

УДК 551.551.8

**О МЕТОДИКЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПОТОКА  
МАССЫ ТЯЖЕЛОЙ БЫСТРО ОСЕДАЮЩЕЙ ПРИМЕСИ**

Канд. физ. мат. наук О.Е. Семенов

*Для вычисления вертикального потока массы тяжелой быстро оседающей примеси для условий вынужденной конвекции предложено применять формулу*

$$Q_w = -\chi(u_* - w_g)[S(z_2) - S(z_1)] \sqrt{\left( \ln \frac{z_2}{z_1} + \beta_a \frac{z_2 - z_1}{L} \right)},$$

*в которой влияние силы тяжести учитывается путем вычитания из динамической скорости  $u_*$ , скорости гравитационного осаждения частиц  $w_g$ . Постоянная  $\beta_a$  принята из физических соображений равной единице.*

Как известно, в полуэмпирической теории приземного слоя атмосферы для плоского однородного стационарного источника пассивной субстанции  $S$  ее вертикальный поток  $Q_w$  равен

$$Q_w = \rho k(z) \frac{\partial S}{\partial z}, \tag{1}$$

где  $S$  — концентрация примеси,  $\rho$  — плотность газа,  $k(z)$  — коэффициент турбулентности. В приземном слое атмосферы  $k$  растет с высотой по линейному закону  $k(z) = k_1 z$ , где  $k_1$  — коэффициент турбулентности на уровне  $z = 1$  м. Последний легко определяется по стандартным градиентным измерениям [5]. Поэтому, проведя градиентные измерения скорости ветра, температуры и концентрации пассивной примеси, можно определить её  $Q_w$ . Интегрирование по  $z$  уравнения (1) дает широко известную формулу для потока пассивной примеси

$$Q_w = \rho k_1 \frac{S(z_1) - S(z_2)}{\ln \frac{z_2}{z_1}}. \tag{2}$$

Уравнение (2) вполне удовлетворительно описывает процесс турбулентной диффузии при термической стратификации близкой к безраз-

личной и при слабой (вынужденной) конвекции. На сети теплобалансовых метеорологических станций на протяжении многих лет ведутся расчеты потоков тепла и водяного пара, основанные на уравнении (2).

В США еще в начале 70-х годов Д. Жиллет применил эту формулу для расчетов вертикального потока почвенного аэрозоля размером до 20 мкм [7]. Аналогично рассчитывался им и поток аэрозоля во время Советско-Американского эксперимента по изучению аридного аэрозоля [2]. Подобная методология, по его мнению, приемлема при динамических скоростях потока, превышающих скорость свободного падения частиц  $w_g$  (гидродинамическую крупность).

Дальнейшим совершенствованием теории расчетов вертикальных потоков субстанций в приземном слое атмосферы явилось применение методов теории подобия. Наибольшее внимание было уделено определению потоков тепла и влаги для условий различной стратификации атмосферы [3,4]. Для потоков аэрозолей мне известна лишь одна работа, в которой рассмотрен ветровой поток радиоактивных частиц в зоне Чернобыльской АЭС. Используя теоретические разработки С.С. Зилитенкевича для расчетов потоков пассивной примеси [3], Е.К. Гаргер с соавторами [1] применили их к исследованиям потоков радионуклидов, вызываемых вторичным ветровым подъемом частиц с поверхности.

В приземном слое атмосферы, как известно, наблюдается подобие для вертикального градиента концентрации пассивной примеси

$$\frac{\partial s}{\partial z} = \frac{Q_w}{\chi u_* L} S\left(\frac{z}{L}\right), \quad (3)$$

где  $L$  масштаб длины Монина-Обухова,  $\chi$  - постоянная Кармана,  $S\left(\frac{z}{L}\right)$  - универсальная функция,  $u_*$  - динамическая скорость потока. Масштаб длины Монина-Обухова равен

$$L = \frac{u_*^3}{\chi \frac{g}{T} C_p \rho H},$$

где  $H$  - турбулентный поток тепла,  $g$  - ускорение свободного падения,  $T$  - температура воздуха в К,  $C_p$  - удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении. Интегрирование по  $z$  уравнения (3) дает

$$S(z_2) - S(z_1) = -\frac{Q_w}{\chi u_*} \left[ f\left(\frac{z_2}{L}\right) - f\left(\frac{z_1}{L}\right) \right], \quad (4)$$

где  $f\left(\frac{z}{L}\right)$  первообразная функция  $S\left(\frac{z}{L}\right)$ . Для условий безразличной стратификации, когда  $\frac{z}{L} \rightarrow 0$ , а  $L \rightarrow \infty$  получается совпадающее с (2) решение для уровня  $z = 1$  м

$$Q_w = -\chi u_* \frac{S(z_2) - S(z_1)}{\ln \frac{z_2}{z_1}}. \quad (5)$$

Для небольших значений  $\frac{z}{L}$ , считая, что коэффициенты обмена импульсом и массой равны, авторы [1, 3] получили удобную расчетную формулу для условий вынужденной конвекции

$$Q_w = -\chi u_* \frac{[S(z_2) - S(z_1)]}{\left( \ln \frac{z_2}{z_1} + \beta_a \frac{z_2 - z_1}{L} \right)}, \quad (6)$$

где  $\beta_a$  эмпирическая константа. К сожалению, в виду трудностей определения, до настоящего времени точное значение  $\beta_a$  неизвестно. Для получения значения  $\beta_a$  необходимо одновременно с градиентными измерениями концентрации примеси определить вертикальный поток примеси  $Q_w$  прямыми пульсационными методами. Такой комплексный эксперимент по нахождению  $\beta_a$  достаточно сложен и пока не проводился.

Авторы работы [1], чтобы обойти неопределенность этой константы, выполняли вычисления для длительных интервалов времени (несколько суток) по формуле (5). Они решили, что при таком осреднении влиянием стратификации можно пренебречь вследствие взаимной компенсации конвекции и инверсии на вертикальные потоки примеси в дневные и ночные часы суток. Очевидно, что такой подход приводит к заниженной оценке потока.

Из общих физических соображений попытаемся оценить порядок величины  $\beta_a$ . При неустойчивой стратификации масштаб Монина-Обухова  $L$  является отрицательной величиной. Поэтому знаменатель в (6) на самом деле является разностью

$$\ln \frac{z_2}{z_1} - \beta_a \frac{z_2 - z_1}{L},$$

которая должна быть значимо больше нуля, так как в реальных процессах диффузия вещества все-таки определяется, в первую очередь, концентрацией примеси. При стремлении этой разности к нулю получается бесконечно большой вертикальный поток массы аэрозоля, чего в естественных условиях не бывает. Кроме того, при вынужденной конвекции поток массы частиц направлен вверх, поэтому  $Q_w$  - величина положительная. Значит

$\beta_a \frac{z_2 - z_1}{L}$  должно быть меньше  $\ln \frac{z_2}{z_1}$ , т.е.

$$\ln \frac{z_2}{z_1} > \beta_a \frac{z_2 - z_1}{L}. \quad (7)$$

Для стандартных уровней градиентных измерений в метеорологии  $z_1 = 0,5$  и  $z_2 = 2$  м,  $\ln \frac{z_2}{z_1} \approx 1,4$  и  $z_2 - z_1 = 1,5$ . Во время наших исследований-

вертикального потока аэрозолей с поверхности хвостохранилища Балхашского горно-металлургического комбината в августе 2002 г. масштаб Монина-Обухова принимал значения в интервале от -2 до -11 м в дневные часы и возрос до -50 м к 19 часам. Очевидно, что наибольшее влияние температурная стратификация оказывала на поток в дневные часы при небольших  $L = -2$  м. Подставив в неравенство (9) значение  $z_1$ ,  $z_2$  и  $L$  получим, что  $\beta_a < 2$ . Поэтому примем в наших расчетах  $\beta_a = 1$ .

Напомним, что в логарифмически-линейном профиле скорости ветра аналогичная константа  $\beta_u$  также еще не имеет общепринятого значения. По Монину-Обухову  $\beta_u = 0,6$ , по Зилитенкевичу  $\beta_u = 1,45$ . Пановский, Блекадар и Маквейл для широкого интервала отрицательных значений  $\frac{z}{L}$  получили близкий результат к оценке Монина-Обухова. В тоже время имеются оценки  $\beta_u$ , значительно превосходящие несколько единиц для положительных значений  $\frac{z}{L}$ . Монин и Яглом, анализируя сложившуюся ситуацию с описанием логарифмически + линейных профилей метеозлементов, отметили весьма неопределенный характер постоянной величины  $\beta_u$ , которая сильно зависит от выбора интервала значений  $\frac{z}{L}$ , по которому она определяется [4].

Формулы (5) и (6) можно, очевидно, без ограничений применять для расчетов потоков "пассивной" примеси. Под "пассивной" в гидродинамике принято считать примесь, которая не влияет на движение среды и

перемещается в потоке со скоростью, практически совпадающей с мгновенной скоростью потока в соответствующей точке. Это значит, что частицы должны быть достаточно малы и близки по плотности к окружающей их среде (жидкости или газу), чтобы ни гравитационное оседание примеси, ни её всплывание вверх под влиянием силы Архимеда не играли бы существенной роли [4]. На практике в реальных потоках такой идеальной примеси не существует. Для почвенного аэрозоля, понятие «пассивного» можно, в первом приближении, применить лишь для частиц размером менее 10 мкм. Скорость их гравитационного осаждения не превышает  $1 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$  и по сравнению с вертикальной пульсационной составляющей скорости потока  $w'$  она очень мала. Поэтому именно эти частицы и обнаруживаются в воздушных потоках вдали от источников их выноса.

Ниже приведены скорости свободного падения сферических частиц различного размера с плотностью  $\rho = 2,65 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ , вычисленные по формуле Стокса.

|                                     |                  |                  |     |     |    |     |     |      |      |      |    |      |      |
|-------------------------------------|------------------|------------------|-----|-----|----|-----|-----|------|------|------|----|------|------|
| d, мкм                              | 5                | 10               | 15  | 20  | 25 | 30  | 35  | 40   | 45   | 50   | 55 | 60   | 65   |
| $w_g, \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ | $2\cdot 10^{-1}$ | $8\cdot 10^{-1}$ | 1,7 | 3,2 | 5  | 7,2 | 9,7 | 12,7 | 16,1 | 19,9 | 24 | 28,6 | 33,6 |

Видно, что начиная с размера 25 мкм,  $w_g$  уже превышает  $5 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ , и становится сопоставимой с вертикальными пульсациями потока при слабых скоростях ветра. Поэтому рассматривать частицы минерального происхождения крупнее 20...25 мкм в качестве пассивной примеси — слишком грубое приближение.

Одним из путей уточнения расчетов вертикального потока тяжелой быстро оседающей примеси является учет её гравитационного осаждения. Так как тяжелые частицы, участвующие в процессе турбулентной диффузии, одновременно двигаются под действием вертикальных пульсаций скорости ветра  $w'$  и падают вниз со скоростью свободного падения  $w_g$ , то введем в формулы (5) и (6) вместо  $u_*$  разность  $(u_* - w_g)$ . Тогда расчетные формулы будут следующими:

$$Q_w = \chi(u_* - w_g) \frac{S(z_1) - S(z_2)}{\ln \frac{z_2}{z_1}} \quad (8)$$

для условий безразличной стратификации и

$$Q_w = \chi(u_* - w_g) \frac{S(z_1) - S(z_2)}{\ln \frac{z_2}{z_1} + \beta_a \frac{z_2 - z_1}{L}} \quad (9)$$

для условий вынужденной конвекции.

Введение  $w_g$  для полидисперсной примеси значительно усложняет процедуру вычислений и увеличивает время расчета  $Q_w$ . Становится необходимым знать функции распределения переносимых ветром частиц по размерам на уровнях  $z_1$  и  $z_2$ . Для облегчения расчетов можно пойти по пути описания процесса гравитационного осаждения осредненными значениями  $\overline{w_g}$  для всего ансамбля частиц в виду очень малой дисперсии распределения их по размерам на высотах переноса выше 4-х метров, как это сделано в работе [6]. В статье показано, что  $\overline{w_g}$  на этих высотах совпадает со значением  $w_g$  для модального размера частиц  $x_{mod}$ . Это значительно упрощает расчет по формулам (8) и (9). Заметим, что для систем аэрозолей с большой дисперсией распределения частиц по размерам, введение  $\overline{w_g}$  теряет физический смысл.

Измерения на хвостохранилище Балхашского горно-металлургического комбината позволили оценить влияние  $w$  и  $L$  на величину  $Q_w$ . Вычисление  $Q_w$  по массе песка, уловленной приборами во время песчаной бури и при слабых поземках, с  $\overline{w_g} = 30$  см/с ( $x_{mod} = 62$  мкм) привело к уменьшению  $Q_w$  в 1,65 раза во время бури и в 1,33...1,43 раза при поземках. При отборах на фильтры АФА аэрозоля конвективного происхождения введение в вычисления  $\overline{w_g}$  приводит к уменьшению вертикального потока массы в 1,2...2 раза.

При пыльных бурях приземный слой атмосферы имеет безразличную стратификацию и  $L$  превышает -50...-260 м [6], поэтому влияния конвекции на вертикальный поток примеси практически нет. При наименьшем значении  $L = -50$  м  $Q_w$  увеличивается всего на 2%, что находится в пределах точности как измерений, так и расчетов.

Влияние же масштаба длины Монина-Обухова на вертикальный поток массы примеси при вынужденной конвекции значительно. При изменении  $L$  от -6 до -2 м  $Q_w$  возрастает от 1,1 до 2,2 раза по сравнению с потоком, в котором  $L = -\infty$  при прочих равных условиях.

Таким образом, использование  $w_g$  и  $L$  позволяет существенно приблизить вычисления  $Q_w$  к наблюдающемуся в природе многообразию метеорологических условий и различию размеров частиц твердой фазы в турбулентном потоке. Первоочередной задачей в проблеме определения вертикального потока массы тяжелой быстрооседающей примеси остается точное определение  $\beta_a$  и границ применимости расчетной формулы (9). При принятом нами значении  $\beta_a = 1$  вычисления по этой формуле теряют смысл уже при  $L < -2$  м, когда знаменатель формулы начинает стремиться к нулю. Непригодна она и при малых скоростях ветра в условиях свободной конвекции.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гаргер Е.К., Жуков Г.П., Седунов Ю.С. К оценке параметров ветрового подъема радионуклеидов в зоне Чернобыльской атомной электростанции // Метеорология и гидрология. – 1990. – №1 – С. 5 – 10.
2. Жиллет Д.А., Добровольски Дж. П. Исследования по осаждению пыли в районе Шаартуза / Советско-американский эксперимент по изучению аридного аэрозоля / Под ред Г.С. Голицина. – СПб. – 1982. – С. 39 – 49.
3. Зилигиневич С.С. Динамика пограничного слоя атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1970. – 291 с.
4. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности. Часть I. – М.: Наука, 1963. – 639 с.
5. Руководство по теплобалансовым наблюдениям. – Л.: Гидрометеиздат, 1977. – 149 с.
6. Семенов О.Е. Об ускорении потока во время сильных песчаных и пылевых бурь // Гидрометеорология и экология. – 2000. – №3 - 4. – С. 23 - 48.
7. D. Gillette, R. Passi. Modeling Dust Emission Caused by Wind Erosion // J. of Geoph. Research. – 1988. – Vol. –93, № D11. – P. 14233 – 14242.

Казахский научно-исследовательский институт  
мониторинга окружающей среды и климата

### ЖЫЛДАМ ОТЫРАТЫН АУЫР ҚОСПАНЫҢ ВЕРТИКАЛДЫ АҒЫС МАССАСЫН АНЫҚТАУ ӘДІСТЕМЕСІ ТУРАЛЫ

Физ.-мат. ғылымд. канд.                      О.Е. Семенов

Еркінен тыс конвекция жағдайындағы тез отыратын ауыр қоспаның вертикалды ағыс массасын есептеу үшін төмендегі формуланы пайдалану ұсынылған:

$$Q_w = -\chi(\bar{u}_* - \bar{w}_g) [S(z_2) - S(z_1)] \sqrt{\left( \ln \frac{z_2}{z_1} + \beta_a \frac{z_2 - z_1}{L} \right)}$$

Мұнда ауырлық күшінің ықпалы  $\bar{u}_*$  динамикалық жылдамдығынан  $\bar{w}_g$  бөлшектердің гравитациялық отыру жылдамдығын азайту жолымен есептеледі.  $\beta_a$  тұрақтысы бірге тең физикалық өлшем ретінде қабылданған.