«Оптика атмосферы и океана», **14**, № 6–7 (2001)

УДК 001.576.001.572

В.А. Шлычков, П.Ю. Пушистов, В.М. Мальбахов*

Влияние атмосферной конвекции на вертикальный перенос аридных аэрозолей

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

Поступила в редакцию 29.11.2000 г.

Теоретически изучаются процессы переноса аридных аэрозолей в условиях развитой конвекции. Аэрозоли попадают в атмосферу под влиянием ветра за счет отрыва почвенных частиц от лишенной растительности подстилающей поверхности. Дальнейший подъем осуществляется за счет конвективно-турбулентного механизма. Представлены расчеты по одномерной (без учета конвекции), двумерной и пространственной LES-моделям, которые воспроизводят конвективные структуры с масштабом ≥ 100 м.

Введение

Данные наблюдений показывают, что над засушливыми районами имеет место повышенная концентрация аридных аэрозолей. В условиях сильного ветра и высокой температуры часто возникают пыльные бури, во время которых концентрация аэрозолей так высока, что сумерки наступают в дневное время. Механизм проникновения мелких почвенных частиц в прилегающие к подстилающей поверхности слои воздуха теоретически достаточно изучен, он связан с процессами сальтации и диффузии аэрозоля [1].

Для описания процессов распространения аэрозоля в атмосферном пограничном слое (АПС), в том числе и в конвективных условиях, обычно используются численные модели, включающие в себя полуэмпирическое уравнение диффузии и те или иные гипотезы замыкания [2, 3]. При этом нерегулярные мезомасштабные процессы в АПС параметризуются как турбулентные (подсеточные). Однако решения, базирующиеся на таком подходе, не описывают многие важные особенности структуры конвективного АПС. Такой вывод следует как из данных наблюдений [4, 5], так и из теоретических исследований [6–8]. В вихреразрешающих моделях процессы проникающей конвекции, а также облако- и осадкообразования описываются в явном виде с помощью так называемого LES (Large Eddy Simulation) -моделирования, в которых вихри с масштабом более 100 м воспроизводятся на основе негидростатических уравнений термогидродинамики, а меньшие параметризуются.

Распространение поднятых с земли пылевых частиц в двумерной постановке в условиях «сухой» конвекции (когда моделируемый ансамбль состоит из термиков) изучалось в [9]. Механизм поступления аэрозоля в [9] не детализировался (турбулентный поток аэрозоля у земли задавался произвольным образом).

В данной статье источником поступления примеси в атмосферу являются процессы сальтации и дефляции (ветрового отрыва частиц аэрозоля от подстилающей поверхности). Кроме того, в качестве базовой принята не двумерная, как в [7, 9], а пространственная [10] LES-модель.

Пространственная модель конвективного ансамбля

Следуя [10], для описания конвективного ансамбля примем следующую систему уравнений термогидродинамики:

$$\frac{du}{dt}+w\frac{\partial U}{\partial z}=-\frac{\partial \pi}{\partial x}+lv+D_{xy}u+\frac{\partial}{\partial z}K\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial z}\overline{uw}\ , \quad (1)$$

$$\frac{dv}{dt}+w\frac{\partial V}{\partial z}=-\frac{\partial \pi}{\partial y}-lu+D_{xy}v+\frac{\partial}{\partial z}K\frac{\partial v}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial z}\overline{vw}\ , \quad (2)$$

$$\frac{dw}{dt}=-\frac{\partial \pi}{\partial z}+\lambda\theta+D_{xy}w+\frac{\partial}{\partial z}K\frac{\partial w}{\partial z}\ , \quad (3)$$

$$\frac{d\theta}{dt}+w\frac{\partial \Theta}{\partial z}=D_{xy}\theta+\frac{\partial}{\partial z}K_T\frac{\partial \theta}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial z}\overline{w\theta}\ , \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0\ , \quad (5)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t}=l(V-V_G)+\frac{\partial}{\partial z}K\frac{\partial U}{\partial z}-\frac{\partial}{\partial z}\overline{uw}\ , \quad (6)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t}=-l(U-U_G)+\frac{\partial}{\partial z}K\frac{\partial V}{\partial z}-\frac{\partial}{\partial z}\overline{vw}\ , \quad (7)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial z}K_T\frac{\partial \Theta}{\partial z}-\frac{\partial}{\partial z}\overline{\theta w}\ , \quad (8)$$

где Θ, U, V – осредненные по горизонтали значения потенциальной температуры и составляющих скорости вдоль осей x и y; θ, u, v, w – конвективные отклонения температуры и составляющих скорости от их средних значений; U_G, V_G – составляющие геострофического ветра; l – параметр Кориолиса; K –

коэффициент вертикального турбулентного обмена подсеточного масштаба; $K_T = K/\mathrm{Pr}$, Pr – турбулентное число Прандтля в АПС;

$$\frac{d}{dt}=\frac{\partial}{\partial t}+(U+u)\frac{\partial}{\partial x}+(V+v)\frac{\partial}{\partial y}+w\frac{\partial}{\partial z}$$

– оператор индивидуальной производной;

$$D_{xy}=\frac{\partial}{\partial x}K_x\frac{\partial}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial y}K_y\frac{\partial}{\partial y}$$

– оператор горизонтального турбулентного обмена; λ – параметр плавучести; π – аналог давления; оператор осреднения определен в виде

$$\overline{f}=\frac{1}{L_xL_y}\int\limits_0^{L_x}\int\limits_0^{L_y}fdxdy=0.$$

Здесь вектор-функция $f = (\theta, u, v, w)$; L_x, L_y – горизонтальные границы области решения; $0 \le x \le L_x$, $0 \le y \le L_y$. Отметим, что уравнения (6)–(8) описывают фоновый крупномасштабный поток в АПС, а уравнения (1)–(5) моделируют нерегулярную мезомасштабную конвекцию.

В качестве краевых условий по горизонтали примем традиционные для данного класса задач условия периодичности. Следует отметить, что дискретизация области в АПС с размерами $L_x = L_y = 10$ км на сетке 128×128 узлов допускает реализацию ансамбля, содержащего до 100 конвективных образований различных размеров и интенсивности. Условие периодичности имеет смысл статистической однородности процессов по горизонтали. При этом одновременно решается проблема граничных условий по x и y.

Для уравнений среднего течения в АПС поставим следующие условия:

$$U = V = 0,\ \Theta = \Theta_0(z_0, t) \text{ при } z = z_0;$$

$$U = U_G,\ \ V = V_G,\ \frac{\partial\Theta}{\partial z} = \gamma_H \text{ при } z = H, \tag{9}$$

где z_0 – параметр шероховатости; H – верхняя граница области; $\Theta_0(z_0, t)$ задает суточный ход температуры у земли; γ_H – стандартная стратификация свободной атмосферы. Условия (9) для уравнений (6)–(8) реализованы с помощью модели квазистационарного подслоя [11] толщиной h. Считается, что в пределах этого слоя конвективные пульсации малы. В связи с этим для уравнений (1)–(5) примем следующие условия:

$$u = v = w = 0;\ \ \theta = \theta_0(t, x, y) \ \text{ при } z = h;$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + C\frac{\partial f}{\partial z} = 0 \text{ при } z = H, \tag{10}$$

где θ_0 – случайные возмущения температуры малой амплитуды. Соотношения (10) описывают радиационные условия на верхней границе. Они приближенно задают открытые границы для быстрых гравитационных волн, генерируемых в устойчивых слоях. Фазовые скорости C подбираются в ходе расчетов на основе анализа частоты Брента–Вяйсяля.

В качестве начальных условий примем

$$U = U_0,\ V = V_0,\ \Theta = \Theta_0 \ \text{ при } \ t = t_0, \tag{11}$$

где U_0, V_0, Θ_0 – стационарные решения (6)–(8) при отсутствии конвекции.

Для коэффициентов горизонтальной диффузии согласно теории двумерной турбулентности [11] запишем

$$K_x=\alpha_x\Delta x\Delta y\sqrt{D_T^2+D_S^2}\ ,\quad K_y=\alpha_y\Delta x\Delta y\sqrt{D_T^2+D_S^2}\ , \tag{12}$$

где $D_S = v_x + u_y$, $D_T = u_x - v_y$ – компоненты плоской деформации; $\Delta x\Delta y$ – площадь элементарной ячейки; α_x α_y – безразмерные параметры.

Моделирование вертикального турбулентного обмена проведем для средних течений на основе уравнений полуэмпирической теории турбулентности [2]. В АПС уравнения для b – кинетической энергии турбулентности и ε – скорости ее диссипации имеют вид

$$\frac{\partial b}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial z}K\frac{\partial b}{\partial z}+KJ-\varepsilon\ ,\ \ \frac{\partial\varepsilon}{\partial t}=\frac{1}{\sigma}\frac{\partial}{\partial z}K\frac{\partial\varepsilon}{\partial z}-c_1\frac{\varepsilon}{b}KJ-c_2\frac{\varepsilon^2}{b}\ ,$$

$$K=c_k\frac{b^2}{\varepsilon}\ , \tag{13}$$

где $J = (U_z^2 + V_z^2) - \dfrac{\lambda\Theta_z}{\mathrm{Pr}}$ – источник генерации турбулентной энергии; c_k, c_1, c_2, σ – эмпирические постоянные [2].

Уравнения (13) должны удовлетворять следующим краевым условиям:

$$\frac{\partial b}{\partial z}=0,\ \ \varepsilon=c_k\frac{b^2}{K_h}\ \text{ при } z = h,$$

$$\frac{\partial b}{\partial z}=0,\ \ \frac{\partial\varepsilon}{\partial z}=0\ \text{ при } z = H. \tag{14}$$

Модель распространения примеси

Для описания распространения примеси используем уравнение

$$\frac{\partial S}{\partial t}-w_0\frac{\partial S}{\partial z}=D_{xy}S+\frac{\partial}{\partial z}K_s\frac{\partial S}{\partial z}\ , \tag{15}$$

где S – концентрация примеси; $w_0(d)$ – собственная скорость падения сферической частицы диаметра d; $K_s = K/\mathrm{Sm}$, где Sm – число Шмидта.

Поверхностную концентрацию S определим с помощью соотношения [11]:

$$K_S\frac{\partial S}{\partial z}+w_0S=\beta S-\Gamma\ \text{ при } z = z_0, \tag{16}$$

где Γ – масса сорванных с поверхности сальтирующих частиц; β – скорость их вовлечения в турбулентную диффузию.

Расчет мощности источника Г проводился в соответствии с методикой [1], где изучались механизмы сальтации и диффузии в приповерхностном ветропесчаном потоке. Процесс последовательного подскока и падения частиц в турбулентном потоке (сальтация) описан в [1] на основе уравнений неразрывности и сохранения импульса в двухкомпонентной среде. Расчет динамических характеристик приповерхностного слоя проводится в предположении, что после отрыва частица испытывает воздействие сил тяжести и сопротивления, причем последняя считается пропорциональной квадрату модуля относительной скорости. Признаком, отделяющим мелкие препятствия от песчинок, служит отношение их размеров к колмогоровскому микромасштабу турбулентности.

Критическая скорость начального отрыва является функцией размеров частиц и динамической скорости потока. Крупные частицы в процессе переноса падают на поверхность, а мелкие переходят во взвешенное состояние и диффундируют за счет турбулентных пульсаций. Критерий разделения сальтации и диффузии формулируется в терминах числа Фруда $\mathrm{Fr} = \rho u_*^2/\rho_d g d$ для аэрозольных частиц, где ρ_d – плотность частиц; u_* – динамическая скорость. На основе уравнения сохранения энергии в [1] получено выражение для массы Г частиц, срываемых с единицы площади в единичный интервал времени как функции скорости ветра на уровне $z_2 = 2$ м и дисперсности частиц.

Рис. 1 демонстрирует полученные по модели [1] значения Г для песчано-пылевых частиц с размерами из диапазона 10–50 мкм в зависимости от скорости ветра. Видим, что критическая скорость отрыва песчинок зависит от их размеров и составляет от 3 до 5 м/с – при меньшей скорости ветра Г = 0 и отрыва не происходит. Скорость гравитационного оседания, рассчитанная по формуле Стокса, увеличивается с ростом размера частиц, изменяясь от 0,03 до 0,3 м/с для рассматриваемых значений d.

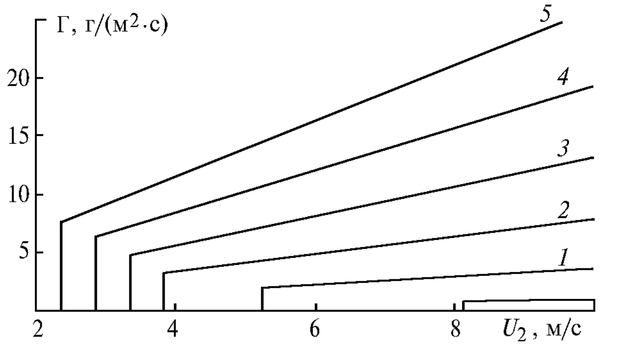

Рис. 1. Зависимость массы частиц, вовлекаемых в диффузию, от скорости ветра на уровне 2 м для фракций с d = 10, 20, 30, 40, 50 мкм (кривые *1*, *2*, *3*, *4*, *5*)

Условие (16) записано на уровне шероховатости; для его использования в модели АПС его необходимо переформулировать на первый расчетный уровень, который совпадает с верхней границей слоя постоянных потоков (СПП) $z = h$. С этой целью запишем уравнение переноса примеси при обычных упрощениях теории СПП в виде

$$-w_0 \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} K_S \frac{\partial S}{\partial z}. \qquad (17)$$

Интегрируя (17) от z_0 до z и пользуясь (16), получим

$$K_S \frac{\partial S}{\partial z} = -w_0 S + \Pi_0, \qquad (18)$$

где $\Pi_0 = \beta S_0 - \Gamma$, S_0 – значение концентрации при $z = z_0$. Искомое аналитическое выражение для $S(z)$ может быть получено из (18) в предположении $K_S = \alpha_S K$ ($\alpha_S = 1/\mathrm{Sm}$) в терминах переменной ς, определяемой посредством равенства $dz = K_S d\varsigma$. В итоге точный аналог (16) примет вид

$$K_S \frac{\partial S}{\partial z} = w_0 \frac{(\beta - w_0)S - \Gamma}{\beta - (\beta - w_0)\exp(-w_0\varsigma_h)} \exp(-w_0\varsigma_h)$$

$$\text{при } z = h, \qquad (19)$$

где ς_h соответствует уровню $z = h$, а зависимость $\varsigma(z)$ определяется через параметры СПП на основе принятой системы универсальных функций.

На рис. 2 представлено горизонтальное распределение концентрации монодисперсного аэрозоля с d = 20 мкм на уровне 300 м выше квазистационарного подслоя. Поля скоростей и коэффициентов турбулентного обмена получены на основе численного интегрирования уравнений (1)–(8), в которых задано U_G = 10 м/с. Физическое время соответствует 2 ч от момента начала дефляции.

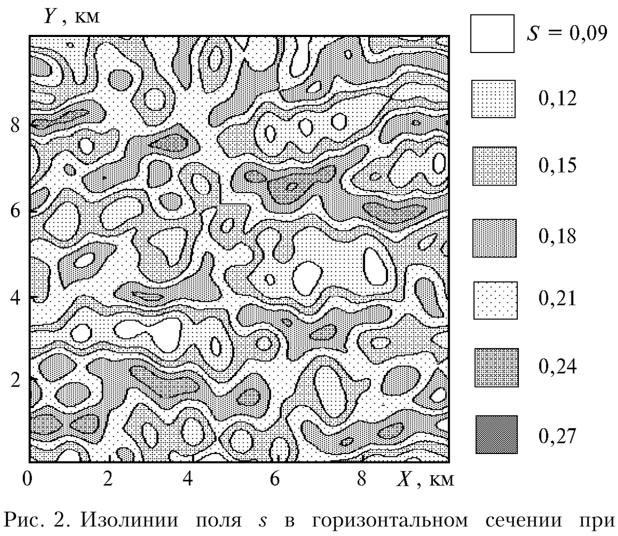

Рис. 2. Изолинии поля s в горизонтальном сечении при z = 300 м

Из рис. 2 видно, что удельная концентрация характеризуется значительной неоднородностью по пространству и на данном уровне варьирует от 0,09 до 0,27 г/м³, т.е. изменяется в 3 раза (средняя по x, y величина $\bar{S}$ на этом уровне составляет 0,14 г/м³). С высотой контрастность пространственного распределения примеси проявляется сильнее, причем повышенные значения концентрации соответствуют восходящим струям теплого воздуха.

«Пятнистая» структура концентрации, изображенная на рис. 2, обусловлена нерегулярностью пространственного распределения конвективных элементов, а также особенностями вертикального переноса за счет мощных восходящих движений в термиках, скорость которых в данном расчете достигает 3,5 м/с (отрицательный экстремум w примерно в 2 раза меньше). Поскольку величина $w_0 \approx 0{,}07$ м/с намного меньше положительных w, то частицы аэрозоля, попавшие в конвективные потоки, поднимаются вверх практически до верхней границы слоя перемешивания, образуя выраженные области повышенной концентрации. Нисходящие токи совместно с процессами седиментации способствуют локальному снижению содержания аэрозоля и его частичному выведению из атмосферы. Наличие среднего ветра приводит к формированию растянутой вдоль оси x структуры пульсаций поля концентрации, заметной на рис. 2. Эти факторы обусловливают сложную пространственно-временную динамику параметров аэрозоля в конвективном АПС.

Осредненнный по горизонтали профиль концентрации представлен на рис. 3, кривая *3*. Там же дано

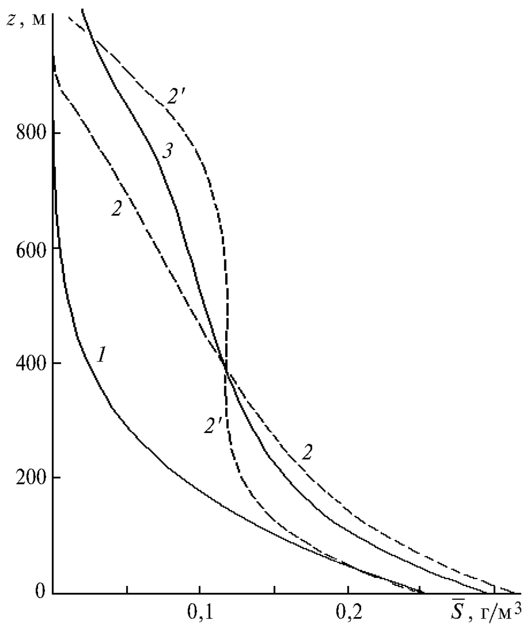

Рис. 3. Вертикальные профили средней концентрации в одномерной (кривая *1*), плоской *zx* (кривые *2*, *2′*) и пространственной (кривая *3*) задачах

распределение S, полученное в рамках одномерной модели, т.е. без учета конвекции (кривая *1*). Сопоставляя кривые *1* и *3*, видим, что если в нижних слоях разница в концентрациях незначительна, то при z = = 300 м конвективный перенос приводит к более чем двукратному увеличению $\overline{S}$, а на уровне z = 600 м – к 10-кратному. Выше этого уровня процессы диффузии, описываемые на основе одномерной K-модели, практически не распространяются, тогда как влияние конвективных факторов не затухает до высот 800–1000 м. Общая масса примеси, вовлеченной в воздушные потоки за счет чисто диффузионного механизма, составила к данному моменту 42 г/м^2, а с учетом конвективного обмена – 94 г/м^2, т.е. в 2,2 раза больше.

Анализируя профиль *3* на рис. 3, отметим тенденцию к формированию слоя со слабо меняющимися по вертикали значениями $\overline{S}$ при $300 < z < 700$ м. Эту особенность конвективного АПС подтверждают данные наблюдений [4], согласно которым в ясные летние дни возрастает замутненность нижнего километрового слоя атмосферы. Более отчетливо слой перемешивания выражен кривой *2′* на рис. 3, которая получена на основе плоской модели с продольным обтеканием конвективных валов. Качественно похожие результаты получены в [6, 9] при решении аналогичной задачи в двумерной постановке и упрощенном описании взаимодействия примеси с подстилающей поверхностью. В двумерной задаче с поперечной ориентацией валов относительно ветра, напротив, слой перемешивания размывается и профиль $\overline{S}$ близок к линейному (см. рис. 3, кривая *2*,). Из сопоставления кривых *2* и *2′* следует вывод, что для правильного воспроизведения структуры АПС на основе двумерной LES-модели необходимо корректно задать геометрическое направление, вдоль которого предполагается однородность процессов.

Подводя итог вышесказанному, отметим значительную роль конвекции в АПС при переносе песчано-почвенного аэрозоля в верхние слои.

Расчеты по 3-мерной нестационарной вихреразрешающей модели показали качественное согласие с ранее полученными теоретическими результатами, а также с известными метеорологическими явлениями – замутненностью перемешанного слоя в летние дни, проникновением тяжелых частиц до высот порядка 1 км.

Важно отметить, что при короткопериодных натурных измерениях может возникать значительная неоднородность в пространственном распределении полей атмосферного аэрозоля, особенно если эти измерения приходятся на различные фазы вихревых конвективных образований. Зоны конвергенции и дивергенции обусловливают появление областей повышенной концентрации аэрозоля. В этом случае распределение пассивной примеси выше приземного слоя неадекватно воспроизводится на основе обычной модели диффузии.

Так, максимум концентрации примеси, вовлеченной в циркуляционную ячейку, может в несколько раз превышать ее среднее значение. Это обстоятельство необходимо учитывать при интерпретации наблюдений и задании интервалов временного осреднения данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты № 99-05-64678, 99-05-64735.

1. *Бютнер Э.К.* Динамика приповерхностного слоя воздуха. Л.: Гидрометеоиздат, 1978. 157 с.

2. *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.
3. *Lykossov V.* Turbulence Closure for the Boundary Layer with Coherent Structures: an Overview // Berichte aus dem Fachbereit Physic. Alfred - Wegener - Institut für Polar- und Meeresforschung. September 1995, Report 63. 26 p.
4. *Берлянд М.Е.* Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1975. 448 с.
5. *Бызова Н.Л.* Рассеяние примеси в пограничном слое атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1974. 191 с.
6. *Мальбахов В.М., Пушистов П.Ю.* Теоретичсекое изучение некоторых особенностей распространения примесей в конвективных условиях //Оптика атмосф. и океана. 1998. Т. 11. № 8. С. 919–923.
7. *Мальбахов В.М.* Теоретическое изучение механизма образования когерентных структур в распределении примеси в нижней тропосфере в конвективных условиях //Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 6–7. С. 660–663.
8. *Deardorf J.M.* Thre-dimentional numerical study of turbulence in an entraining mixed layer // Bound. Layer Meteorol. 1974. V. 8. N 7. P. 199–211.
9. *Пушистов П.Ю., Мальбахов В.М., Кононенко С.М.* Распространение тяжелой примеси в пограничном слое атмосферы при нестационарной проникающей конвекции // Метеорол. и гидрол. 1982. № 6. С. 45–53.
10. *Shlychkov V.A., Pushistov P.Yu.* Application of Eddy-Resolving Models for Penetrating Turbulent Convection in the Atmosphere and Deep Lakes // Bull. of the Novosibirsk Computing Center. Series «Numerical Modeling in Atmosphere, Ocean and Environment Studies». NCC Publisher. Novosibirsk, 2000. Issue 5. P. 39–45.
11. *Пененко В.В., Алоян А.Е.* Модели и методы для задач охраны окружающей среды. Новосибирск: Наука, 1985. 256 с.

V.A. Shlychkov, P.Yu. Pushistov, V.M. Malbakhov. **The influence of atmospheric convection on the vertical transport of arid aerosols.**

The processes of transport of arid aerosols in the conditions of developed convection are studied theoretically. The aerosols are wind-driven into the atmosphere due to the release of soil particles from bare soil. Further they ascend due to convection and turbulence. The results of calculations for one-dimensional (without allowance for convection), two-dimensional, and three-dimensional LES models that reproduce the convective structures with scales ≥ 100 m are presented.