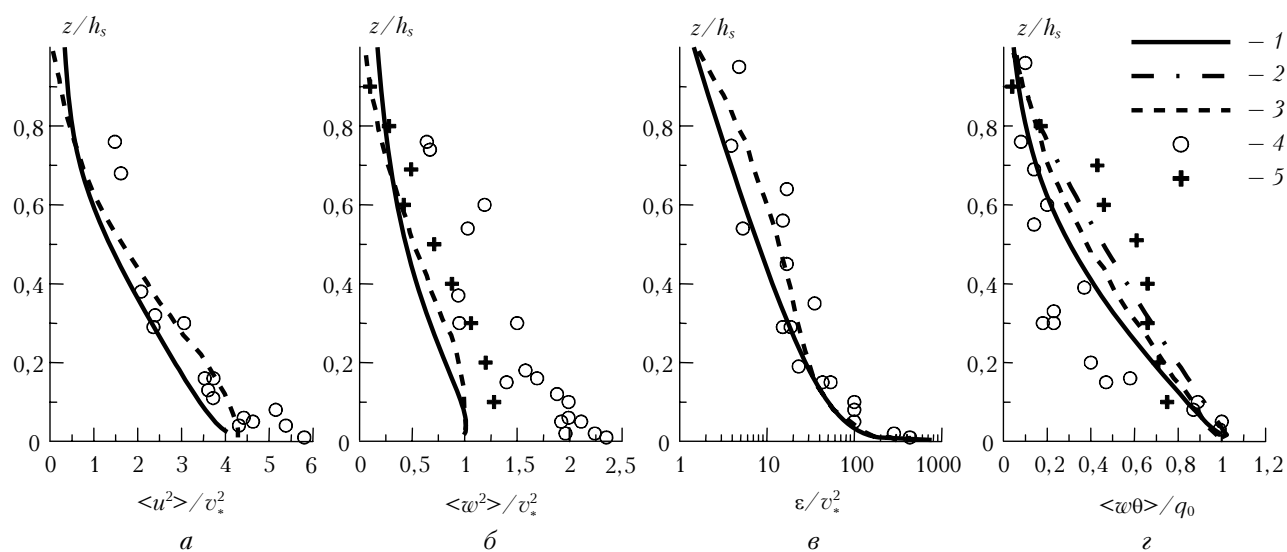


Рис. 2. Турбулентные нормальные напряжения  $\langle u^2 \rangle$ ,  $\langle w^2 \rangle$  (а, б), диссипация кинетической энергии турбулентности (в) и вертикальный поток тепла (г) как функции безразмерной высоты. Обозначения см. рис. 1. Символы 4 соответствуют экспериментальным данным [19], 5 – [20]

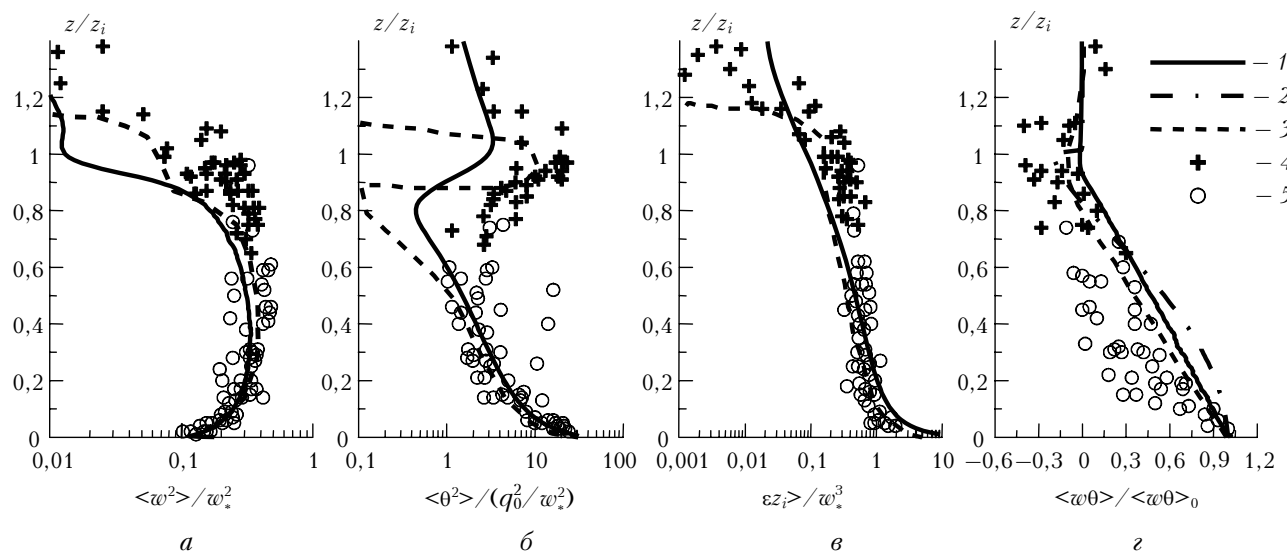


Рис. 3. Турбулентное напряжение  $\langle w^2 \rangle$  (а), дисперсия потенциальной температуры  $\langle \theta^2 \rangle$  (б), диссипация кинетической энергии турбулентности (в) и вертикальный тепловой поток (г). Обозначения см. рис. 1. Символы 4 соответствуют экспериментальным данным [19], 5 – [20]

$w_* = \sqrt[3]{\beta g q_0 z_i}$  (рис. 3, а), достигает максимального значения  $\cong 0,35$  на высоте  $z/z_i = 0,25$  так же, как в теоретической [15] и экспериментальной [22] работах. Здесь  $q_0$  — тепловой поток на поверхности;  $\beta = 1/\Theta$  — коэффициент объемного расширения.

Безразмерная дисперсия температуры  $\langle \theta^2 \rangle / (q_0/w_*)^2$  быстро убывает с высотой от значения примерно 40 вблизи поверхности до минимума в верхней части пограничного слоя (рис. 3, б), а на больших высотах имеет место увеличение  $\langle \theta^2 \rangle / (q_0/w_*)^2$  до значений примерно 10–20 вблизи нижней границы слоя инверсии [10, 15] с последующим падением.

Адекватное воспроизведение моделью диссипации кинетической энергии турбулентности следует из сопоставления расчетного профиля с экспериментальными и теоретическими данными [10, 15] (рис. 3, в).

На рис. 3, г показан профиль вертикального турбулентного потока тепла  $\langle \theta w \rangle$ , нормированного на величину потока тепла на подстилающей поверхности. На форме профилей отчетливо отражается влияние процессов вовлечения между высотами  $0,6z_i$  и  $1,0z_i$ . Выше слоя инверсии поток быстро уменьшается до нуля, что согласуется с данными лабораторного эксперимента [22] и с вычислениями других авторов [10, 15].

Тестовые расчеты динамики нестационарного пограничного слоя над однородной поверхностью проводились на результатах Вангара-эксперимента (Wangara Experiment), являющегося одним из наиболее удачных и достоверных натуральных экспериментов по изучению атмосферного пограничного слоя. Его данные позволяют протестировать модель на условиях нестационарного изменения пограничного слоя атмосферы над однородной поверхностью [23].

На рис. 4 показаны результаты сравнения расчетов по предложенной модели и модели, использующей градиентные замыкающие соотношения Буссинеска и значение коэффициента турбулентной диффузии, с экспериментальными данными, полученными в ходе Вангара-эксперимента [23]. Отчетливо видно, что явная анизотропная модель более качественно воспроизводит тонкую динамическую и термическую структуру АПС вблизи поверхности, а использование подхода, основанного на понятии турбулентной диффузии, в этом случае неэффективно.

Дальнейшее тестирование модели осуществлялось на задаче переноса и рассеяния примеси в конвективном пограничном слое от приподнятого над поверхностью источника непрерывного действия.

В развитом конвективном АПС примесь, выпущенная из приземного непрерывно действующего источника, перемещается параллельно поверхности, постепенно поднимаясь в слое перемешивания атмосферы. А из приподнятого над поверхностью источника переносится вниз, к подстилающей поверхности. Эта поразительная особенность диффузии примеси от приподнятого источника отражает существование преобладающего процесса снижения струи примеси над процессом вовлечения вещества примеси в более мелкие, быстро перемещающиеся образования. Такое поведение обусловлено асимметрией

функции плотности вероятности вертикальной скорости турбулентных пульсаций  $\langle w^2 \rangle$ , имеющей четко выраженную отрицательную моду [1, 15].

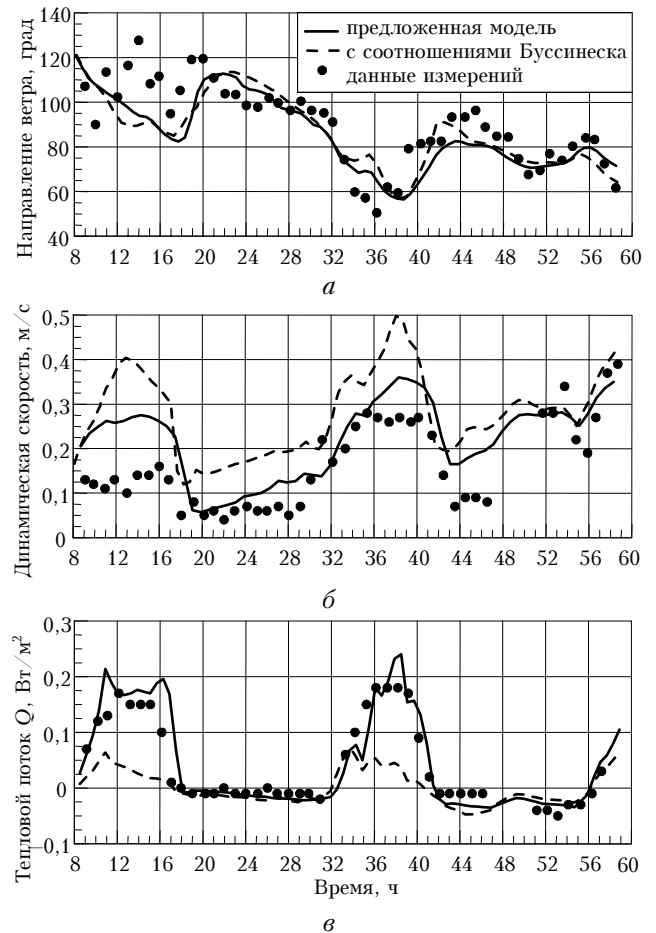


Рис. 4. Изменения направления ветра, динамической скорости, конвективного теплового потока на поверхности Земли в течение Вангара-эксперимента (33–34-й дни)

Результаты моделирования распространения примеси от приподнятого источника высотой  $z_s = 0,24z_i$  в сравнении с данными натурального эксперимента [24] показаны на рис. 5. Здесь  $C_y^* = C_y(x, z)z_i U_s / Q_i$  — безразмерная концентрация примеси;  $z_i$  — высота слоя инверсии; ось  $x^*$  эквивалентна безразмерному расстоянию в направлении вниз по потоку от источника  $x^* = xw_*/U_s z_i$ ;  $z^* = z/z_i$  — безразмерная вертикальная координата;  $U_s$  — скорость ветра на высоте источника;  $C_y(x, y)$  — концентрация примеси, осредненная по горизонтальной координате  $Oy$ , перпендикулярной направлению вектора скорости ветра;  $Q_i$  — мощность источника. Результаты расчетов по модели хорошо согласуются с результатами эксперимента. Шлейф от приподнятого источника на первом этапе опускается и касается поверхности Земли между  $0,5x^*$  и  $1,0x^*$ , а затем начинает подниматься.

Условия проведения расчетов и данные для сравнения взяты из [15].

Распространение примеси от приземного источника высотой  $z_s = 0,067z_i$  показано на рис. 6.

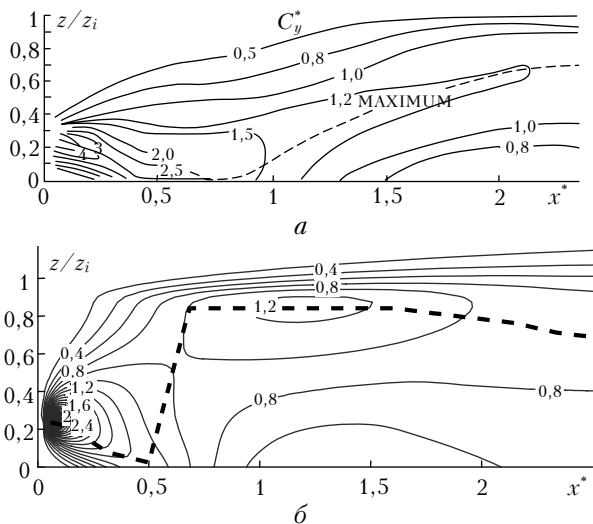


Рис. 5. Изолинии безразмерной концентрации примеси  $C_y^*$  в плоскости  $OX^*z^*$ . Высота источника  $z_s = 0,24z_i$ ;  $a$  – результаты эксперимента [24];  $b$  – результат моделирования с использованием алгебраических соотношений

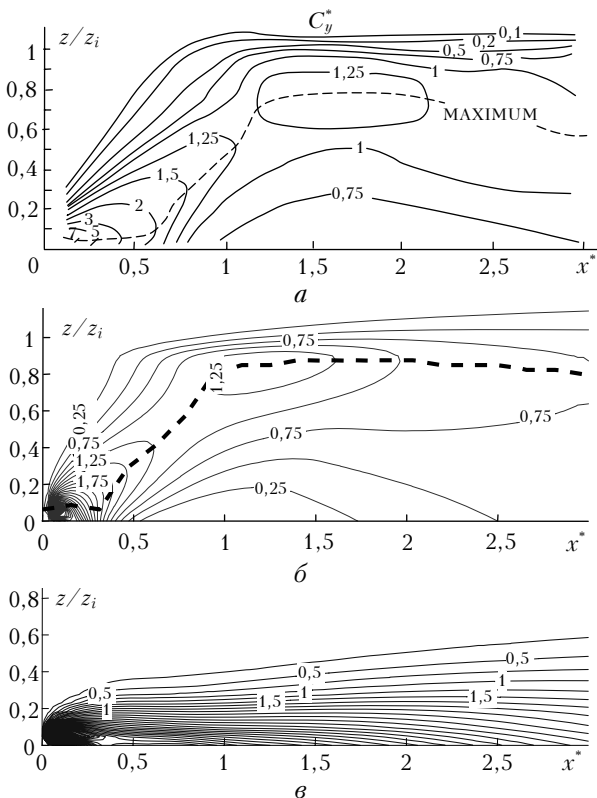


Рис. 6. Изолинии безразмерной концентрации примеси, поступающей из источника высотой  $z_s = 0,067z_i$ ;  $a$  – результаты эксперимента [24];  $b$  – результат моделирования по предложенной модели;  $v$  – результат моделирования с использованием соотношений Буссинеска

Результаты расчетов по предложенной модели хорошо согласуются с результатами эксперимента, а локально изотропная модель, использующая замыкающие соотношения Буссинеска (рис. 6,  $v$ ), в данных условиях не способна воспроизводить тонкую структуру турбулентного рассеяния примеси.

Результаты тестирования предложенной численной модели, опирающейся на оригинальную схему замыкания уравнения переноса и алгебраические соотношения для турбулентных потоков количества движения, тепла и массы, показали хорошее согласие с результатами натуральных наблюдений для различных условий температурной стратификации АПС и Вангара-эксперимента. Для случаев нейтральной и устойчивой стратификации предложенный подход сопоставим с градиентными соотношениями Буссинеска. Однако в случае конвективного пограничного слоя и нестационарных изменений АПС, например в течение суток, подход Буссинеска малоэффективен (см. рис. 4). А при рассмотрении распространения примеси от непрерывно действующего источника в конвективном АПС и вовсе неприменим (см. рис. 6).

Предложенные соотношения для замыкания транспортного уравнения, дополненные алгебраическими соотношениями, используются в модели переноса примеси [4, 11] и могут быть применены к целому классу подобных задач переноса.

Поскольку применение моделей переноса примеси высокой точности накладывает дополнительные требования на качество моделирования турбулентного переноса в приземном слое атмосферы, использование алгебраических моделей предпочтительнее.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты № 04-07-90219, 05-98010p-Обь, № 07-05-01126.

1. *Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей* / Под ред. Ф.Т.М. Ньистадта и Х. Ван Допа. Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 350 с.
2. *Берлянд М.Е.* Прогноз и регулирование загрязнений атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 168 с.
3. *Пененко В.В.* Методы численного моделирования атмосферных процессов. Л.: Гидрометеоиздат, 1981. 351 с.
4. *Беликов Д.А., Старченко А.В.* Исследование образования вторичных загрязнителей (озона) в атмосфере г. Томска // Оптика атмосф. и океана. 2005. Т. 18. № 5–6. С. 435–443.
5. *Hurley P.J.* The Air Pollution Model (TAPM) Version 2 / CSIRO Atmos. Res. Tech. Paper. 2002. N 55. P. 37.
6. *Dabdub D., Seinfeld J.H.* Parallel Computation in Atmospheric Chemical Modeling // Parallel Computing. 1996. V. 22. P. 111–130.
7. *Курбацкий А.Ф.* Лекции по турбулентности. В 2 ч. Новосибирск: Изд-во Новосиб. ун-та, 2000.
8. *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа: Учеб. для вузов. 7-е изд., испр. М.: Дрофа, 2003. 840 с.
9. *Методы расчета турбулентных течений: Пер. с англ. / Под ред. В. Кольмана.* М.: Мир, 1984. 463 с.
10. *Andren A.* Evolution of a Turbulence Closure Scheme Suitable for Air-Pollution Application // J. Appl. Meteorol. 1990. V. 29. P. 224–239.
11. *Беликов Д.А.* Параллельная реализация математической модели атмосферной диффузии для исследования распределения первичных и вторичных загрязнителей воздуха над урбанизированной территорией: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск: Том. гос. ун-т, 2006. 177 с.
12. *Старченко А.В.* Моделирование переноса примеси в однородном атмосферном пограничном слое // Тр. Междунар. конф. ENVIRONMENT-2000. Томск: Изд-во Том. ЦНТИ, 2000. С. 77–82.
13. *Старченко А.В., Беликов Д.А.* Численная модель для оперативного контроля уровня загрязнения городского

- воздуха // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 16. № 7. С. 657–665.
14. *Илюшин Б.Б., Курбацкий А.Ф.* О применимости  $E-l$  и  $E-\varepsilon$  моделей турбулентности к нейтральному горизонтально неоднородному атмосферному пограничному слою // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 1994. Т. 30. № 5. С. 615–622.
  15. *Илюшин Б.Б., Курбацкий А.Ф.* Моделирование распространения примеси в конвективном пограничном слое атмосферы // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 1996. Т. 32. № 3. С. 307–321.
  16. *Duynkerke P.* Application of the  $E-\varepsilon$  Turbulence Closure Model to the Neutral and Stable Atmospheric Boundary Layer // J. Atmos. Sci. 1988. V. 45. P. 865–879.
  17. *Brost R., Lenschow H.* Marine Stratocumulus Layers. Part II: Turbulence Budgets // J. Atmos. Sci. 1982. V. 39. P. 818–836.
  18. *Grant A.L.M.* Observations of Boundary Layer Structure Made During the KONTUR Experiment // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 1986. V. 112. P. 825–841.
  19. *Caughey S.J., Wyngaard J.C., Kaimal J.C.* Turbulence in the Evolving Stable Boundary Layer // J. Atmos. Sci. 1979. V. 36. P. 1041–1052.
  20. *Nieustadt F.T.M.* The Turbulent Structure of the Stable Nocturnal Boundary Layer // J. Atmos. Sci. 1984. V. 41. P. 2202–2216.
  21. *Caughey S.J., Palmer S.G.* Some Aspects of Turbulence Structure through the Depth of the Convective Boundary Layer // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 1979. V. 105. P. 811–827.
  22. *Willis G.E., Deardorff J.W.* A Laboratory Study Model of the Unstable Planetary Boundary Layer // J. Atmos. Sci. 1974. V. 31. P. 1297–1307.
  23. *Yamada T., Mellor G.* A Simulation of the Wangara Atmospheric Boundary Layer Data // J. Atmos. Sci. 1975. V. 32. P. 2309–2329.
  24. *Willis G.E., Deardorff J.W.* A Laboratory Study of Dispersion from an Elevated Source within a Modeled Convective Planetary Boundary Layer // Atmos. Environ. 1978. V. 12. P. 1305–1311.

***D.A. Belikov, A.V. Starchenko. A numerical model of turbulent transport of pollution in the atmospheric boundary layer.***

An the original explicit anisotropy model of turbulent transport of pollution is presented. This model includes algebraic expression for turbulent fluxes of mass  $\langle cu \rangle$ ,  $\langle cv \rangle$ ,  $\langle cw \rangle$  derived in the form of simple gradient closure relations in assumption of near-equilibrium turbulence. The proposed model is validated on the basis of fundamental experimental data for various conditions of atmospheric stratification, dynamic of atmospheric boundary layer and transport pollution from near surface source. Original ratios for turbulent fluxes of mass are used in model of transport pollution considering chemical transformations of substances, which is applied to investigate the formation and dispersion of secondary pollutants above city boundaries and its vicinities.