

ВЫМЫВАНИЕ АТМОСФЕРНЫХ ГАЗОВЫХ ПРИМЕСЕЙ ИЗ ПРОИЗВОЛЬНОГО ДИНАМИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА, ДЕЙСТВУЮЩЕГО В ПОДОБЛАЧНОМ СЛОЕ

В. Н. Пискунов, Д. В. Цаплин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Рассмотрен процесс вымывания газовых примесей в подоблачном слое с учетом испарения примеси из капель и процессов атмосферной турбулентной диффузии. Для решения задачи использован метод расщепления по физическим процессам, в котором динамика вымывания примеси рассматривается отдельно – на фоне атмосферной диффузии и переноса. Тем самым данные процессы создают в подоблачном слое динамический фоновый источник примеси. Получено общее решение уравнений кинетики вымывания для источника с произвольным фоновым распределением. Анализ этого решения выполнен для двух предельных случаев: медленно и быстро меняющихся со временем источников (по сравнению с процессом вымывания). Представлены результаты иллюстративных расчетов, а также приведены практические рекомендации по вычислению скорости вымывания для численных комплексов.

Ключевые слова: вымывание примесей осадками, атмосферный перенос, турбулентная диффузия, скорость вымывания, источники примеси

Введение

Вымывание в подоблачном слое – один из важнейших физических процессов, приводящих к удалению газоаэрозольных примесей из атмосферы под действием осадков (дождевых капель, снега, града). Этот процесс играет ключевую роль в переносе примеси из атмосферы в почву и растения. Описание процесса вымывания важно при анализе последствий аварий с выбросами в атмосферу (в том числе и радиоактивных веществ, например НТО), а также для других экологических проблем: увеличение кислотности почвы и ее загрязнение тяжелыми металлами и стойкими органическими соединениями.

Экспериментально процессы вымывания удобнее всего изучать с помощью трассеров, которые легко выделить на фоне типовых атмосферных газов. Очень важными для практики трассерами являются соединения трития, например, пары тритиевой воды НТО, являющиеся наиболее распространенной формой газообразных соединений трития. Экспериментальное изучение взаимодействия НТО с каплями воды проводилось, как в лабораторных, так и полевых условиях. В работах [1, 2] представлены результаты лабораторных экспериментов по определению скорости обмена К

между парами НТО и падающими каплями воды в отсутствие процессов испарения/конденсации. На основе выполненных экспериментов сделан прогноз кинетики обмена НТО с каплями воды. Аналогичная постановка экспериментов использована ранее в работе [3]. Полевые эксперименты по исследованию обмена НТО между атмосферой и каплями дождя описаны в работах [4–8]. Отметим также работу [9], в которой измерены концентрации трития в окрестности nuclear power plant of Paks, Hungary.

Вымывание газовых примесей зависит от множества процессов, таких как: молекулярная, конвективная и турбулентная диффузия, тепло-массоперенос, испарение газов из капель, химические реакции в жидкой и газовой фазах. Все это делает вымывание одним из сложнейших для описания атмосферным процессом. Тем важнее построение теоретических моделей, которые выделяют наиболее важные факторы в процессе вымывания и могут в упрощенном варианте быть использованы в численных программах, моделирующих перенос примеси.

Среди численных подходов, которые могут учитывать процессы вымывания примесей из атмосферы, можно назвать модели переноса гауссова типа [10, 11], а также более сложные численные

комплексы [12, 13], рассчитывающие перенос загрязнений в атмосфере. При этом используется скорость (или обратное время) вымывания Λ , которая является одной из наиболее универсальных и важных характеристик вымывания газов осадками. Применительно к процессу вымывания трития развиваются квазистационарные модели, использующие Эйлеров подход [14], в которых рассчитываются профили концентраций трития по высоте с учетом этого процесса. Методика для расчета вымывания трития, основанная на средневзвешенном размере капель, предложена в работе [9].

В сложных численных комплексах, моделирующих перенос примесей в атмосфере, обычно не рассчитывается детальная кинетика обмена между газом и каплями. Вместо этого наиболее часто используют простейшее уравнение баланса

$$d_t C_g = -\Lambda_0 C_g, \quad (1)$$

где C_g – концентрация газовой примеси, а Λ_0 – коэффициент вымывания [15]:

$$\Lambda_0 = \pi \int K(D) \varphi(D) D^2 dD. \quad (2)$$

Здесь $\varphi(D)$ – спектр капель по их размерам D и $K(D)$ – константа массообмена газа с поверхностью капли. Величина $K(D)$ для миллиметровых размеров капель и скоростей падения порядка нескольких метров в секунду хорошо аппроксимируется следующей зависимостью [16, 17]:

$$K(D) = \frac{Dg}{D} \left\{ 2 + 0,6 \left[\frac{DU}{v} \right]^{1/2} \left[\frac{v}{Dg} \right]^{1/3} \right\}. \quad (3)$$

где Dg – коэффициент диффузии газа в воздухе, v – кинематическая вязкость воздуха и U – скорость падения капель. Подчеркнем, что Λ_0 зависит только от константы массообмена $K(D)$ и спектров капель $\varphi(D)$. Считается, что Λ_0 не зависит от поведения концентраций $C_g(\bar{x}, t)$ и что важен только процесс поглощения газа каплями.

Дальнейшим шагом является учет испарения примеси из капель для летучих соединений. Для этого введем концентрацию примеси в дождевых каплях C_{aq} . С учетом испарения примеси из капель и для одной пространственной координаты (высоты z) имеем [8, 15, 18]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_g}{\partial t} &= -\Lambda_0 \left(C_g - \frac{C_{aq}}{HRT} \right); \\ \frac{\partial C_{aq}}{\partial t} - U \frac{\partial C_{aq}}{\partial z} &= \frac{\Lambda_0}{\omega_L} \left(C_g - \frac{C_{aq}}{HRT} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где U – скорость падения капель, ω_L – относительный объем жидко-капельной фракции в воздухе, H – эффективная постоянная Генри, R – универсальная газовая постоянная, T – температура.

В случае, когда концентрация газовой примеси C_g равномерно распределена по высоте в слое вымывания $0 \leq z \leq h$ и зависит только от времени, уравнение (1) для изменения C_g модифицируется [8, 15, 18]:

$$\begin{aligned} \frac{dC_g}{dt} &= -\Lambda_{\text{эф}}(z) C_g; \\ \Lambda_{\text{эф}}(z) &= \Lambda_0 \exp \left(-\frac{(h-z)\Lambda_0 w}{U} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где введено обозначение $w = 1/(\omega_L HRT)$. Видно, что учет испарения приводит к поправке для скорости вымывания, зависящей от высоты. Необходимо отметить противоречие между исходными предположениями и полученным выражением для $\Lambda_{\text{эф}}(z)$. В постановке задачи предполагалось, что концентрация газовой примеси C_g не зависит от высоты. Однако полученная скорость вымывания $\Lambda_{\text{эф}}$ явно зависит от z , т. е. из уравнения (5) мы также получим распределение C_g по высоте. Поэтому уравнение (5) можно считать первой итерацией к учету профиля концентраций примеси, обусловленного испарением газа из капель. В работе [8] выполнено сравнение между значениями Λ_0 и $\Lambda_{\text{эф}}$ для конкретных условий, реализованных в полевом эксперименте. Для высоты слоя вымывания $h \approx 30$ м и паров НТО поправка не превысила 10 %. Но для больших высот h и плохо растворимых газов может реализоваться случай $\Lambda_{\text{эф}} \ll \Lambda_0$, т. е. влияние испарения примеси из капель будет очень сильным.

Обратимся теперь к процессам диффузии разного масштаба. Как видно из (3), процесс молекулярной диффузии уже учитывается при определении константы массообмена газа с поверхностью капли $K(D)$ и параметра Λ_0 . В работе [20] изложен подход, в котором уравнения кинетики (4) заменяются на некоторый усредненный процесс диффузии примеси по высоте с конвекцией (направленным сносом, обусловленным падением капель). Соответствующие уравнения конвективной диффузии решаются численно, чтобы определить динамику изменения профиля концентраций примеси со временем.

Для линейного начального профиля концентрации C_g получены зависимости скорости вымывания $\Lambda(z, t)$ диоксида серы и аммиака от времени и высоты. Скорости конвективного сноса (фронта вымывания) много меньше скорости падения капель и оказались равными $1,2 \cdot 10^{-4}$ м/с для SO_2 и $6,1 \cdot 10^{-3}$ м/с для NH_3 . Необходимо подчеркнуть, что эффективные коэффициенты конвективной диффузии, которые в работе [20] составили $2,17 \cdot 10^{-5}$ м²/с для SO_2 и $5,97 \cdot 10^{-2}$ м²/с для NH_3 , значительно меньше характерных значений коэффициентов атмосферной турбулентной диффузии $K = 5 \div 50$ м²/с [20]. Поэтому в практических задачах зачастую более важным является учет турбулентной диффузии. Первые попытки такого рода сделаны в работе [11], где рассмотрено вымывание постоянно действующих гауссовых источников в слое вымывания. Считается, что сам процесс вымывания концентрацию газа C_g не меняет. Получены аналитические решения для пяти видов таких источников.

Данная работа посвящена обобщению этой задачи. В ней рассматривается вымывание газовой примеси под действием осадков для произвольного динамического источника, действующего в подоблачном слое. Считается, что вымывание газа происходит на фоне более динамичных процессов: атмосферной турбулентной диффузии и ветрового переноса примеси, а также ее осаждения на подстилающую поверхность [8].

В общем случае при рассмотрении этих задач необходимо совместно решать уравнения атмосферной турбулентной диффузии и уравнения для кинетики вымывания.

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \left(\frac{\partial C}{\partial t} \right)_{\text{атм.диф}} + \left(\frac{\partial C}{\partial t} \right)_{\text{вымыв}}. \quad (6)$$

Процесс вымывания газовой примеси из атмосферы $C_g(\bar{x}, t)$ определяется уравнением

$$\left(\frac{\partial C_g(\bar{x}, t)}{\partial t} \right)_{\text{вымыв}} = -\Lambda(\bar{x}, t) C_g(\bar{x}, t), \quad (7)$$

где $\Lambda(\bar{x}, t) = \Lambda(C_g; \bar{x}, t)$ – скорость вымывания газовой примеси, которая в общем случае зависит от всех координат, поля концентраций $C_g(\bar{x}, t)$, а также характеристик дождя.

В данной работе при решении (6) нами предлагается использовать метод расщепления по физическим процессам и считать динамику вымывания отдельно – на фоне атмосферного переноса.

В этом случае при численной реализации остается важная проблема – как определить скорость вымывания $\Lambda(\bar{x}, t)$ в неоднородном и меняющемся со временем поле концентраций $C_g(\bar{x}, t)$ и $C_{aq}(\bar{x}, t)$? Первым приближением служит уравнение (1) с константой вымывания Λ_0 , определяемой из (2). Для однородных по высоте концентраций газовой примеси C_g учет испарения примеси приводит к поправке (5), зависящей от высоты.

Краткое содержание работы следующее. В разделе 1 выполнена постановка задачи и получено общее решение уравнений для источника с произвольным фоновым распределением $C_f(z, t)$.

Анализ этого решения выполнен в разделе 2 для двух предельных случаев: медленно меняющегося по сравнению с процессом вымывания фона (например, для суточных или сезонных колебаний концентраций примеси) и быстро меняющегося источника (импульсные выбросы в подоблачном слое, которые затем переносятся и расплываются за счет атмосферной турбулентной диффузии). В разделе 3 представлены результаты иллюстративных расчетов и приводятся практические рекомендации по вычислению скорости вымывания $\Lambda(z, t) = \Lambda(C_g; z, t)$ для численных комплексов.

1. Постановка задачи и общее решение уравнений кинетики вымывания с источником

Будем считать, что процессы атмосферной турбулентной диффузии и ветрового переноса примеси создают в подоблачном слое динамический фоновый источник, создающий меняющееся со временем и высотой фоновое распределение газовой примеси $C_f(z, t)$. Рассмотрим процесс вымывания примеси на фоне этого источника. Учитывая этот источник в уравнениях (4) для кинетики вымывания, получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_g}{\partial t} &= -\Lambda_0 \left(C_g - \frac{C_{aq}}{HRT} \right) + \frac{\partial C_f}{\partial t}; \\ \frac{\partial C_{aq}}{\partial t} - U \frac{\partial C_{aq}}{\partial z} &= \frac{\Lambda_0}{\omega_L} \left(C_g - \frac{C_{aq}}{HRT} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Переходя к безразмерным переменным $s = \Lambda_0 t$ и $q = (h - z)/h$, эти уравнения можно переписать в виде:

$$\begin{aligned}\frac{\partial C_g}{\partial s} &= -(C_g - wC_a) + \frac{\partial C_f}{\partial s}; \\ \frac{\partial C_a}{\partial s} + u \frac{\partial C_a}{\partial q} &= (C_g - wC_a); \\ w &= 1/(\omega_L HRT),\end{aligned}\quad (9)$$

где $C_a = \omega_L C_{aq}$, $u = U/\Lambda_0 h$, а константа w характеризует обратный поток примеси из капли в атмосферу. В правую часть первого уравнения добавился заданный источник $\partial C_f/\partial s$ (либо $\partial C_f/\partial t$). При этом распределение примеси удовлетворяет следующему начальному условию $C_g(z, t)|_{t=0} = C_f(z, 0)$.

Таким образом, для получения полного решения, учитывающего все процессы, нам нужно сначала решить уравнение атмосферной турбулентной диффузии и определить из этого решения поле концентраций $[C_g(\bar{x}, t)]_{\text{атм. диф}}$, которое мы будем в дальнейшем считать фоновым: $C_f(\bar{x}, t) \equiv [C_g(\bar{x}, t)]_{\text{атм. диф}}$. Затем, решая уравнения (8) или (9), получим полное решение всей задачи. Возможен и другой вариант, когда решается уравнение (7) со скоростью вымывания $\Lambda(C_g; \bar{x}, t)$, учитывающей детали распределения концентраций $C_g(\bar{x}, t)$.

Для решения уравнений кинетики вымывания (9) при произвольном фоновом распределении газовой примеси $C_f(q, s)$ используем преобразование Лапласа по переменной s :

$$\begin{aligned}p\tilde{C}_g - C_f(q, 0) &= (w\tilde{C}_a - \tilde{C}_g) + p\tilde{C}_f - C_f(q, 0); \\ u \frac{\partial \tilde{C}_a}{\partial q} &= \tilde{C}_g - (p+w)\tilde{C}_a,\end{aligned}\quad (10)$$

где введено обозначение $\tilde{C}(q, p) = \int_0^\infty e^{-ps} C(q, s) ds$.

При получении этих уравнений использовано предположение, что в начальный момент времени капля не содержит растворенную примесь $C_a(q, 0) = 0$, а также начальное условие $C_g(q, 0) = C_f(q, 0)$. Выражая из первого уравнения (10) концентрацию газовой примеси и подставляя ее во второе уравнение, получим:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tilde{C}_a(q, p)}{\partial q} &= -\frac{1}{u} \left(\frac{wp}{p+1} + p \right) \tilde{C}_a(q, p) + \\ &+ \frac{1}{u} \frac{p}{p+1} \tilde{C}_f(q, p).\end{aligned}\quad (11)$$

Предполагая, что на высоте h ($q = 0$) концентрация примеси в капле равна нулю $\tilde{C}_a(0, p) = 0$, получим решение:

$$\begin{aligned}\tilde{C}_a(q, p) &= \frac{1}{u} \int_0^q d\tau \frac{p}{p+1} \tilde{C}_f(\tau, p) \times \\ &\times \exp \left[-\frac{q-\tau}{u} \left(\frac{wp}{p+1} + p \right) \right]\end{aligned}\quad (12a)$$

или после обратного преобразования Лапласа:

$$\begin{aligned}C_a(q, s) &= \int_0^{q/u} d\tau e^{-\tau(w-1)} \theta(s-\tau) \times \\ &\times \int_0^s d\eta \frac{\partial C_f(q-\tau u, \eta-\tau)}{\partial \eta} e^{-(s-\eta)} I_0 \left(2\sqrt{\tau w(s-\eta)} \right) + \\ &+ \int_0^{q/u} d\tau e^{-s} e^{-\tau(w-1)} \theta(s-\tau) C_f(q-\tau u, 0) \times \\ &\times I_0 \left(2\sqrt{\tau w(s-\tau)} \right),\end{aligned}\quad (12b)$$

где I_0 – модифицированная функция Бесселя первого рода; $\theta(s) = 0$, если $s < 0$ и $\theta(s) = 1$, если $s > 0$. Концентрация газовой примеси вычисляется с использованием решения (12b) по формуле:

$$\begin{aligned}C_g(q, s) &= \int_0^s [wC_a(q, \xi) - C_f(q, \xi)] e^{-(s-\xi)} d\xi + \\ &+ C_f(q, s).\end{aligned}\quad (12c)$$

Данное решение является общим для источника с произвольным фоновым распределением $C_f(z, t)$.

Для анализа временного поведения этого решения рассмотрим фоновое распределение, профиль которого не зависит от q , а временное поведение имеет экспоненциальный вид: $C_f(q, s) = A \exp(-as)$. Тогда $\tilde{C}_a(q, p) = A(p+a)^{-1}$ и решение определяется следующим образом:

$$\begin{aligned}C_a(q, s) &= \\ &= A e^{-s} \int_0^{R(q, s)/u} e^{-\tau(w-1)} \left[e^{-(s-\tau)(a-1)} + F(s, \tau) \right] d\tau, \\ &\text{где } R(q, s) = \min\{q, su\}, \\ F(s, \tau) &= \int_0^{s-\tau} e^{-\mu(a-1)} \left[\sqrt{\frac{\tau w}{s-\tau-\mu}} \times \right. \\ &\times I_1 \left(2\sqrt{\tau w(s-\tau-\mu)} \right) - I_0 \left(2\sqrt{\tau w(s-\tau-\mu)} \right) \left. \right] d\mu.\end{aligned}\quad (13)$$

Решение (13) понадобится нам в дальнейшем.

2. Анализ результатов

Рассмотрим решение для вымывания газовой примеси дождевыми каплями в подоблачном слое атмосферы (12) для двух предельных случаев: медленно и быстро меняющихся со временем источников фоновой концентрации $C_f(q, t)$.

Решение для медленно меняющегося со временем фонового источника

В случае медленно меняющегося по сравнению с процессом вымывания фона (например, для суточных или сезонных колебаний концентраций примеси) распределение примеси можно представить в окрестности точки $s = 0$ следующим рядом:

$$C_f(q, s) = C_f(q, 0) + C'_f(q, 0)s + \frac{1}{2}C''_f(q, 0)s^2 + O(s^3), \quad (14)$$

где введено обозначение $C_f^{(k)}(q, 0) = \partial^k C_f / \partial_s^k \Big|_{s=0}$.

Лаплас-образ ряда (14) имеет вид:

$$\tilde{C}_f(q, s) = \frac{C_f(q, 0)}{p} + \frac{C'_f(q, 0)}{p^2} + \frac{C''_f(q, 0)}{p^3} + O\left(\frac{1}{p^3}\right). \quad (15)$$

В нулевом приближении, когда фоновое распределение, создаваемое источником, не меняется со временем (однако оно может иметь профиль по высоте) $C_f(q, s) = C_f(q, 0) = C_0(q)$; $\tilde{C}_f(q, s) \approx C_0(q)/p$, из (12а) получим решение:

$$\tilde{C}_a(q, p) = \frac{1}{u} \int_0^q d\tau \frac{C_0(\tau)}{p+1} \exp\left[-\frac{q-\tau}{u} \left(\frac{wp}{p+1} + p\right)\right], \quad (16)$$

после обратного преобразования Лапласа от этого выражения:

$$C_a(q, s) = \frac{e^{-s}}{u} \int_0^q d\tau C_0(q-\tau) \times \exp\left(-\frac{\tau}{u}(w-1)\right) I_0\left(2\sqrt{w\frac{\tau}{u}\left(s-\frac{\tau}{u}\right)}\right). \quad (17)$$

Решение для газовой концентрации находится подстановкой (17) в выражение (12с):

$$C_g(q, s) = C_0(q)e^{-s} + w \int_0^s C_a(q, \xi) e^{-(s-\xi)} d\xi. \quad (18)$$

Скорость вымывания вычисляется из следующего соотношения, вытекающего из (6), (7), (9):

$$\Lambda(q, s)/\Lambda_0 = 1 - wC_a(q, s)/C_g(q, s). \quad (19)$$

Решение для быстро меняющегося со временем источника

Другой важный для практики случай – быстро меняющиеся по сравнению с процессом вымывания примеси источники. Это могут быть, например, импульсные выбросы в подоблачном слое, которые затем переносятся и расплываются за счет атмосферной турбулентной диффузии. В качестве примера мы возьмем одномерный (зависящий только от z) источник:

$$C_f(z, t) = \frac{\theta(t)Q}{\sqrt{4\pi K(t+t_0)}} \times \left\{ \exp\left[-\frac{(H_0-z)^2}{4K(t+t_0)}\right] + \exp\left[-\frac{(H_0+z)^2}{4K(t+t_0)}\right] \right\}. \quad (20)$$

Это выражение описывает мгновенный точечный источник, задействованный на высоте H_0 во время $-t_0$ перед началом вымывания (которое начинается в момент $t = 0$). На подстилающей поверхности $z = 0$ поставлено условие полного отражения, K – коэффициент вертикальной атмосферной диффузии. Источник (20) иллюстративный, но он имеет гауссов вид и является решением уравнения турбулентной диффузии [20]. Такие источники широко используются и на практике: в аппроксимациях Пасквилла, Смита–Хоскера и др. [21]. Подчеркнем, что гауссовы источники рассматриваются и в статье [11], результаты которой мы обобщаем.

Характерное время динамики источника $t_{\text{дин}} \approx h^2/4K$. Для $h = 100$ м, $K = 10$ м²/с получим $t_{\text{дин}} \approx 250$ с, что значительно меньше характерных времен вымывания $t_{\text{вымыв}} = \Lambda^{-1} \approx 10^3 - 10^5$ с. Тем самым для данных параметров источник (20) можно считать быстро меняющимся.

Основным физическим предположением, используемым для быстрых источников, является слабое изменение концентрации газовой фазы за счет вымывания. Фактически предполагается, что концентрация примеси в газовой фазе следует за источником и не успевает меняться за счет вымывания:

$$C_g(q, s) = C_f(q, s) \quad (21)$$

В этом случае из второго уравнения (10) получим решение:

$$\tilde{C}_a(q, p) = \frac{1}{u} \int_0^q d\tau \tilde{C}_f(\tau, p) \exp\left[-\frac{q-\tau}{u}(w+p)\right]. \quad (22)$$

Сделав обратное преобразование Лапласа от выражения (22), получим:

$$C_a(q, s) = \frac{1}{u} \int_0^{R(q, s)} d\tau C_f \left(q - \tau, s - \frac{\tau}{u} \right) \exp \left(-\frac{\tau}{u} w \right). \quad (23)$$

Напомним, что концентрация газовой примеси в этом приближении просто равна фоновой (21).

Методический интерес представляет постановка задачи, когда выполняется условие (21), но фоновая концентрация постоянна со временем $C_g(q, s) = C_f(q, 0) = C_0(q)$. Данное предположение рассматривается в работе [11] для стационарных гауссовых источников (например, для стационарной струи). В этом случае концентрация примеси в каплях определяется выражением:

$$C_a(q) = \frac{1}{u} \int_0^q d\tau C_0(\tau) \exp \left(\frac{w(\tau - q)}{u} \right), \quad (24)$$

$$\frac{\Lambda(q)}{\Lambda_0} = 1 - \frac{\int_0^q d\tau C_0(\tau) \exp[w(\tau - q)/u]}{u C_0(q)}.$$

Формула (24) для $C_a(q)$ обобщает результаты [11] на произвольные профили $C_0(q)$, а выражение для $\Lambda(q)$ обобщает выражение (5) для $\Lambda_{эф}$, поскольку в частном случае $C_a(q) = \text{const}$ оно дает $\Lambda_{эф}$.

Другой случай – это распределение, профиль которого не зависит от q , а временное поведение имеет экспоненциальный вид: $C_f(q, s) = A \exp(-as)$. Для него получено общее решение (13), рассмотрим его в приближении быстро меняющегося источника. Из (23) получим достаточно простое решение

$$C_a(q, s) = \frac{A e^{-s}}{a - w} \left[\exp \left(\frac{R(q, s)(a - w)}{u} \right) - 1 \right], \quad (25)$$

которое полезно сравнить с (13) для проверки точности и работоспособности приближения быстрого источника.

3. Иллюстративные расчеты и рекомендации

Расчеты для заданного начального профиля примеси

В численных расчетах для заданного начального профиля примеси (решения (17)–(19)) использовались следующие значения параметров вымывания: $h = 100$ м, $U = 4$ м/с, $p = 1$ мм/ч, $\Lambda_0 = 10^{-4}$ с⁻¹, $w = 33,84U/p$ ($T = 10$ °C), соответствующие вымыванию паров НТО [8]. На рис. 1 показаны вертикальные профили относительных

скоростей вымывания $\Lambda_{эф}/\Lambda_0$ и Λ/Λ_0 с фоновым распределением $C_0(q) = 1+q$ на момент времени $s = 1$, вычисленных по выражениям (5) и (19) соответственно. Черной кривой на рисунке показана скорость вымывания $\Lambda_{эф}$, штрихпунктирной кривой показано отношение скоростей вымывания $\Lambda/\Lambda_{эф}$.

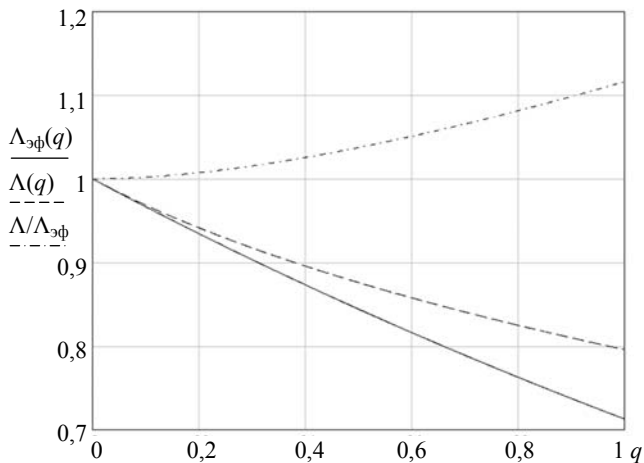


Рис. 1. Профили скоростей вымывания $\Lambda_{эф}/\Lambda_0$ и Λ/Λ_0 паров НТО с фоновым распределением $C_0(q) = 1+q$

Из рисунка видно, что отличие профилей скоростей вымывания, рассчитанных по выражениям (5) и (19) достигает величины порядка 10%. Это связано с тем, что в формуле для $\Lambda_{эф}$ не учитывается пространственный профиль концентрации газовой примеси.

На рис. 2 изображены профили концентраций примеси в газовой фазе C_g и эквивалентной кон-

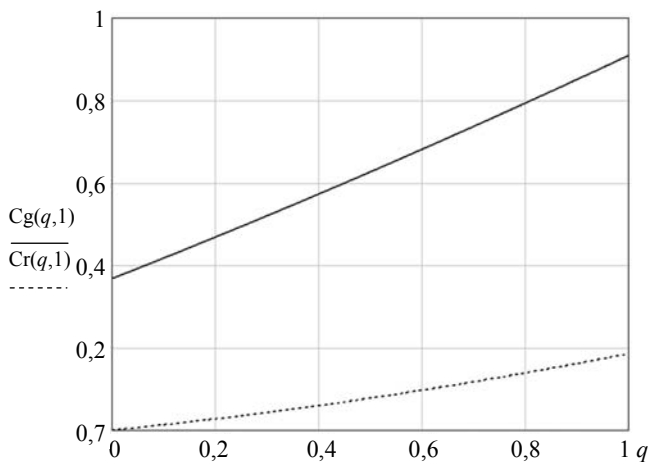


Рис. 2. Профили концентраций примеси в газовой фазе C_g и в дождевых каплях $C_r = wC_a$ на момент времени $s = 1$

центрации в дождевых каплях $C_r = wC_a$, рассчитанные на тот же момент времени, а рис. 3 показывает изменение концентраций примеси у поверхности ($q = 1$) со временем.

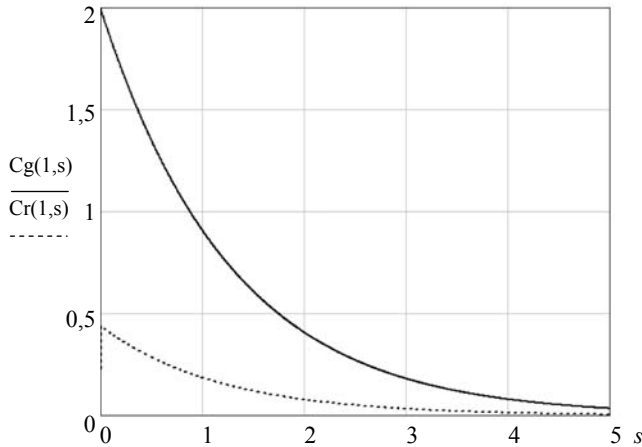


Рис. 3. Изменение концентраций примеси у поверхности со временем

Для заданного начального профиля примеси можно получить следующие балансные равенства:

$$\int_0^{\infty} ds C_g(q, s) = w \int_0^{\infty} ds C_a(q, s) + C_0(q),$$

$$\int_0^{\infty} ds \frac{\partial C_a(q, s)}{\partial q} = \frac{C_0(q)}{u}, \quad \int_0^{\infty} ds C_a(q, s) = \frac{1}{u} \int_0^q d\tau C_0(\tau).$$

Чтобы убедиться в хорошей точности, в приведенных выше расчетах контролировалось выполнение этих равенств. Расхождение не превышало единиц в четвертом знаке.

Рассмотрим результаты расчетов потоков примеси на поверхность. Количество газовой примеси, вымываемой осадками, за время s на высоте q определяется следующим интегралом:

$$J(q, s) = u \int_0^s \frac{\partial C_a(q, r)}{\partial q} dr.$$

Для быстрых источников (22) и (23) этот интеграл после несложных преобразований сводится к выражению:

$$J(q, s) = -C_a(q, s) + \int_0^s C_f(q, r) dr - w \int_0^s C_a(q, r) dr. \quad (26)$$

В приближении $\Lambda_{эф}$ (5) количество газовой примеси, вымываемой осадками, определяется интегралом:

$$J_{эф}(q, s) = \int_0^s \int_0^q C_f(\tau, r) e^{-\frac{\tau w}{u}} d\tau dr. \quad (27)$$

Численные расчеты выполнены для вымывания паров НТО – параметры вымывания были указаны ранее. Динамический источник задавался в виде (20), при этом использовалось приближение (21) для быстро действующего источника. Параметры источника: $Q = 10^3$ кг/м², $H_0 = 30$ м, $K = 10$ м²/с, $t_0 = 100$ с. На рис. 4 изображена динамика роста $J(q, s)$ и $J_{эф}(q, s)$ у поверхности $q = 1$ в диапазоне $0 \leq s \leq 1$. Из рисунка видно, что отличие потоков, рассчитанных по формулам (26) и (27), достигает величины порядка 10 %.

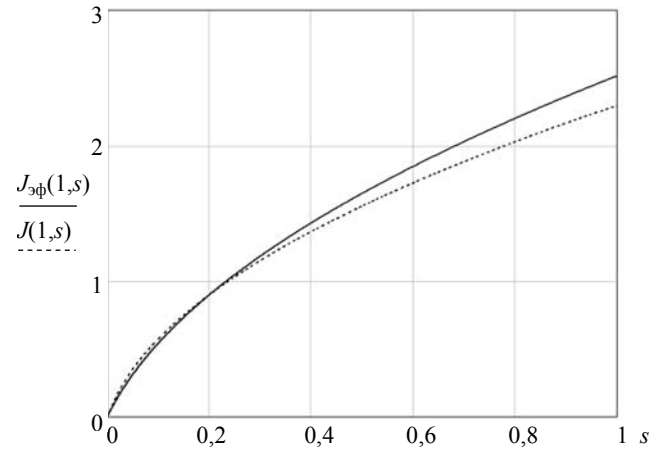


Рис. 4. Динамика потоков $J(q, s)$ и $J_{эф}(q, s)$ у поверхности

Проверка работоспособности приближения быстрого источника

Для распределения, профиль которого не зависит от q , а временное поведение имеет экспоненциальный вид $C_f(q, s) = A \exp(-as)$, в приближении быстрого источника получено решение (25). Полезно сравнить его с общим решением (13) для такого же профиля, чтобы проверить работоспособность данного приближения. Из общих соображений хорошее совпадение должно получаться для параметра $a \gg 1$, поскольку мы работаем с безразмерным временем s , которое порядка единицы для процесса вымывания. Результаты расчетов показывают хорошую работоспособность приближения быстрого источника уже для значений параметра $a \approx 3-5$. Так, например, для $a = 5$ и $A = 1$ вплоть до значений безразмерного времени $s = 10$ различие между (13) и (25) не превышает 1 %. Однако уже для значения $a = 1$, когда совпадают темпы изменения источника и скорости процесса вымывания, отличие при $s = 1$ достигает десятка раз.

Расчет скорости вымывания в задачах атмосферного переноса

Как отмечалось выше, в общем случае необходимо совместно решать уравнения атмосферной турбулентной диффузии и уравнения для кинетики вымывания. Если применить метод расщепления по физическим процессам, то в каждой лагранжевой ячейке можно считать динамику вымывания отдельно – на фоне атмосферного переноса. Сформулируем алгоритм расчета скорости вымывания $\Lambda(\vec{x}, t)$ в неоднородном и меняющемся со временем поле концентраций $C(\vec{x}, t)$.

Сначала рассмотрим задачу с одной пространственной координатой z . В принципе, можно воспользоваться общей формулой (19):

$$\Lambda(q, s) / \Lambda_0 \equiv -\partial \ln C_g / \partial s = 1 - w C_a(q, s) / C_g(q, s).$$

Однако в расчетах переноса примеси нет необходимости определять поля концентраций примеси в каплях $C_a(q, s)$, а достаточно выдавать только поток на подстилающую поверхность (поначалу без траекторий капель). Поэтому пользоваться (19) нецелесообразно. Для расчета $\Lambda(q, s)$ в общем случае воспользуемся наиболее простой формулой (24), но вместо $C_0(q)$ будем использовать концентрацию примеси в газовой фазе на текущий момент времени:

$$\begin{aligned} \frac{\Lambda(q, s)}{\Lambda_0} &= 1 - w \frac{C_a(q, s)}{C_g(q, s)} \\ &= 1 - \frac{\int_0^q d\tau C_g(\tau, s) \exp[w(\tau - q)/u]}{u C_g(q, s)}. \end{aligned} \quad (28)$$

Видно, что в данном случае скорость вымывания зависит от поля концентраций: $\Lambda(q, s) = \Lambda(C_g; q, s)$. Если в качестве q брать безразмерную длину дуги по траектории капли, то эта формула также работает и можно вычислить скорость вымывания $\Lambda(\vec{x}, t)$ с учетом реальных траекторий капель в произвольной пространственной точке \vec{x} . При использовании метода Монте-Карло легко реализовать розыгрыш по размерам капель и определить реальные траектории капель в пространстве.

Чтобы не считать интегралы, в формуле (28) для $\Lambda(q, s)$ можно использовать разложение по q . С точностью до линейных членов:

$$\begin{aligned} \frac{\Lambda(q, s)}{\Lambda_0} &= \frac{e^{-qw/u} + uA(s)(1 - \exp(-qw/u))/w}{1 + qA(s)}, \quad (29) \\ A(s) &= [C_g(1, s) - C_g(0, s)] / C_g(0, s). \end{aligned}$$

Для больших градиентов концентраций $C_0(q)$ применение более точных формул (28), (29) может дать значительное отличие от $\Lambda_{эф}$, вычисленной по (5). На рис. 5 показаны сравнительные результаты расчетов Λ по этим трем формулам для начального распределения примеси $C_0(q) = \exp(-q)$.

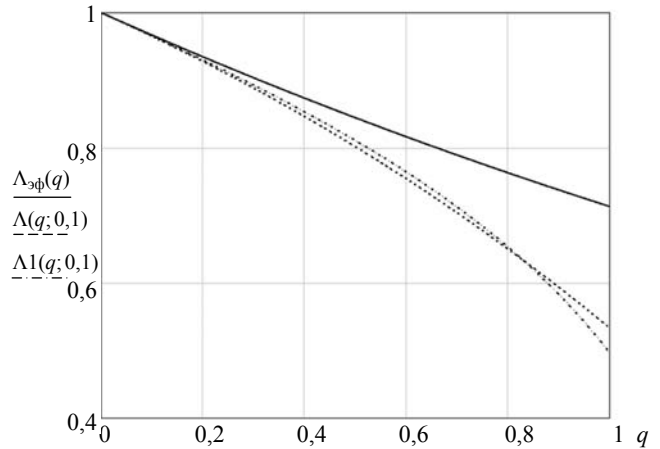


Рис. 5. Сравнительные результаты расчетов Λ / Λ_0 для момента времени $s = 0,1$ по формулам: (5) (непрерывная линия), (28) (пунктирная кривая) и (29) (штрихпунктирная кривая)

Интересно отметить, что при очень больших градиентах начальной концентрации возможны отрицательные значения Λ (вблизи подстилающей поверхности). Этот факт проиллюстрирован на рис. 6 для начального распределения примеси $C_0(q) = \exp(-3q)$.

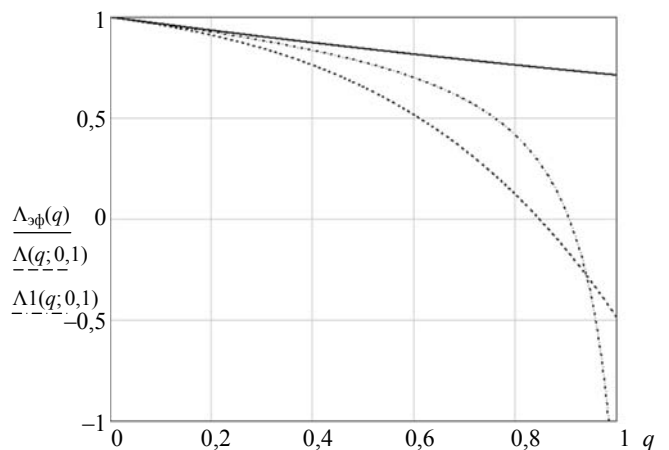


Рис. 6. Сравнительные результаты расчетов Λ / Λ_0 для момента времени $s = 0,1$ по формулам: (5) (непрерывная линия), (28) (пунктирная кривая) и (29) (штрихпунктирная кривая). Начальное распределение $C_0(q) = \exp(-3q)$

Отрицательные значения Λ вблизи границы $q = 1$ означают, что происходит рост газовой фазы за счет капель, которые при падении сначала собирают газ вверху, а затем внизу начинают испаряться и подпитывать газовую фазу (см. рис. 7).

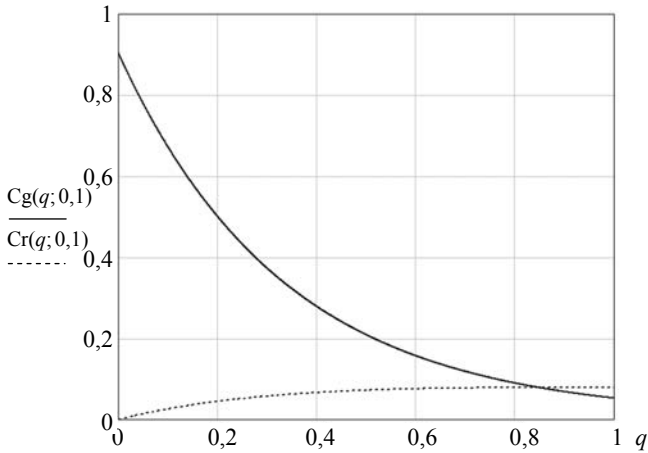


Рис. 7. Профили концентраций примеси в газовой фазе C_g и в дождевых каплях $C_r = wC_a$ на момент времени $s = 0,1$ для начального распределения $C_0(q) = \exp(-3q)$

Отметим, что совпадение между скоростями вымывания, рассчитанными по формулам (28) и (29), достаточно хорошее, даже для резких профилей.

Заключение

Рассмотрено вымывание газовой примеси в подоблачном слое под действием осадков. В практических задачах физики атмосферы вымывание газа происходит на фоне более динамичных процессов атмосферной турбулентной диффузии и ветрового переноса примеси, т. е. в общем случае при рассмотрении этих задач необходимо совместно решать уравнения атмосферной турбулентной диффузии и уравнения для кинетики вымывания. Для решения этой задачи предлагается использовать метод расщепления по физическим процессам, в котором динамика вымывания примеси рассматривается отдельно – на фоне турбулентной диффузии и ветрового переноса. Тем самым данные процессы создают в подоблачном слое динамический фоновый источник примеси. Для получения полного решения, учитывающего все процессы, нам нужно сначала решить уравнение атмосферной турбулентной диффузии и определить из этого решения поле концентраций, которое мы будем в дальнейшем считать фоновым.

Затем, решая уравнения кинетики вымывания (8), (9) с заданными фоновыми источниками, получим полное решение всей задачи.

Получено общее аналитическое решение (12a), (12b), (12c) уравнений кинетики вымывания (9) для источника с произвольным фоновым распределением. Анализ этого решения выполнен для двух предельных случаев: медленно меняющегося по сравнению с процессом вымывания фона (например, для суточных или сезонных колебаний концентраций примеси) и быстро меняющегося источника (импульсные выбросы в подоблачном слое, которые затем переносятся и расплываются за счет атмосферной турбулентной диффузии).

Для медленно меняющегося источника в нулевом приближении получено аналитическое решение (17), (18), когда фоновое распределение, создаваемое источником, не меняется со временем (однако оно может иметь профиль по высоте). Это приближение эквивалентно заданию в начальный момент некоего профиля концентраций газовой примеси, т. е. задаче Коши для уравнений кинетики без источника. Получено выражение (19) для вычисления скорости вымывания $\Lambda(z, t)$ в этом приближении.

Основным физическим предположением, используемым при получении решения для быстрых источников, является слабое изменение концентрации газовой фазы за счет вымывания. Фактически предполагается (21), что концентрация примеси в газовой фазе следует за источником и не успевает меняться за счет вымывания. Показано, что для постоянной со временем фоновой концентрации данное решение обобщает результаты [11] на произвольные профили $C_0(q)$, а выражение для скорости вымывания (24) обобщает известное решение (5) для $\Lambda_{эф}$.

Полученные решения проиллюстрированы численными расчетами. Приведены рабочие формулы (28), (29) для скорости вымывания $\Lambda(z, t)$, которые рекомендуется использовать в практических расчетах по численным комплексам.

Список литературы

1. Беловодский Л. Ф., Гаевой В. К., Кошелева Т. А. Обмен между парами окиси трития и поверхностью воды // Атомная энергия. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 252.
2. Belovodsky L. F., Gaevo V. K., Golubev A. V., Kosheleva T. A. Tritium oxide wash-out by drops //

- J. Environ. Radioactivity. 1997. Vol. 36, N 2–3. P. 129–139.
3. Booker D. V. Exchange between water droplets and tritiated water vapor // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 1965. Vol. 91. P. 73–79.
4. Dana M. T., Wogman N. A., Wolf M. A. Rain scavenging of tritiated water (HTO): a field experiment and theoretical consideration // *Atmospheric Environment*. 1978. Vol. 42. P. 1623–1529.
5. Golubev A., Khabibulin M., Mavrin S. Studies of HTO washout and deposition in the vicinity of emission source. *Radioprotection-Colloques* 37, C1, 2000.
6. Golubev A. V., Aleinikov A. Y., Golubeva V. N. Studies of HTO washout and deposition in the vicinity of emission source II: model-experiment intercomparison // *Fusion Science and Technology*. 2002. Vol. 41. P. 474–477.
7. Golubev A. V., Aleinikov A. Y., Golubeva V. N. Studies of ht and hto behavior in the vicinity of long-term emission source: model-experiment intercomparison WM'03 Conference, February 23–27, 2003.
8. Piskunov V. N., Golubev A. V., Balashov Yu. S., Mavrin S. V., Golubeva V. N., Aleinikov A. Yu., Kovalenko V. P., Solomatin I. I. The effect of rain characteristics on scavenging rate of tritium-oxide from the atmosphere // *Atmospheric Environment*. 2012. Vol. 62. P. 573–583.
9. Köllö Z., Palcsu L., Major Z., Papp L., Molnár M., Ranga T., Dombóvári P., Manga L. Experimental investigation and modelling of tritium washout by precipitation in the area of the nuclear power plant of Paks, Hungary, *Environ. Radioactivity*. 2011. Vol. 102. P. 53–59.
10. Belot Y. Predicting the Washout of Tritiated Water from the Atmospheric Plumes. Workshop of the IEA Task Group on Tritium Safety and Environmental Effect. AECL, Chalk River, Canada, 1998.
11. Hales J. M. Wet removal of pollutants from gaussian plumes: basic linear equations and computational approaches // *Journal of Applied Meteorology*, 2002. Vol. 41. P. 905–918.
12. Loosmore G. A., Cederwall R. T. Precipitation scavenging of atmospheric aerosols for emergency response applications: testing an updated model with new real-time data // *Atmospheric Environment*. 2004. Vol. 38. P. 993–1003.
13. Алоян А. Е., Пискунов В. Н. Моделирование региональной динамики газовых примесей и аэрозолей // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2005. Т. 41. Вып. 3. С. 328–340 (in Russian).
14. Atanassov D., Galeriu D. Rain scavenging of tritiated water vapour: a numerical Eulerian stationary model, *Environ. Radioactivity*. 2011. Vol. 102. P. 43–52.
15. Seinfeld J., Pandis S. *Atmospheric Chemistry and Physics. From Air Pollution to Climate Change*. John Wiley & Sons, New York, 2006.
16. Seinfeld J. *Atmospheric Physics and Chemistry of Air Pollution*. Wiley, New York, 1985.
17. Williams M.M.R., Loyalka S.K. *Aerosol Science. Theory and Practice*, Pergamon Press, Oxford, 1991.
18. Sportisse B., Du Bois L. Numerical and theoretical investigation of a simplified model for the parameterization of below-cloud scavenging by falling raindrops // *Atmospheric Environment*. 2002. Vol. 36. P. 5719–5727.
19. Elperin T., Fominykh A., Krasovtsov B. and Vikhansky A. Effect of rain scavenging on altitudinal distribution of soluble gaseous pollutants in the atmosphere // *Atmospheric Environment*. 2011. Vol. 45. P. 2427–2433.
20. Пискунов В. Н. *Динамика аэрозолей*. М.: Физматлит, 2010.
21. Pasquill F. *Atmospheric Diffusion*, 2nd Ed.-N.Y.: John Wiley and Sons. 1971.

Статья поступила в редакцию 04.04.2013