

А.В. Аргучинцева

Моделирование накопления на подстилающей поверхности полидисперсных аэрозолей антропогенного происхождения

Иркутский государственный университет

Поступила в редакцию 9.02.2000 г.

Рассматривается математическая модель осаждения примесей на подстилающую поверхность с учетом климатических характеристик. Переходные вероятности строятся на основе уравнения Фоккера - Планка - Колмогорова, которое решается численно. Приводятся результаты конкретных расчетов для г. Иркутска, оценивается влияние выбросов его предприятий на акваторию Южного Байкала.

Загрязнение окружающей среды антропогенными выбросами оказывает негативное влияние на живые организмы, почву, здания, архитектурные памятники, сооружения, вызывает коррозию металлов, понижает прозрачность атмосферы. Под влиянием силы тяжести загрязняющие вещества осаждаются из атмосферы на подстилающую поверхность (почву, водоемы). С поверхностным стоком происходит вторичное загрязнение водоемов (частичный смыв с почвы загрязняющих веществ), поэтому большое значение имеет оценка потока загрязняющих веществ из атмосферы на подстилающую поверхность. Одним из инструментов такой оценки является математическое моделирование, позволяющее с помощью компьютерного проигрывания возможных вариантов найти оптимальный с точки зрения минимизации антропогенной нагрузки.

В работах [1, 2] описана легкая примесь в однородной среде. В данной статье рассмотрим в анизотропной среде пассивную примесь, обладающую собственной скоростью осаждения, для которой диффузионное уравнение имеет вид

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \frac{\partial u_i s}{\partial x_i} - \frac{\partial w_g s}{\partial x_3} = F + \frac{\partial}{\partial x_i} v_{ij} \frac{\partial s}{\partial x_j}, \quad (1)$$

где s – концентрация примеси; u_i – компонента скорости среды по соответствующей координате $x_i = (\overline{i=1, 3})$;

w_g – скорость гравитационного осаждения, изменяющаяся в зависимости от фракции частиц; F – интенсивность источников примеси; t – время; v_{ij} – коэффициенты турбулентной диффузии. По повторяющимся индексам производится суммирование.

Представим s, u_i, v_{ij}, F как сумму средних и отклонений от них. Тогда (1) примет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{s} + s')}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{s} + s')}{\partial x_i} - \frac{\partial w_g(\bar{s} + s')}{\partial x_3} = \\ = \bar{F} + F' + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{v}_{ij} + v'_{ij}) \frac{\partial(\bar{s} + s')}{\partial x_j}. \end{aligned}$$

Преобразовав правую часть последнего уравнения, получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{s} + s')}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{s} + s')}{\partial x_i} - \frac{\partial w_g(\bar{s} + s')}{\partial x_3} = \\ = \bar{F} + F' + \frac{\partial v_{ij}}{\partial x_i} \frac{\partial \bar{s}}{\partial x_j} + \bar{v}_{ij} \frac{\partial^2 \bar{s}}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial v'_{ij}}{\partial x_i} \frac{\partial s'}{\partial x_j} + \bar{v}'_{ij} \frac{\partial^2 s'}{\partial x_i \partial x_j} + \\ + \frac{\partial v'_{ij}}{\partial x_i} \frac{\partial \bar{s}}{\partial x_j} + v'_{ij} \frac{\partial^2 \bar{s}}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial v'_{ij}}{\partial x_i} \frac{\partial s'}{\partial x_j} + v'_{ij} \frac{\partial^2 s'}{\partial x_i \partial x_j}. \end{aligned}$$

Усредним последнее уравнение, используя свойства средних:

$$\frac{\partial \bar{s}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{s}}{\partial x_i} - \frac{\partial w_g \bar{s}}{\partial x_3} = \bar{F} - \frac{\partial \bar{u}'_i s'}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{v}'_{ij}}{\partial x_i} \frac{\partial \bar{s}}{\partial x_j} + \bar{v}'_{ij} \frac{\partial^2 \bar{s}}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (2)$$

Как и в [1,2], для построения вероятностной модели обратимся ко второму уравнению Колмогорова, записанному в фазовой координате s :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial s} [A(t, s) p] + \frac{\partial^2}{\partial s^2} [B(t, s) p], \quad (3)$$

где $p = p(t, s)$ – дифференциальный закон распределения

величины s ; $A = \frac{\partial \bar{s}}{\partial t}$ и $B = \frac{1}{2} \frac{\partial \bar{s}^2}{\partial t}$ – соответственно сред-

няя скорость изменения средней концентрации и интенсивность случайных колебаний около этой средней в интервале $t \in [0, T]$.

Начальное состояние $p(0, s) = p_0(s)$. Граничные условия

$$\frac{\partial(Bp)}{\partial s} - Ap = 0 \quad \text{при } s \rightarrow \infty, \quad \int_0^\infty p(t, s) ds = 1. \quad (4)$$

Вопросы разрешимости (3), (4) при определенных ограничениях на коэффициенты A и B рассмотрены

А.Н. Колмогоровым [3]. В частности, доказательства проведены для так называемого случая Башелье, когда $A(t) = 0$ и $B(t) = 1$, т.е. уравнение Колмогорова сводится к классическому уравнению теплопроводности (при $s = x$); для случаев, когда коэффициент A изменяется по линейному закону, а B есть произвольная константа и когда $A(t, x) = 0, B(t, x) = x$.

В уравнении (3) неизвестными являются p, A, B . Чтобы осуществить операцию замыкания, найдем A и B . Для нахождения коэффициента A проделаем следующие выкладки. Из уравнения (1) вычтем (2):

$$\begin{aligned} & \frac{\partial s'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i s - \bar{u}_i \bar{s}) - \frac{\partial w_g s'}{\partial x_3} = \\ & = F' + \frac{\partial \overline{u'_i s'}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} v_{ij} \frac{\partial s}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{v}_{ij}}{\partial x_i} \frac{\partial \bar{s}}{\partial x_j} - \bar{v}_{ij} \frac{\partial^2 s}{\partial x_i \partial x_j}. \end{aligned}$$

Преобразовав левую и правую части последнего уравнения, получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial s'}{\partial t} = & -u_i \frac{\partial s'}{\partial x_i} - u'_i \frac{\partial \bar{s}}{\partial x_i} - \left(\bar{s} \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} + s' \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial w_g s'}{\partial x_3} + \\ & + F' + \frac{\partial \overline{u'_i s'}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{v}_{ij} \frac{\partial s'}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} v'_{ij} \frac{\partial s}{\partial x_j}. \end{aligned} \quad (5)$$

Для несжимаемой жидкости каждое слагаемое в круглых скобках обращается в нуль, так как представляет собой дивергенцию соответственно скоростного поля и его флуктуаций.

Следуя [4, 5], в линейном приближении влиянием пассивной примеси на поле скорости среды можно пренебречь, т.е. считать турбулентное поле скорости среды независимым от концентрации примеси. Введем обозначение

$$q_k = \overline{u'_k s'}, \quad (6)$$

где неизвестной величиной является s' .

Далее, как в [1], для выполнения (6) проинтегрируем (5) от t до $t + \tau$, где $t \geq \tau$ (τ – эйлеров масштаб времени). Затем обе части полученного результата умножим на $u'_k(t + \tau)$ и усредним на интервале $T - \tau$ ($T \gg \tau$):

$$\begin{aligned} q_k = & \frac{1}{T - \tau} \int_0^{T-\tau} u'_k(t + \tau) s'(t + \tau) dt_1 = \\ = & \frac{1}{T - \tau} \int_0^{T-\tau} u'_k(t + \tau) s'(t) dt_1 - \\ & - \frac{1}{T - \tau} \int_0^{T-\tau} u'_k(t + \tau) \int_t^{t+\tau} u_i \frac{\partial s'}{\partial x_i} dt_1 dt - \\ & - \frac{1}{T - \tau} \int_0^{T-\tau} u'_k(t + \tau) \int_t^{t+\tau} u'_i \frac{\partial \bar{s}}{\partial x_i} dt_1 dt + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + \frac{1}{T - \tau} \int_0^{T-\tau} u'_k(t + \tau) \int_t^{t+\tau} \frac{\partial w_g s'}{\partial x_3} dt_1 dt + \\ & + \frac{1}{T - \tau} \int_0^{T-\tau} u'_k(t + \tau) \int_t^{t+\tau} F' dt_1 dt + \\ & + \frac{1}{T - \tau} \int_0^{T-\tau} u'_k(t + \tau) \int_t^{t+\tau} \frac{\partial \overline{u'_i s'}}{\partial x_i} dt_1 dt + \\ & + \frac{1}{T - \tau} \int_0^{T-\tau} u'_k(t + \tau) \int_t^{t+\tau} \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{v}_{ij} \frac{\partial s'}{\partial x_j} dt_1 dt + \\ & + \frac{1}{T - \tau} \int_0^{T-\tau} u'_k(t + \tau) \int_t^{t+\tau} \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{v}_{ij} \frac{\partial (\bar{s} + s')}{\partial x_j} dt_1 dt. \end{aligned} \quad (7)$$

В последнем уравнении первое слагаемое в правой части обращается в 0 из-за некоррелированности подынтегральных функций $u'_k(t + \tau)$ и $s'(t)$. Воспользуемся далее методом рекурсивных вложений [4, 5]. В результате получим первое приближение для (6):

$$\overline{u'_i s'^{(1)}} = -N_{ki}^{(1)} \frac{\partial \bar{s}}{\partial x_i} + Q^{(1)}, \quad (8)$$

где

$$N_{ki}^{(1)} = \frac{1}{T - \tau} \int_0^{T-\tau} u'_k(t + \tau) \int_t^{t+\tau} u'_i(t_1) dt_1 dt;$$

$$Q^{(1)} = \frac{1}{T - \tau} \int_0^{T-\tau} u'_k(t + \tau) \int_t^{t+\tau} F'(t_1) dt_1 dt.$$

Подставляя (8) в (2), получаем замкнутое уравнение для вычисления средних концентраций:

$$\begin{aligned} A = \frac{\partial \bar{s}}{\partial t} = & -\frac{\partial \bar{u}_i \bar{s}}{\partial x_i} + \frac{\partial w_g \bar{s}}{\partial x_3} + \bar{F} + \\ & + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(N_{ij}^{(1)} \frac{\partial \bar{s}}{\partial x_j} - Q^{(1)} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{v}_{ij} \frac{\partial \bar{s}}{\partial x_j}. \end{aligned} \quad (9)$$

Уравнение для коэффициента A записано.

Аналогично можно получить приближения любого порядка. Погрешность первого приближения оценивалась с помощью аналитических решений (не превышает 20%).

Для отыскания коэффициента B обратимся к уравнению (5). Умножим обе его части на $2s'$, сложим с уравнением неразрывности для несжимаемой жидкости, обе части которого предварительно умножим на s'^2 . После усреднения в первом приближении получим

$$B = N_{ki}^{(1)} \left(\frac{\partial \bar{s}}{\partial x_i} \right)^2. \quad (10)$$

В (10) пренебрегли пульсациями источников F , что можно сделать и в (9).

Найденные коэффициенты A и B замыкают уравнение (3). Однако уравнение (9) для коэффициента A представляет и самостоятельный интерес, так как позволяет рассчитать поле средних концентраций примесей не только общепринятыми способами при типичных или усредненных ситуациях, но и учесть флуктуационные эффекты среды.

Полученные замкнутые уравнения (уравнение Колмогорова и уравнение для коэффициента A) с записанными для них соответствующими начальными и граничными условиями решаются численно в декартовой прямоугольной системе координат с применением метода фиктивных областей, которые позволяют вести расчеты с произвольной функцией, описывающей рельеф местности. Для дискретизации по времени используется схема Кранка-Николсона и двуциклический метод многокомпонентного расщепления [6].

Не меняя сути, для более компактного дальнейшего изложения запишем (9) в виде

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{V} C) = \Phi + \frac{\partial}{\partial x} K_x \frac{\partial C}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} K_y \frac{\partial C}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial C}{\partial z}, \quad (11)$$

где $x = x_1$, $y = x_2$, $z = x_3$ – оси прямоугольной системы координат; x и y направлены по горизонтали, z – вертикально вверх; $C = \bar{c}$, $\mathbf{V} = \mathbf{v} - \mathbf{w}_g$, $\mathbf{v} = \mathbf{v}$ $\{u = u_1, v = u_2, w = u_3\}$;

$K_{ij} = N_{ij}^{(1)} + \bar{v}_{ij}$; $\Phi = \bar{F} - \frac{\partial}{\partial x_i} Q^{(1)}$ с краевыми условиями, обеспечивающими единственность решения:

$$C = C_0 \text{ при } t = 0;$$

на нижней границе

$$w_z C + N_z \frac{\partial C}{\partial z} = \beta C - \Phi_0$$

при $z = \Delta$ и на остальных или а) $C = C_\Phi$, или б) $C = C_\Phi$ при $V_n < 0$,

$$\frac{\partial C}{\partial x} = \frac{\partial C}{\partial y} = \frac{\partial C}{\partial z} = 0 \text{ при } V_n \geq 0, \quad (12)$$

где C_Φ – фоновая концентрация; V_n – проекция вектора скорости на внешнюю нормаль к граничной поверхности; β – коэффициент, описывающий взаимодействие примеси с подстилающей поверхностью.

Рассмотрим метод решения для задачи (11), (12). Так как антисимметричная форма оператора наиболее предпочтительна при построении энергетически сбалансированных конечно-разностных аппроксимаций, то, используя уравнение неразрывности для несжимаемой атмосферы, преобразуем (11) к следующему виду:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial C}{\partial t} + \frac{1}{2}(\mathbf{V} \text{grad} C + \text{div}(C \mathbf{V})) = \\ & = \frac{\partial}{\partial x} K_x \frac{\partial C}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} K_y \frac{\partial C}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial C}{\partial z} + \Phi. \end{aligned}$$

Введем неравномерную сетку с основными узловыми точками $x_i = i \Delta x$ ($i = 0, 1, \dots, I + 1$); $y_j = j \Delta y$ ($j = 0, 1, \dots, J + 1$); $z_k = \Delta z_k$ ($k = 0, 1, \dots, K + 1$); $t_n = n \Delta t$ ($n = 0, 1, \dots$) и шагами сетки Δx , Δy , Δz_k , Δt . Будем также использовать вспомогательные точки $x_{i+1/2}$, $y_{j+1/2}$, $z_{k+1/2}$, расположенные в серединах основных интервалов. Обозначим

$$C_{i,j,k}^n = C(x_i, y_j, z_k, t_n); \Delta_k = (\Delta z_{k+1} + \Delta z_k) / 2;$$

$$u_{i+1/2,j,k} = (u_{i+1,j,k} + u_{i,j,k}) / 2;$$

$$v_{i,j+1/2,k} = (v_{i,j+1,k} + v_{i,j,k}) / 2;$$

$$w_{i,j,k+1/2} = (w_{i,j,k+1} + w_{i,j,k}) / 2.$$

Приведем разностные аналоги операторов:

$$(L_1^n C)_{i,j,k} = \frac{u_{i+1/2,j,k}^n C_{i+1,j,k} - u_{i-1/2,j,k}^n C_{i-1,j,k}}{2\Delta x} -$$

$$- \frac{1}{\Delta x^2} [K_{x_{i+1/2,j,k}}^n (C_{i+1,j,k} - C_{i,j,k}) - K_{x_{i-1/2,j,k}}^n (C_{i,j,k} - C_{i-1,j,k})],$$

$$(L_2^n C)_{i,j,k} = \frac{v_{i,j+1/2,k}^n C_{i,j+1,k} - v_{i,j-1/2,k}^n C_{i,j-1,k}}{2\Delta y} -$$

$$- \frac{1}{\Delta y^2} [K_{y_{i,j+1/2,k}}^n (C_{i,j+1,k} - C_{i,j,k}) - K_{y_{i,j-1/2,k}}^n (C_{i,j,k} - C_{i,j-1,k})],$$

$$(L_3^n C)_{i,j,k} = \frac{(w_{j,k+1/2}^n - w_g) C_{i,j,k+1} - (w_{j,k-1/2}^n - w_g) C_{i,j,k-1}}{2\Delta_k} -$$

$$- K_{z_{i,j,k+1/2}}^n \frac{C_{i,j,k+1} - C_{i,j,k}}{\Delta z_{k+1} \Delta_k} + K_{z_{i,j,k-1/2}}^n \frac{C_{i,j,k} - C_{i,j,k-1}}{\Delta z_k \Delta_k}.$$

Используя на каждом дробном шаге $[t_n, t_{n+1}]$ схему Кранка - Николсона, алгоритм расщепления можем записать в виде

$$\left(E + \frac{\Delta t}{2} L_m^n \right) C^{n+m/4-1} = \left(E - \frac{\Delta t}{2} L_m^n \right) C^{n+(m-1)/4-1},$$

$$m = 1, 2, 3;$$

$$C^{n+1/4} = C^{n-1/4} + \Delta t \Phi^n.$$

$$\left(E + \frac{\Delta t}{2} L_{5-m}^n \right) C^{n+m/4} = \left(E - \frac{\Delta t}{2} L_{5-m}^n \right) C^{n+(m-1)/4},$$

$$m = 2, 3, 4,$$

где E – единичная матрица.

Разностная аппроксимация задачи (3), (4) построена также на основе схемы Кранка-Николсона. Обозначим

$$s_\gamma = \gamma \Delta s_\gamma \quad (\gamma = 0, 1, 2, \Gamma + 1),$$

$$\Delta s_{\gamma+1} = s_{\gamma+1} - s_\gamma, \quad ss_\gamma = (ds_\gamma + ds_{\gamma+1})/2,$$

$$(\Lambda^n p) = \frac{A_{\gamma+1}^n p_{\gamma+1} - A_{\gamma-1}^n p_{\gamma-1}}{2ss_\gamma} - \frac{B_{\gamma+1}^n p_{\gamma+1} - B_\gamma^n p_\gamma}{ss_\gamma ds_{\gamma+1}} - \frac{B_\gamma^n p_\gamma - B_{\gamma-1}^n p_{\gamma-1}}{ss_\gamma ds_\gamma} \quad (\gamma = 0, 2, \dots, \Gamma - 1).$$

Граничное условие p_0 находится из условия выполнения вероятностной меры (4) по формуле трапеций. На правой границе области интегрирования

$$(\Lambda^n p)_\Gamma = \frac{A_{\Gamma-1}^n p_{\Gamma-1}}{2ss_\Gamma} + \frac{B_\Gamma^n p_\Gamma}{ss_\Gamma ds_{\Gamma+1}} - \frac{B_\Gamma^n p_\Gamma - B_{\Gamma-1}^n p_{\Gamma-1}}{ss_\Gamma ds_\Gamma}.$$

Окончательно конечно-разностная аппроксимация имеет вид

$$\left(E + \Lambda^n \frac{\Delta t}{2}\right) p^{n+1} = \left(E - \Lambda^n \frac{\Delta t}{2}\right) p^n.$$

Используемые конечно-разностные схемы абсолютно устойчивы, имеют второй порядок аппроксимации по времени и координатам.

Для численной реализации конечно-разностных уравнений используется немоноотонная прогонка [7].

Таким образом, уравнение (9) описывает динамику средних концентраций примесей с учетом флуктуаций входной метеорологической информации, а уравнение (3) дает оценку вероятности появления этих концентраций (включая и превышение указанных норм) за рассматриваемый интервал времени, а также позволяет рассчитать поток Π примесей на подстилающую поверхность:

$$\Pi = \sum_{i=1}^k S_i w_{gi},$$

где k – степень дисперсности частиц.

Численные решения проверялись при тех же упрощениях, при которых получены известные аналитические решения. Кроме того, результаты расчетов сравнивались с данными, полученными в результате обработки проб устойчивого снежного покрова.

Рассмотрим конкретные оценки осаждения твердых частиц на подстилающую поверхность. Известно, что аэрозоли, выбрасываемые антропогенными источниками, обладают значительной полидисперсностью, от которой зависят их физические свойства. Распределение размеров частиц обычно задают долей (процентом) df числа частиц, радиусы которых лежат в пределах $(r, r + dr)$, т.е. $df = f(r)dr$ при условии, что функция распределения размеров частиц обладает свойством

$$P(0 < r < \infty) = \int_0^\infty f(r) dr = 1.$$

В аэрозолях обычно из опыта определяют долю частиц, радиусы которых лежат в конечных интервалах, т.е. вместо непрерывных кривых вероятностей получают ломаные графики – гистограммы. Однако на практике нестационарность выбросов не позволяет точно знать распределение частиц, поэтому пытаются это распределение аппроксимировать каким-нибудь аналитическим законом. Теоретически можно найти такую формулу, которая бы описывала все аэродисперсные системы. Но эта формула будет содержать большое количество коэффициентов, подбор которых для каждой аэродисперсной системы был бы весьма неоправдан. Поэтому предлагаемые формулы содержат наименьшее число коэффициентов. Как правило, таких коэффициентов два – это размер частиц и степень полидисперсности аэрозоля. Примерами таких формул являются формулы Роллера, Розина-Рамлера и др. [8]. Как показал А.Н. Колмогоров [8], исходя из простых гипотез о характере дробления твердых частиц, можно доказать, что распределение размеров частиц асимптотически стремится по мере хода измельчения к логарифмически нормальному закону. По этому закону и было рассчитано распределение твердых частиц, выбрасываемых иркутскими предприятиями энергетики в атмосферу. Пыление золоотвалов, карьеров, а также других предприятий в модельных расчетах не учитывалось. В городе свыше 300 котельных, 97% которых имеют трубы высотой от 8 до 35 м. Диаметр выбрасываемых частиц пыли $\leq 4 \cdot 10^{-5}$ м, а средняя плотность составляет 2800 кг/м^3 . Скорость гравитационного осаждения рассчитывалась для каждой фракции по формуле Стокса

$$w_g = (2 \rho_n g r_n^2) / (9 \mu),$$

в которой g – ускорение свободного падения; μ – динамическая вязкость среды; ρ_n и r_n – плотность и радиус частиц. Диапазон изменения скорости гравитационного осаждения (расчет по формуле Стокса) в зависимости от размера частиц колеблется от 0,001 до 0,2 м/с.

В течение года (рис. 1) на подстилающую поверхность в северо-западной части осаждается свыше $80\,000 \text{ кг/км}^2$. Это самый загрязненный район города. В юго-западной части города основное тепло дает Ново-Иркутская ТЭЦ, трубы которой имеют высоту 180 и 250 м, а следовательно, выбросы происходят в пограничный слой атмосферы. Вблизи предприятия осаждаются только крупные частицы, остальные воздушными потоками переносятся на значительные расстояния. На рис. 2 приводится оценка накопления тяжелых частиц в течение года на подстилающей поверхности Южного Байкала (выбрасываемых в атмосферу теми же предприятиями энергетики г. Иркутска).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 98-05-64020.



Рис. 1. Накопление антропогенной полидисперсной примеси в течение года на подстилающей поверхности в г. Иркутске; * – источники примеси; ◇ – локальные максимумы. Изолиния 1 – 2000 кг/км². Шаг изолиний 2000 кг/км²

96	134	196	306	524	1*	2*	9*	0	15*	4*	1*	998	603	396	276	202	153	119	94	77	63	53	45	38	33	28	25
89	123	181	284	483	951	2*	8*	17*	7*	3*	1*	895	571	388	277	226	157	123	99	80	66	56	47	40	35	30	26
79	109	157	239	392	717	1*	3*	4*	3*	1*	735	504	359	265	201	156	124	100	82	68	57	49	42	36	31	28	
69	92	127	187	293	485	951	1*	1*	1*	1*	563	578	424	318	244	190	151	122	100	83	69	58	50	43	37	32	28
57	75	103	147	216	363	574	843	959	870	726	573	447	300	274	218	174	142	117	97	81	69	58	50	43	38	33	29
48	63	84	115	168	259	393	409	558	547	489	417	345	224	233	181	156	131	110	93	79	67	58	58	43	38	33	30
41	52	68	91	131	186	253	321	357	364	341	308	268	230	196	166	141	118	102	87	76	65	56	49	43	38	33	30
35	44	56	75	103	137	179	219	243	256	247	231	210	186	164	146	124	108	93	81	71	62	54	48	42	37	33	30
30	37	47	62	81	104	132	157	174	185	185	177	166	152	137	122	109	96	85	75	66	58	52	46	41	36	33	29
26	32	40	51	65	81	100	117	130	138	141	139	133	124	115	105	95	85	77	68	61	55	49	44	39	35	32	29
23	28	34	42	52	64	77	90	99	106	110	110	107	103	97	90	83	76	69	63	56	51	46	43	38	34	31	28
20	24	29	36	43	52	61	70	78	84	87	89	88	85	81	77	72	67	62	56	52	47	43	39	36	33	30	27
18	21	25	30	36	43	50	56	62	67	71	72	72	71	69	66	63	59	55	51	47	44	40	37	34	31	29	26
16	18	22	26	30	35	41	46	51	55	58	60	60	60	59	57	55	52	49	46	43	40	37	34	32	29	27	25
14	16	19	22	26	30	34	38	42	46	48	59	51	51	50	49	48	46	44	41	39	37	34	32	30	28	26	24
12	14	17	19	22	25	29	32	35	48	40	42	43	43	43	42	41	39	37	36	34	32	30	28	26	24	23	
11	13	15	17	19	22	24	27	30	32	34	36	37	37	38	37	37	36	35	34	32	31	29	28	26	25	23	22
10	11	13	15	17	19	21	23	25	27	29	30	32	32	33	33	32	32	31	30	29	28	27	26	24	23	22	21
9	10	12	13	15	16	18	20	22	23	25	26	27	28	29	29	29	28	28	27	26	26	25	24	23	21	20	19
8	9	10	12	13	14	16	17	19	20	22	23	24	25	25	25	25	25	25	25	24	23	23	22	21	20	19	18

Рис. 2. Накопление (кг/км²) антропогенной примеси в течение года на подстилающей поверхности Южного Байкала; * – порядок числа 10³

1. *Аргучинцева А.В.* // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. № 6. С. 606–609.
2. *Аргучинцева А.В.* // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 6. С. 499–502.
3. *Колмогоров А.Я.* //МФН. 1938. Вып. 5. С. 5–41.
4. *Галкин Л.М.* //Самоочищение и диффузия внутренних водоемов. Новосибирск: Наука, 1980. С. 7–47.
5. *Галкин Л.М., Корнейчук А.И.* // Динамика экологоэкономических систем. Новосибирск: Наука, 1981. С. 18–31.
6. *Марчук Г.И.* Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1989. 608 с.
7. *Самарский А.А., Николаев Е.С.* Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978. 592 с.
8. *Фукс Н.А.* Механика аэрозолей. М.: АН СССР, 1955. 351 с.

A.V. Arguchintseva. **Modelling of accumulation on underlying surface of polydispersion aerosols of anthropogenic origin.**

The mathematical model of impurity deposition on underlying surface is considered. The model takes into account the climatic characteristics. The transitive probabilities are under construction on the basis of Fokker - Plank - Kholmogorov equation. The equation is solved numerically. The results of model calculations for Irkutsk city and Southern Baikal are presented.