

CONTENTS

Volume 8, N 3, 2009

On two small-scale circulation mechanisms of transport of fine-dispersed aerosol in the atmospheric surface layer <i>I.G. Granberg, M.S. Artamonova, E.M. Dobryshman</i>	5
Biorhythm composition variations of the healthy people <i>O.I. Aptikaeva, A.G. Gamburtsev, S.I. Stepanova</i>	17
Synchronization and desynchronization phenomena during stress in geological and biological systems <i>A.V. Kluchevsky, A.A. Kluchevskya</i>	26
Dynamic features of time series of the first aid call numbers in Gorno-Altai for the Chuysky earthquake 2003 <i>O.I. Aptikaeva, A.V. Shitov</i>	46
Acrophase of the diurnal periodicity of earthquakes in the different time zones <i>A.Ya. Sidorin</i>	56
Sharp changes of parameters of the diurnal periodicity of earthquakes at the Garm Test Area in the moments of equinox <i>A.Ya. Sidorin</i>	67
In memory of Igor Grigorievich Granberg (1941 – 2009)	79

УДК 551.553

О ДВУХ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ МЕХАНИЗМАХ ПЕРЕНОСА ТОНКОДИСПЕРСНОГО АЭРОЗОЛЯ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

© 2009 **И.Г. Гранберг, М.С. Артамонова, Е.М. Добрышман**

Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва, Россия

Под мелкомасштабными процессами будем понимать возмущения основного фона состояния атмосферы, вызванные температурной неоднородностью подстилающей поверхности, при которых можно пренебречь влиянием центростремительного ускорения и ускорения Кориолиса. Малые возмущения предполагают использование линеаризованных уравнений гидротермодинамики слабосжимаемой атмосферы. Рассматриваются две модели: в первой анализируется циркуляция над слабо наклонным барханом с использованием уточненной модели горно-долинной циркуляции (хорошо известная модель Прандтля). Вторая модель, которую условно можно назвать «антиконвективной», – это модель теплового пятна в геострофическом потоке. Задача решается с помощью метода универсальных функций для уравнений параболического типа с переменными коэффициентами.

Ключевые слова: горно-долинный ветер, сальтация, устойчивость атмосферы, тепловое пятно, тонкодисперсный аэрозоль

Введение

Возникновение и распространение в атмосфере аэрозоля – очень сложная и весьма многоплановая проблема. Способы измерения характеристик аэрозоля – размера частиц, массовой концентрации, определение химического состава – можно разделить на две группы. В одном случае это наблюдения на стационарных установках, в другом – в передвижных лабораториях.

При решении научных и прикладных задач физики атмосферы и охраны окружающей среды требуется детальное описание структуры метеорологических полей и процессов распространения и трансформации примесей в атмосфере. При оценке возможных последствий воздействия человеческой деятельности на окружающую среду большую роль игра-

ют математические модели, которые позволяют оценить возмущения основных параметров, характеризующих изменение состояния системы под влиянием естественных и антропогенных факторов.

Анализ результатов экспедиционных наблюдений показывает, что иногда при одних и тех же погодных условиях результаты измерений характеристик аэрозоля оказываются различными вследствие различных циркуляционных условий. Это связано, главным образом, с общей синоптической и аэрологической ситуацией. Например, когда над Восточной Европой устанавливается устойчивый, малоподвижный антициклон (блокинг), промышленный аэрозоль из Центральной Европы «вынужден» обходить его в нижней тропосфере с северной стороны по часовой стрелке. В 2007 г. были проведены измерения характеристик аэрозоля на разных высотах по трассе Новосибирск – Якутск, результаты которых оказались весьма различными в апреле и сентябре. В апреле практически над всей Южной Европой – от Испании до Черного моря – стояла слабо градиентная область повышенного давления; в сентябре при таких же погодных условиях произошло несколько вторжений циклонов в Восточную Европу с их перемещением за Урал.

Метеорологическую обстановку необходимо учитывать при анализе результатов измерений на всех пространственных и временных масштабах от общесиноптических до мезометеорологических вплоть до отдельных мелкомасштабных процессов.

В работе рассматриваются два различных мелкомасштабных механизма возникновения и переноса аэрозоля в приземном слое атмосферы.

1. Модель суточного хода циркуляции над песчаным барханом

Как известно, первая физически обоснованная модель горно-долинного ветра была описана почти 100 лет назад Людвигом Прандтлем [Гутман, 1969]. Эта модель широко применялась при различных исследованиях циркуляционных механизмов на различных масштабах [Крамар, Менжулина, 1991]. Бархан представляет собой сравнительно слабо наклонную поверхность, над которой устанавливается мелкомасштабная циркуляционная ячейка. Дневная структура ячейки отличается от ночной: в дневные часы температура на поверхности бархана значительно выше температуры на высоте 2 м, в ночные – ниже. Днем в приземном слое атмосферы преобладает неустойчивая температурная стратификация, а ночью – инверсия, т.е. очень устойчивая стратификация [Добрышман, 2000]. Схема барханной циркуляции в дневные и ночные часы представлена на рис. 1. Математически различие структуры поля ветра при устойчивой и неустойчивой стратификации определяется изменением структуры корней так называемого характеристического уравнения 4-го порядка. В дневные часы при неустойчивой стратификации корни имеют и периодическую, и затухающую структуры по высоте, а в ночные – только затухающую. Это определяется изменением знака параметра устойчивости $(\gamma_a - \gamma)$, где γ_a – сухоадиабатический вертикальный температурный градиент, γ – фактический вертикальный температурный градиент.

С восходом солнца и постепенным нагреванием песка возможен «взрыв» крупных частиц, содержащих влагу. Разлетающиеся частицы, падая на поверхность, могут выбивать с нее более мелкие частицы (вплоть до частиц субмикронных размеров).

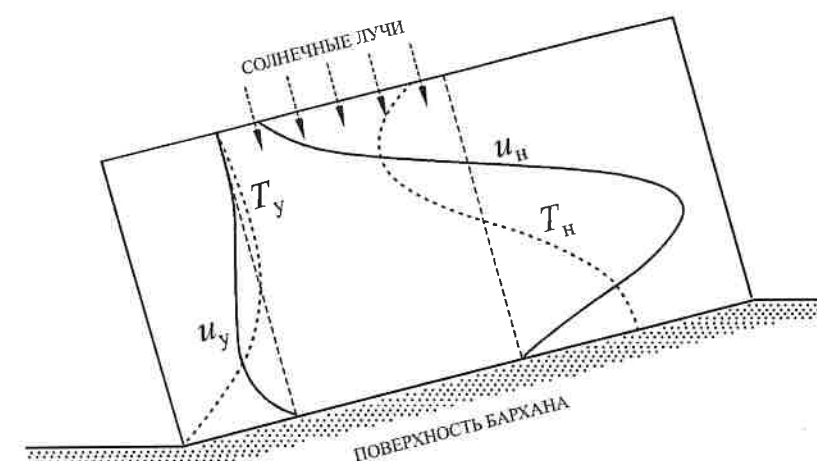


Рис. 1. Схема барханной циркуляции. Профили ветра u (сплошные линии) и температуры T (пунктирные линии) у подножия и на вершине бархана: при устойчивой стратификации – u_y , T_y (ночная циркуляция), при неустойчивой – u_n , T_n (дневная циркуляция).

Известно, что скорость ветра вдоль бархана на высоте 10 см составляет 0.3 м/с [Андропова и др., 1998; Добрышман, 2000].

Рассмотрим модель барханной циркуляции на примере пологого бархана, отношение высоты h которого к его длине L меньше единицы: $h/L < 1$. По экспериментальным данным [Андропова и др., 1998], разность температуры поверхности у подножия бархана T_H и у его вершины T_B составляла от 10 °С до 20 °С. Градиент температуры вдоль поверхности бархана δ будем считать постоянным и не зависящим от его высоты:

$$\delta = \frac{T_B - T_H}{L}, \quad (1)$$

где T_B и T_H – радиационная температура у вершины и подножия бархана.

С учетом сделанного предположения запишем исходную систему линейных уравнений в виде

$$\frac{d}{dz} v(z) \frac{du}{dz} = \frac{g \sin \alpha}{T} T; \quad \frac{d}{dz} \eta(z) \frac{dT}{dz} = \delta u. \quad (2)$$

Здесь z – координата по нормали к поверхности бархана, u – скорость ветра вдоль бархана, T – возмущение средней абсолютной температуры $\bar{T}$, v – коэффициент кинематической турбулентной вязкости, η – коэффициент турбулентной теплопроводности; $\frac{g \sin \alpha}{T}$ – параметр плавучести, α – угол наклона бархана.

Для системы (2) имеют место следующие граничные условия:

при $z = 0$ или $z = z_0$ $u = 0$; $T = T_0 = T_B - T_H$ (z_0 – высота шероховатости);

при $z = \infty$ u , T – ограничены.

Исключая возмущение температуры, запишем уравнение для компонент скорости вдоль бархана в форме

$$\frac{d}{dz} \eta(z) \frac{d^2}{dz^2} v(z) \frac{du}{dz} = u \delta \frac{g}{T} \sin \alpha. \quad (3)$$

Для этого уравнения граничные условия представим в виде:

$$z = 0 \text{ (или } z = z_0), u = 0; \frac{d}{dz} v(z) \frac{du}{dz} = \frac{g \sin \alpha}{T} T_0. \quad (4)$$

Топология решения практически не зависит от структуры коэффициентов турбулентности ν и η , но существенно зависит от знака $\Delta T = T_B - T_H$, который различен в ночное и дневное время. Ночью вместо интенсивной конвекции устанавливается инверсия температуры, поэтому для простоты расчетов примем $\nu = \eta = \text{const}$.

Введем безразмерные координаты $\xi = 4 \sqrt{\frac{\delta |g \sin \alpha|}{T \nu \eta}} z$ и температуру $t = T / T_0$.

В этих переменных задача (3) – (4) перепишется в виде

$$\frac{d^4 u}{d\xi^4} = \pm u; \xi = 0; u = 0; \frac{d^2 u}{d\xi^2} = \pm 1; \xi \rightarrow \infty; u, \frac{d^2 u}{d\xi^2} \text{ ограничены.} \quad (5)$$

Знак «плюс» ($\Delta T > 0$) соответствует дневной части суток, знак «минус» ($\Delta T < 0$) – ночной. При неустойчивой стратификации корни характеристического уравнения на комплексной плоскости расположены в точках $\pm 1, \pm i = \sqrt{-1}$ [Добрышман, 2000]. Двух указанных граничных условий при $z = 0$ недостаточно для однозначного определения трех произвольных постоянных C_1, C_2, C_3 , так как $C_4 = 0$ вследствие условия ограниченности решения при $z \rightarrow \infty$. Зададим дополнительное условие, которое получается для потока импульса в классической модели Прандтля: $\xi = 0; du/d\xi = 1$.

Теперь решение запишется в виде

$$u = (e^{-\xi} - \cos \xi + 3 \sin \xi) / 2; t = (e^{-\xi} + \cos \xi + \sin \xi) / 2.$$

Профили скорости ветра и температуры перед вершиной бархана показаны на рис. 1. Максимальная скорость $u_{\max}$ составляет примерно 3.32 при $\xi = 1.84$ (в размерных величинах это соответствует скорости около 2 м/с на высоте 18 м). Первый раз скорость ветра обращается в нуль при $\xi \approx 3.47$ (на высоте примерно 30 м).

В ночное время в условиях устойчивой стратификации для получения однозначного решения достаточно использовать два граничных условия.

Теперь решение можно представить в виде:

$$u = -2e^{-\xi/\sqrt{2}} \sin \xi / \sqrt{2}; t = e^{-\xi/\sqrt{2}} \cos \xi / \sqrt{2}.$$

Профили скорости ветра и температуры у подножья бархана также представлены на рис. 1. Здесь максимальная скорость $u_{\max} \approx 0.56$ при $\xi = 1.15$ (в размерных величинах это соответствует скорости примерно 0.3 м/с на высоте 9 м). Обращение скорости в нуль происходит при $\xi = \sqrt{2}\pi \approx 4.44$, т.е. на высоте примерно 39 м.

Результаты расчетов в ночное время оказались завышенными. Этот недостаток модели связан с предположением об одинаковом значении коэффициента турбулентного обмена для дня и ночи.

Величина подъемной силы, возникающей при движении воздуха по неровной поверхности, определяется формулой

$$f = \mu \frac{du}{dz}.$$

Здесь коэффициент вязкости $\mu = \nu \cdot \rho$, где ρ – плотность воздуха; $\frac{du}{dz}$ при $z = z_0$ – сдвиг скорости на высоте шероховатости z_0 .

Как показывают вычисления, сдвиг скорости в условиях неустойчивой стратификации над песчаной поверхностью составляет примерно 2.50 1/с. Получаем оценку размера «сдвигаемой» барханным ветром частицы – ее диаметр d равен примерно 10 мкм. Поднятая частица падает и выбивает более мелкие частицы субмикронной фракции (механизм сальтации), которые поднимаются вверх вертикальным движением и при очень неустойчивой стратификации могут достичь высоты порядка 100 м. Ночью воздушный поток направлен к подножию бархана, его скорость мала, но он может на своем пути сдвигать и переворачивать субмикронные частицы аэрозоля. Днем эти мелкие частицы будут подниматься, вызывая накопление субмикронного аэрозоля в нижней тропосфере.

Строго говоря, в припочвенном слое коэффициент перемешивания необходимо считать резко возрастающей функцией высоты. Как упоминалось, это слабо влияет на качественную структуру барханной циркуляции, но заметно увеличивает сдвиг ветра в слое до 2 м от поверхности бархана, что приводит к увеличению подъемной силы вертикального потока, т.е. к возможности подъема частиц большей массы.

Очевидно, что подобный циркуляционный механизм обнаруживается только при отсутствии внешнего потока или же когда этот поток столь слаб, что его скорость в приземном слое до высоты 1–2 м меньше скорости потока вдоль бархана.

Если сама поверхность пустыни наклонна, то влияние более крупной масштабной ячейки горно-долинной циркуляции будет существенно зависеть от того, как ориентирована по отношению к солнцу пологая сторона бархана. Поднятые барханной циркуляцией микронная и субмикронная фракции аэрозоля будут переноситься этой более крупной горно-долинной циркуляцией. Поднятые днем фракции аэрозоля в ночное время опустятся на поверхность бархана, тем самым увеличивая в конце следующего ясного дня общее количество поднятого аэрозоля. Основной частью поднятого аэрозоля будет мелкодисперсная фракция. При набегании на бархан тени от облака почти мгновенно возникает бриз, который разрушает барханную циркуляционную ячейку. Напомним, что все локальные ветры являются квазистационарными – время их развития (или затухания) намного меньше времени существования самого явления.

Если спокойная погода держится несколько дней и измерения проведены в конце этого периода, основная масса аэрозоля будет состоять из субмикронной фракции. Если же измерения проведены в начале спокойного периода, спектр частиц будет иным. И те, и другие измерения не могут характеризовать фоновые значения аэрозоля и использоваться в качестве климатических норм. Подобные ситуации должны учитываться не только при анализе процессов мелкого масштаба – при любых экспедиционных исследованиях необходим учет метеорологической обстановки, предшествующей и сопутствующей наблюдениям.

II. Модель «антиконвективного» процесса

Иногда в атмосфере наблюдаются явления, которые не могут быть сразу поняты и объяснены. Например, при закате солнца над наветренной частью водоема может наблюдаться уменьшение облаков хорошей погоды (*Cumulus Humulus*) и их увеличение над подветренной частью песчаного берега, температура поверхности которого ниже температуры воды. Это явление проявляется только при определенных метеорологических условиях. Впервые его теоретическая модель была предложена А.А. Дородницыным в 1949 г. Фактически был разработан новый по тем временам метод решения уравнений параболического типа с переменными коэффициентами. Модель была опубликована в малотиражном сборнике [Дородницын, 1949] и не стала достоянием широких кругов исследователей. Позже работа А.А. Дородницына была переиздана и представлена в [Дородницын, 1997].

Коротко изложим постановку задачи, особенности алгоритма решения и результаты расчетов отмеченного явления, связанного с оседанием частиц воздуха при переходе с холодной поверхности на более теплую и их подъемом при переходе с теплой на более холодную поверхность [Добрышман, 2001], которое можно условно назвать «антиконвекцией».

Напомним, что в средних широтах толщина атмосферного пограничного слоя составляет 1–1.5 км. Запишем формулы для вычисления компонент скорости геострофического ветра на широте вдоль параллельных изобар в пограничном слое

$$U_g = \frac{1}{\rho \cdot 2\omega \sin \varphi} \frac{dp}{dy}; V_g = 0,$$

где ρ – плотность воздуха; p – давление в невозмущенном потоке; $\omega = 7.29 \cdot 10^{-5}$ 1/с – угловая частота вращения Земли; φ – географическая широта места; U_g – горизонтальная компонента скорости геострофического потока в атмосферном пограничном слое, направленный вдоль изобары, V_g – горизонтальная компонента скорости, направленная перпендикулярно к изобаре, $2\omega \sin \varphi$ – основной параметр Кориолиса.

Одна из особенностей геострофического потока в пограничном слое атмосферы – равенство нулю вертикальной компоненты скорости ветра ($V = 0$). Этот факт существенен как с физической, так и с математической точки зрения, поскольку позволяет не учитывать эту компоненту при линейаризации уравнений гидродинамики.

Анализ показывает, что вклад компоненты скорости V_g в кинетическую энергию движения в пограничном слое на порядок меньше, чем вклад компоненты U_g вдоль потока. Поэтому можно ограничиться стационарной двумерной моделью.

Опишем кратко постановку задачи и метод ее решения для модели широкой реки.

Рассмотрим влияние температурного возмущения на геострофический поток, переходящий во время заката солнца с более холодной песчаной поверхности на более теплую поверхность реки. Поместим начало системы координат в точке перехода от холодной поверхности к более теплой подстилающей, направив ось x вдоль потока, а ось z вертикально вверх. Над рекой геострофический поток возмущен; это возмущение температуры затухает с высотой и на границе пограничного слоя практически исчезает.

Аппроксимируем это возмущение температуры формулой:

$$T_0 = (T_2 - T_1)0.5th(b_1 x)e^{-bz}, \quad (6)$$

где эмпирические параметры b_1 и b определяют крутизну подъема и декремент затухания возмущения температуры с высотой, соответственно, T_2 – температура поверхности воды, T_1 – температура поверхности песка.

Запишем линейаризованную относительно основного потока систему уравнений гидродинамики вязкой несжимаемой жидкости в безразмерных переменных x, z . (Подробности вывода системы уравнений и введения безразмерных переменных см. в [Дородницын, 1997; Добрышман, 2001]).

$$\begin{aligned} U \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x} \int_{\infty}^z \theta(x, z) dz &= \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ U \frac{\partial \theta}{\partial x} &= \frac{1}{Pr} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь u и w – горизонтальная и вертикальная компоненты скорости, θ – возмущение поля температуры, Pr – число Прандтля – отношение коэффициента вертикальной турбулентности к коэффициенту турбулентной теплопроводности.

Эта система решается при следующих начальных и граничных условиях

$$\begin{aligned} x = 0: u = \theta = 0; \\ z = 0: u = w = 0, \theta = \theta_0(x) - \text{заданная функция } x; \\ z \rightarrow \infty: u, w, \theta - \text{ограничены.} \end{aligned} \quad (8)$$

Функции $U(z)$ и $\theta(z)$ не должны быть отрицательными и должны разлагаться в абсолютно сходящиеся ряды по возрастающим степеням z [Дородницын, 1997; Добрышман, 2001].

$$\begin{aligned} U(z) &= z - \frac{z^3}{3} + \sum_{n=4}^{\infty} a_n z^n \\ \theta(x, z) &= \theta_0 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{z^n}{n!} \\ a_{4k} &= \sum_{j=0}^{2k} (-1)^{j+1} \frac{1}{(4k-2j)!(2j)!}; a_{4k+1} = \sum_{j=0}^{2k} (-1)^j \frac{1}{(4k-2j)!(2j+1)!} \\ a_{4k+2} &= 0; a_{4k+3} = \sum_{j=0}^{2k+1} (-1)^{j+1} \frac{1}{(4k-2j)!(2j+1)!}. \end{aligned} \quad (9)$$

Для описываемого ниже алгоритма структура коэффициентов не существенна. Введем замену переменных:

$$\xi = \sqrt[3]{x}, \quad \zeta = \frac{z}{\sqrt[3]{x}}.$$

В новых переменных задача сводится к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial \zeta^2} + \frac{1}{3} \zeta^2 \frac{\partial u}{\partial \zeta} \sum_{n=0}^{\infty} a_n \xi^n \zeta^n + \frac{1}{3} \xi \zeta \frac{\partial u}{\partial \zeta} \sum_{n=0}^{\infty} a_n \xi^n \zeta^n - \xi^2 w \sum_{n=0}^{\infty} (n+1) a_n \xi^n \zeta^n = \\ = - \left(\frac{\zeta}{3} \theta + \frac{1}{3} \int \theta d\zeta + \frac{\xi}{3} \int \frac{\partial \theta}{\partial \xi} d\xi \right), \\ \xi^n \zeta^n \sum_{n=0}^{\infty} a_n \xi^n \zeta^n \left(\frac{1}{3\xi} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} - \frac{\zeta}{3\xi} \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right) = \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \zeta^2}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{1}{3} \zeta \frac{\partial u}{\partial \zeta} - \frac{\xi}{3} \frac{\partial u}{\partial \xi} = \xi^2 \frac{\partial w}{\partial \zeta}$$

Начальные условия $\xi = 0$: $\theta = 0$; $\zeta = 0$: $u = w = 0$, $\theta = \theta_0(\xi)$ заданная функция. $\zeta \rightarrow \infty$: u, w, θ – ограничены.

Решение ищется в виде рядов по степеням новых переменных ξ и ζ :

$$u = \sum_{n=0}^{\infty} u_n(\zeta) \xi^n; \quad w = \sum_{n=0}^{\infty} w_n(\zeta) \xi^n \quad (11)$$

Из уравнения неразрывности вычисляется вертикальная компонента скорости, которая позволит ввести функцию тока и вычислить линии тока на разных высотах.

Граничные условия будут:

для $n = 0$: $\zeta = 0$ $\theta_0 = 1$ $\zeta \rightarrow \infty$ θ_0 – ограничено;

для $n \geq 1$: $\zeta = 0$ $\theta_n = u_n = 0$ $\zeta \rightarrow \infty$ θ_n, u_n ограничены.

Для $n \geq 1$ уравнения (9) оказываются неоднородными, так как в правую часть входят комбинации из всех предыдущих значений вычисленных функций. Поэтому можно ограничиться граничным условием для функции θ_n при $\xi = 0$, $\theta_n(0) = 1$, $u_0(0) = 0$.

Число слагаемых в правой части (9) быстро растет с номером n . Оно равно числу всех возможных сочетаний из суммы индексов и степеней коэффициентов a_k . Равенство нулю коэффициента a_{4k+2} существенно уменьшает количество слагаемых в правой части уравнения (9). Например, для $n = 8$ в общем случае требуется вычисление 22 универсальных функций [Дородницын, 1949, 1997; Добрышман, 2001]. Поскольку $a_2 = a_6 = 0$, то нужно вычислить только 12 функций, так как комбинации, в которые входят коэффициенты a_2 и a_6 , также равны нулю: $a_1 a_2 a_5 = 0$; $a_1^4 a_2^2 = 0$; $a_1^2 a_6 = 0 \dots$ и таких комбинаций всего 10.

Рассмотрим результаты расчетов для модели широкой (1 км) реки [Добрышман, Кокошинский, 2009], при которых были использованы следующие значения входящих параметров $U_g = 10$ м/с, разность температур поверхности реки и песка – 10°C , коэффициент вертикальной турбулентности и температуропроводности – $5 \text{ м}^2/\text{с}$, широта места – 45° , $\text{Pr} = 1$.

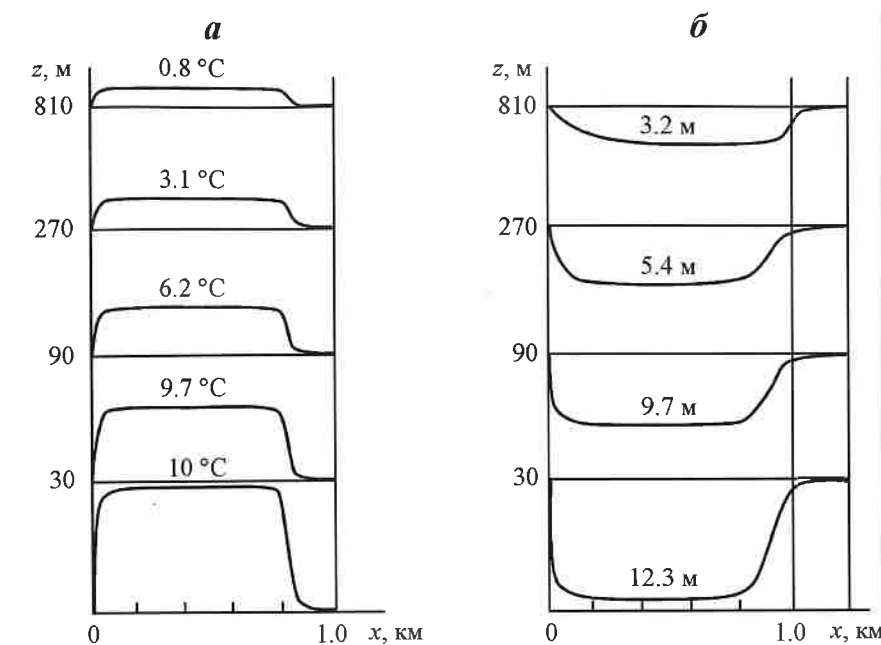


Рис. 2. Горизонтальные профили вертикального разреза возмущения поля температуры на различных высотах над водой (а) и линии тока, рассчитанные на тех же высотах (б). Вертикальная ось – высота z , м в логарифмическом масштабе; горизонтальная ось – ширина реки в км. Возле графиков а – значения возмущения температуры в градусах Цельсия; б – величина оседания линий тока в м

Вертикальные разрезы возмущения поля температуры на различных высотах показаны на рис. 2,а, где возле соответствующих графиков обозначены значения возмущения температуры в градусах Цельсия. Результаты расчетов линий тока приведены на рис. 2,б, на котором можно видеть, что резкие «оседание» и подъем линий тока занимают узкую полосу вдоль потока.

Очевидно, что частицы аэрозоля вместе с потоком опускаются, а затем на подветренном берегу поднимаются. Опущенные линии тока очень слабо поднимаются над рекой (значения отличаются не больше, чем на 1 % от значений на наветренном берегу). Тем не менее, уровень конденсации (точка росы) над подветренным берегом немного понижается; кучевые облака формируются вновь, при этом их основание лежит немного ниже, чем у облаков над наветренным берегом. Резкое различие в поведении линий тока на разных берегах означает очень большие изменения радиуса кривизны как поля температуры, так и линий тока. Очевидно, существует высокая корреляция между кривизной поля возмущения температуры и величиной «оседания» и подъема линий тока. Именно в этих узких областях действия бриза сильнее всего проявляются вертикальные компоненты скорости. Эти изменения w показаны на рис. 3 только для области действия бризового эффекта (в растянутой по x координате). Описанный эффект «антиконвекции» схематически поясняет рис. 4

Над наветренной частью водоема бриз дует в ту же сторону, что и основной поток, т.е. производная по x из уравнения неразрывности увеличивается. Следовательно, изменение вертикальной скорости направлено вниз. Над подветренным берегом бриз дует против основного потока, т.е. производная по x уменьшается. Следовательно, вертикальная скорость должна быть положительна и направлена вверх.

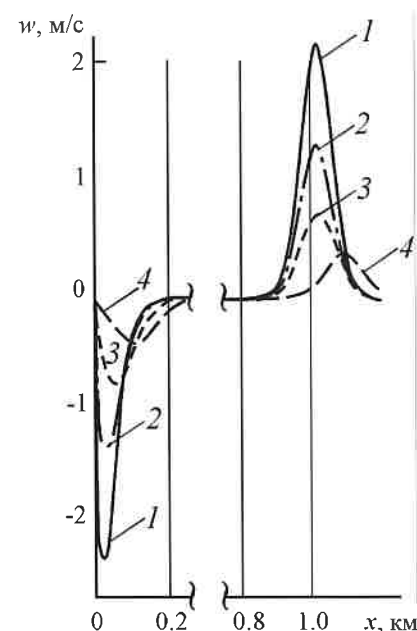


Рис. 3. Профили вертикальной скорости на различных высотах. 1 – 30 м, 2 – 90 м, 3 – 270 м, 4 – 810 м. Горизонтальная координата «растянута» в окрестности береговой линии.

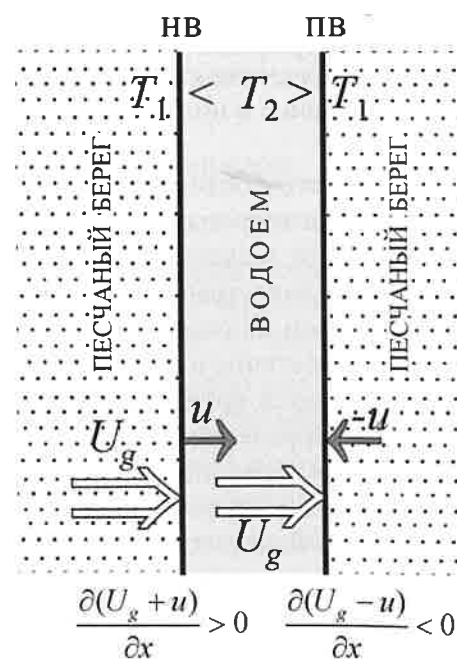


Рис. 4. Схема, поясняющая эффект «антиконвекции» под влиянием бриза, развивающегося над теплой поверхностью у берегов водоема

Подчеркнем, что описанный выше эффект проявляется только при таких метеорологических условиях, когда вертикальная скорость набегающего потока пренебрежимо мала по сравнению с вертикальной скоростью возмущения, вызванного тепловым пятном, как, например, в описанном случае чисто геострофического потока. В обычных условиях геострофическое приближение не выполняется, поэтому в основном потоке, натекающем на более теплую поверхность, всегда присутствует вертикальная компонента скорости, которая может вызывать конвективные движения. Натурный эксперимент трудно осуществить, поскольку невозможно точно предсказать время, когда будут наблюдаться строго геострофический поток и «хорошая» погода с достаточной влажностью. Заметим, что метод решения задачи эффективен только для малых значений координаты x (меньше 10 км, в безразмерном виде меньше 0.1). Конечно, при строго геострофическом ветре эффект «антиконвекции» должен слабо проявляться и над городом.

Заключение

Иногда при наблюдениях в атмосфере отмечаются явления, заметно отклоняющиеся от стандартных (привычных). Рассмотренные в статье примеры циркуляционных механизмов малых масштабов могут способствовать пониманию подобных явлений и их объяснению.

Литература

- Андропова А.В., Минашкин В.М., Иорданский М.А., Невский И.А., Яблоков М.Ю., Обвинцев Ю.И., Зудин Б.В., Иванов Ю.Н., Лебедев В.А., Чижикова Н.П. Исследования процесса солепылепереноса с вновь осушенных территорий. Экспериментальные исследования // Материалы международной конференции «Естественные и антропогенные аэрозоли» 29.09–04.10.1997. Санкт-Петербург, 1998. С. 414–446.
- Гутман Л.Н. Введение в нелинейную теорию мезометеорологических процессов. Л.: Гидрометеоиздат, 1969. 293 с.
- Добрышман Е.М. Влияние мелкомасштабных конвективных процессов на тонкодисперсную аэрозольную составляющую загрязнения атмосферы // Метеорология и гидрология. 2000. № 4. С. 50–62.
- Добрышман Е.М. Об одном методе решения уравнений параболического типа с помощью универсальных χ -функций // Журн. выч. математики и мат. физики. 2001. Т. 41, № 1. С. 95–99.
- Добрышман Е.М., Кокошинский Е.А. Модель теплового пятна в пограничном слое геострофического потока // Метеорология и гидрология. 2009. № 2. С. 5–12.
- Дородницын А.А. Температурные возмущения градиентного ветра // Тр. ЦИП. 1949. Вып. 011. С. 11–42.
- Дородницын А.А. Температурные возмущения градиентного ветра // Избранные научные труды. М.: Изд-во ВЦ РАН, 1997. Т. 1. С. 281–313.
- Крамар В.Ф., Менжулина Т.В. Особенности использования оптимальной интерполяции для мезомасштабного объективного анализа в области сложного рельефа // Метеорология и гидрология. 1991. № 12. С. 20–28.

Сведения об авторах

ГРАНБЕРГ Игорь Григорьевич – д-р физ.-мат. наук, заведующий лабораторией моделирования атмосферного переноса (ЛМАП). Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН.

АРТАМОНОВА Мария Стеленовна – ведущий математик лаборатории моделирования атмосферного переноса, Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, 119017, г. Москва, Пыжевский пер., д. 3. тел./факс (495) 951-13-47, martamonova@gmail.com

ДОБРЫШМАН Евгений Михайлович – д-р физ.-мат. наук, профессор, ведущий научный сотрудник лаборатории моделирования атмосферного переноса, Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН. 119017, г. Москва, Пыжевский пер., д. 3. тел./факс (495) 951-13-47, martamonova@gmail.com

ON TWO SMALL-SCALE CIRCULATION MECHANISMS OF TRANSPORT OF FINE-DISPERSED AEROSOL IN THE ATMOSPHERIC SURFACE LAYER

I.G. Granberg, M.S. Artamonova, E.M. Dobryshman

A.M.Obukhov Institute of Atmospheric Physics RAS, Moscow, Russia

Abstract. The first model is circulation over barchans hills (sand dunes). The method of solution is the improved Prandtle's model. Barchan, on being heated, causes saltation, as a result of which a fine-dispersed fraction of aerosol is lifted by barkhan circulation along and normal to barkhan. The second model can conditionally be called «anti-convective model». The following rarely occurred phenomenon has been observed in nature. Namely when an air flow is transported to the warmer underlying surface, streamlines go down but not up as in the case of convection. The theory of such a phenomenon is based on the A.A. Dorodnitsyn's method of solving of parabolic the equations with variable coefficients. The described small-scale circulation mechanisms can be helpful for explaining noticeable deviations sometimes observed in measurement data on aerosol parameters.

Keywords: mountain and valley winds, saltation, atmospheric stability, heat spot, fine-dispersed aerosol.

УДК 57.034+550.34

ВАРИАЦИИ СТРУКТУРЫ БИОРИТМОВ У ЗДОРОВЫХ ЛЮДЕЙ

© 2009 О.И. Аптикаева¹, А.Г. Гамбурцев¹, С.И. Степанова²

¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия;

²Государственный научный центр – Институт медико-биологических проблем Российской академии наук, г. Москва, Россия

Изучались вариации спектральной структуры ряда физиологических показателей – частоты сердечных сокращений (ЧСС), сублингвальной температуры, почечной экскреции калия и частоты дыхания (ЧД). Показано, что в обычных социально-бытовых условиях реакция людей на непрерывно меняющиеся внешние условия различна и определяется их индивидуальными адаптационными возможностями. В ритмической структуре физиологических показателей одних испытуемых преобладает высокоамплитудный циркадианный ритм, который практически не меняется в условиях значительных вариаций внешних факторов; для других характерна быстрая смена ритмической структуры вслед за вариациями, например, солнечной активности; у третьих эта смена происходит с существенной временной задержкой.

Ключевые слова: мониторинг, циркадианные биоритмы, адаптационные возможности, спектрально-временной анализ.

Введение

Главное место в общей структуре ритмических процессов организма занимают циркадианные (околосуточные) ритмы, объединенные в иерархически построенную систему, важнейшая роль которой – обеспечение жизнедеятельности всего организма. Период этих ритмов варьирует в определенных границах, что обеспечивает адаптационные возможности организма, поскольку для постоянной тренировки приспособительных механизмов требуется изменчивость как внешних, так и внутренних ситуаций. Циркадианные биологические ритмы являются эндогенными, закрепленными в генетическом аппарате и проявляющимися в условиях изоляции от внешних факторов, которым они обязаны своим происхождением. Способность сохраняться неограниченно долго в условиях изоляции – уникальное свойство циркадианных ритмов, которое можно выявить, устранив внешний суточный режим освещения и по возможности колебания других параметров среды, например, проводя наблюдения в пещере или в космосе. В таких случаях «величина периода может меняться в зависимости от условий эксперимента и индивидуальных особенностей организма, но обычно она не выходит из пределов 20–28 часов» [Агаджанян, 2000].