

В.А. Шлычков, П.Ю. Пушистов

## Моделирование локального переноса природного аэрогидрозоля в системе «атмосфера – водоем»

Институт водных и экологических проблем СО РАН (Новосибирский филиал), г. Новосибирск

Поступила в редакцию 9.02.2000 г.

Рассмотрена двумерная гидродинамическая модель для описания переноса атмосферного аэрозоля с суши на водоем и миграции примеси в водной среде. Характеристики турбулентности в обеих природных средах определяются путем решения  $K - \epsilon$  уравнений. Представлены результаты интегрирования задачи о выносе почвенно-песчаной фракции аэрозоля на акваторию.

### Введение

При изучении проблемы взаимодействия атмосферы и водоема на основе математического моделирования обычно рассматривают эти два природных объекта обособленно, акцентируя внимание на одном из них и учитывая другой с помощью простых параметризаций. В работах [1, 2], посвященных описанию взаимодействия в рамках подхода как к единой системе, вследствие недостаточного вертикального разрешения прямому описанию не поддается тонкая приповерхностная структура, в частности механизм передачи турбулентной энергии через поверхность раздела. В [1] дана постановка задачи о взаимодействии атмосферы с океаном, однако не затрагивается вопрос о сопряжении полей турбулентности в обеих средах.

В данной статье рассматривается задача о локальном динамическом взаимодействии атмосферного пограничного слоя (АПС) и водоема на базе одномерной аппроксимации физических процессов. Такой подход позволяет детализировать процессы массоэнергообмена вблизи поверхности раздела за счет возможности высокой степени сгущения узлов конечно-разностной сетки. В модели явно описан процесс передачи турбулентной кинетической энергии от АПС к водоему путем прямой склейки турбулентных характеристик на поверхности.

Сформулированная ниже задача может рассматриваться как частный случай проблемы моделирования диффузии почвенно-песочного аэрозоля в атмосферу и его перенос с берега на водоем.

### Модели турбулентности в атмосфере и водоеме

Систему уравнений для нестационарного горизонтального однородного АПС запишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + W \frac{\partial U}{\partial z} &= l(V - V_G) + \frac{\partial}{\partial z} v \frac{\partial U}{\partial z}, \\ \frac{\partial V}{\partial t} + W \frac{\partial V}{\partial z} &= -l(U - U_G) + \frac{\partial}{\partial z} v \frac{\partial V}{\partial z}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $U, V$  – искомые компоненты вектора горизонтальной скорости;  $W$  – заданное поле крупномасштабной верти-

кальной скорости;  $U_G, V_G$  – компоненты геострофического ветра;  $l$  – параметр Кориолиса;  $v$  – коэффициент вертикального турбулентного обмена.

Моделирование турбулентного обмена в АПС проведем на основе  $b - \epsilon$  уравнений полуэмпирической теории турбулентности [3]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial b}{\partial t} + W \frac{\partial b}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial z} v \frac{\partial b}{\partial z} + P - \epsilon, \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + W \frac{\partial \epsilon}{\partial z} &= \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial z} v \frac{\partial \epsilon}{\partial z} - c_1 \frac{\epsilon}{b} P - c_2 \frac{\epsilon^2}{b}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$v = c_v \frac{b^2}{\epsilon},$$

где  $b$  – кинетическая энергия турбулентности (КЭТ);  $\epsilon$  – скорость диссипации;  $P = v(U_z^2 + V_z^2) - v\lambda\Theta_z/Pr$  – источник генерации КЭТ;  $\lambda$  – параметр плавучести;  $Pr$  – атмосферное число Прандтля;  $c_v, c_1, c_2, \sigma$  – эмпирические постоянные, потенциальная температура  $\Theta(z)$  здесь полагается заданной.

Для описания течения в водоеме используем уравнения Экмана в виде

$$\frac{\partial \tilde{U}}{\partial t} = l\tilde{V} + \frac{\partial}{\partial z} \tilde{v} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z}, \quad \frac{\partial \tilde{V}}{\partial t} = -l\tilde{U} + \frac{\partial}{\partial z} \tilde{v} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial z}, \quad (3)$$

где  $\tilde{U}, \tilde{V}$  – скорость дрейфа (здесь и далее величины с тильдой соответствуют обозначениям АПС, но относятся к водной среде).

Уравнения  $b - \epsilon$  модели для водоема имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{b}}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \tilde{v} \frac{\partial \tilde{b}}{\partial z} + \tilde{P} - \tilde{\epsilon}, \\ \frac{\partial \tilde{\epsilon}}{\partial t} &= \frac{1}{\tilde{\sigma}} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{v} \frac{\partial \tilde{\epsilon}}{\partial z} - \tilde{c}_1 \frac{\tilde{\epsilon}}{\tilde{b}} \tilde{P} - \tilde{c}_2 \frac{\tilde{\epsilon}^2}{\tilde{b}}, \quad \tilde{v} = \tilde{c}_v \frac{\tilde{b}^2}{\tilde{\epsilon}}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\tilde{P} = \tilde{v}(\tilde{U}_z^2 + \tilde{V}_z^2) - \tilde{v}g\beta_T T_z / \tilde{Pr}$ ;  $g$  – ускорение силы тяжести;  $\beta_T$  – коэффициент термического расширения во-

ды,  $T(z)$  – температура,  $\tilde{Pr}$  – число Прандтля в воде; значения констант  $\tilde{c}_v$ ,  $\tilde{c}_1$ ,  $\tilde{c}_2$ ,  $\tilde{\sigma}$  взяты из [4].

Перейдем к постановке краевых и начальных условий. Определим вертикальную структуру области следующим образом:  $H$  – верхняя граница АПС,  $h$  – толщина приводного слоя воздуха, для которого выполняется предположение о постоянстве турбулентных потоков,  $z = 0$  – поверхность раздела «вода – воздух»,  $z = \tilde{H}$  – нижняя граница области в водоеме.

Для уравнений (1)–(4) поставим следующие условия:

$$U = U_G, V = V_G, b = 0, \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = 0 \text{ при } z = H; \quad (5)$$

$$v \frac{\partial U}{\partial z} = c_u |U| (U - \tilde{U}_0), v \frac{\partial V}{\partial z} = c_u |V| (V - \tilde{V}_0),$$

$$\frac{\partial b}{\partial z} = 0, \quad \varepsilon = \frac{c_v b^2}{v_h} \text{ при } z = h; \quad (6)$$

$$\tilde{\rho}_0 \tilde{v}_0 \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} = \rho_0 v \frac{\partial U}{\partial z}, \quad \tilde{\rho}_0 \tilde{v}_0 \frac{\partial \tilde{V}}{\partial z} = \rho_0 v \frac{\partial V}{\partial z},$$

$$\tilde{\rho}_0 \tilde{b} = \rho_0 b, \quad \tilde{\rho}_0 \tilde{\varepsilon} = \rho_0 \varepsilon \text{ при } z = 0; \quad (7)$$

$$\tilde{U} = \tilde{V} = 0, \quad \tilde{b} = 0, \quad \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial z} = 0 \text{ при } z = \tilde{H}, \quad (8)$$

где  $c_u$  – коэффициент сопротивления;  $c_\Theta$  – коэффициент теплообмена воздушной массы с водой;  $v_h$  – генерируемое в приводном слое значение  $v$  при  $z = h$ ;  $\tilde{U}_0$ ,  $\tilde{V}_0$  – скорость дрейфа на поверхности воды;  $\rho_0$ ,  $\tilde{\rho}_0$  – плотности воздуха и воды.

В качестве начальных условий принимались стационарные поля  $U$ ,  $V$ ,  $b$ ,  $\varepsilon$ ,  $\tilde{U}$ ,  $\tilde{V}$ ,  $\tilde{b}$ ,  $\tilde{\varepsilon}$ , полученные путем интегрирования задачи (1)–(8) на установление.

## Модели переноса аэрогидрозоля

При описании переноса примеси учтем адвекцию в направлении «суша – водоем», за счет которой реализуется вынос аэрозоля на акваторию. Предполагая однородность процессов вдоль береговой линии, направим ось  $x$  горизонтально по нормали к берегу. Уравнение турбулентной диффузии в АПС запишем в виде

$$\frac{\partial S}{\partial t} + U \frac{\partial S}{\partial x} + (W - W_g) \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} v_s \frac{\partial S}{\partial z}, \quad (9)$$

где  $S$  – концентрация примеси;  $W_g$  – гравитационная скорость оседания частиц;  $v_s = v/Pr_s$ ,  $Pr_s$  – диффузионное число Прандтля.

Концентрацию гидрозоля обозначим  $C$  и для водной среды запишем

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \tilde{U} \frac{\partial C}{\partial x} - \tilde{W}_g \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \tilde{v}_c \frac{\partial C}{\partial z}, \quad (10)$$

где  $\tilde{v}_c = \tilde{v}/Pr_c$ .

В области  $x > 0$  (над акваторией) уравнения (9), (10) будем решать при следующих краевых условиях:

$$S = 0 \text{ при } z = H; \quad (11)$$

$$v_s \frac{\partial S}{\partial z} = 0, \quad \tilde{v}_c \frac{\partial C}{\partial z} + \tilde{W}_g C = W_g S \text{ при } z = 0; \quad (12)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \tilde{W}_g \frac{\partial C}{\partial z} \text{ при } z = \tilde{H}. \quad (13)$$

Заметим, что соотношения (12) обеспечивают непрерывность потока примеси при переходе через поверхность раздела.

Граничные условия по горизонтали поставим на линии уреза воды:

$$S = S_b(z, t), \quad C = 0 \text{ при } x = 0, \quad (14)$$

где  $S_b$  – концентрация аэрозоля в области  $x \leq 0$  (над сушией). Для расчета  $S_b$  воспользуемся одномерным по  $z$  аналогом уравнения (9), полагая  $\partial S/\partial x = 0$ . При формулировании нижнего краевого условия для этого уравнения будем считать, что подстилающая поверхность горизонтально однородна и покрыта сухим монодисперсным песком. Поверхностную концентрацию определим с помощью соотношения

$$v_s \frac{\partial S_b}{\partial z} + W_g S_b = \beta S_b - \Gamma \text{ при } z = 0, \quad (15)$$

где  $\Gamma$  представляет собой массу сорванных с поверхности сальтирующих частиц;  $\beta$  характеризует скорость их вовлечения в турбулентную диффузию. Расчет мощности источника  $\Gamma$  проводился в соответствии с методикой [5], где изучались механизмы сальтации и диффузии в приповерхностном ветропесчаном потоке. Согласно [5] возникновение дефляции связано с превышением скорости воздушного потока порогового значения, при котором число Фруда  $Fr = \rho_0 u_*^2 / \rho_d g d$  для аэрозольных частиц равно  $10^{-2}$ . Здесь  $d$ ,  $\rho_d$  – диаметр и плотность частиц;  $u_*$  – динамическая скорость.

В начальный момент поля  $S$ ,  $C$  будем считать нулевыми.

## Анализ решения и выводы

Задача (1)–(15) решалась численно путем дискретизации уравнений и краевых условий по пространству и времени с использованием консервативной схемы при описании полей скорости и турбулентности и монотонной схемы с сохранением первых моментов для уравнений переноса примеси. Двумерные уравнения (9), (10) в результате дискретизации по  $x$  сводятся к набору одномерных по  $z$  задач, которые интегрируются последовательно вниз по потоку от точки, соответствующей линии берега. В этой точке решается одномерная нестационарная задача (9), (11), (14), (15). С целью удобства численной реализации (15) заменялось его точным аналогом, позволяющим перенести краевое условие с поверхности раздела  $z = 0$  на первый расчетный уровень  $z = h$ .

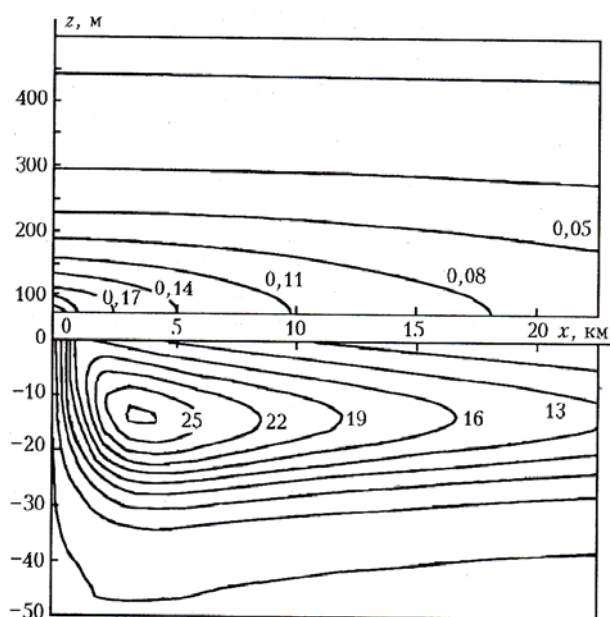
Значения  $W_g$ ,  $\tilde{W}_g$  определялись согласно формуле Стокса, для  $\beta$  в (15) принято  $\beta = W_g$ .

Формирование полей скорости и турбулентности в АПС и водоеме обусловлено величиной геострофической скорости, а также стратификацией обеих природных сред. Зададим устойчивый термический режим со стандартным значением  $\Theta_z$  в атмосфере и  $T_z = 0,1$  °C/м в водоеме. При-

мом  $U_G = 10$  м/с, а размеры почвенных частиц  $d = 3$  мкм. Такая величина геострофической скорости обуславливает развитие турбулентности в АПС, характеризующейся величиной  $\nu \approx 6$  м<sup>2</sup>/с, и скорость дрейфа около 5 см/с. Анализ числа Фруда показывает, что его значение при полученных динамических параметрах близко к критическому, но не превышает его, т.е. поток примеси от поверхности отсутствует.

Дальнейшее интегрирование проводилось с плавным нарастанием скорости потока до значения  $U_G = 15$  м/с. Увеличение скорости приводит к интенсификации турбулентных пульсаций и развитию процессов сальтации и турбулентной диффузии частиц в атмосферу. В итоге за счет адвекции формируется перенос примеси на акваторию. Попадая на поверхность, примесь поглощается и мигрирует в водной среде под влиянием турбулентного перемешивания, дрейфового течения и собственной скорости гравитационного осаждения.

На рисунке представлены изолинии поля концентраций  $S$  и  $C$  (г/м<sup>3</sup>) в области  $0 < x < 22$  км, полученные в момент времени  $t = 18$  ч от начала возникновения сальтации. Видно, что толщина горизонтальной пылевой струи не превышает 200 м вблизи источника и с расстоянием от берега уменьшается. Концентрация примеси в воде на два порядка превышает ее значение в воздухе, что связано с существенной разницей в скоростях гравитационного осаждения.



Поле концентрации примеси (г/м<sup>3</sup>) в атмосфере ( $z > 0$ ) и водоеме ( $z < 0$ ) при  $t = 18$  ч

Формирование максимума в поле  $C$  (нижняя часть рисунка) обусловлено следующим обстоятельством. В начальный период с увеличением скорости течения в АПС происходит перестройка динамических характеристик в приземном слое. При этом нарастает интенсивность источника  $\Gamma$  от 3,7 до 5,5 г/(м<sup>2</sup>·с). Соответственно растет со вре-

менем величина потока примеси от поверхности до момента прекращения усиления ветра ( $t \approx 8$  ч). В это время формируется максимум массы аэрозоля в АПС, который и обуславливает максимум выпадений. По мере адаптации турбулентного режима к новым значениям  $U_G$  величина потока примеси от источника постепенно уменьшается, приближаясь к стационарному значению.

Смещение максимума по горизонтали от берега (на расстояние около 3 км) объясняется совместным действием атмосферной адвекции и дрейфа в воде.

Расчет набора сценариев по влиянию профилей температуры на особенности распространения примеси показал, что стратификация АПС оказывается существенным параметром. Так, при нейтральной стратификации атмосферы интенсифицируется турбулентный обмен и струя примеси поднимается сравнительно высоко, что приводит к уменьшению концентрации в приводном слое. За счет этого поступление примеси в воду уменьшается почти в два раза, а вышеописанный экстремум поля  $C$  не образуется. Влияние плотностной стратификации водоема сказывается слабее вследствие его пассивной роли реципиента и доминирующего механизма гравитационного осаждения.

Крупномасштабные вертикальные движения могут значительно изменить пространственное распределение выпадений. Например, при задании линейно возрастающего профиля  $W$  до значений 3 см/с при  $z = 1000$  м (отметим, что в данном варианте расчета  $W_g = 7$  см/с), характерного для циклонических вихрей, максимум  $C$  уменьшается в 4 раза за счет транспорта части примеси в верхние слои и ослабления концентрации у водной поверхности. В антициклональной ситуации ( $W < 0$ ) горизонтальный пробег частиц сокращается и зона влияния источника стягивается к границе  $x = 0$ .

Таким образом, представленная модель турбулентного взаимодействия атмосферы и водоема дает качественно правильную картину перераспределения примеси в каждой из этих природных сред. Это дает основания говорить о реалистичности примененного подхода и необходимости оптимизации модели в аспекте сопоставления с натурными данными. Перспектива совершенствования видится в первую очередь в обобщении постановки задачи для явного описания термических режимов атмосферы и водоема, а также в детализации турбулентного взаимодействия с учетом ветрового волнения.

Авторы благодарят К.П. Куценого за полезные обсуждения проблемы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 99-05-64735.

1. Алоян А.Е., Шаповалова Т.С. // Метеорология и гидрология. 1993. № 5. С. 60–70.
2. Пененко В.В., Цветова Е.А. // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. № 6. С. 586–593.
3. Илюшин Б.Б., Курбацкий А.Ф. // Изв. АН. Сер. ФАО. 1994. Т. 30. № 5. С. 615–622.
4. Роди В. Модели турбулентности окружающей среды // Методы расчета турбулентных течений / Под ред. В. Кольмана. М.: Мир, 1984. С. 227–322.
5. Бютнер Э.К. Динамика приповерхностного слоя воздуха. Л.: Гидрометеоздат, 1978. 158 с.

V.A. Shlychkov, P.Yu. Pushistov. Modeling of local transport of natural aero-hydrosol in «atmosphere – water basin» system.

A two-dimensional hydrodynamic model for description of the atmospheric aerosol transport from land to waters basin and the impurity migration in the water medium is proposed. The turbulence characteristics in both natural media are determined by solving  $K - \varepsilon$  equations. The results of integration of the problem of the soil-sand aerosol fraction exportation into aquatoria are presented.