

# Инерционная осцилляция в устойчиво стратифицированном атмосферном пограничном слое

А.Ф. Курбацкий<sup>1,2</sup>, Л.И. Курбацкая<sup>3\*</sup>

<sup>1</sup>Учреждение Российской академии наук  
Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН  
630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет  
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2  
Учреждение Российской академии наук

<sup>3</sup>Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН  
630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 6

Поступила в редакцию 5.08.2011 г.

С помощью трехпараметрической RANS-модели турбулентности исследовано формирование инерционной осцилляции скорости выше атмосферного пограничного слоя (АПС) над плоской поверхностью, охлаждаемой с постоянной скоростью. В этих условиях ночного АПС развивается и такое явление регионального масштаба, как струйное течение низкого уровня. Представлены результаты численного моделирования, показывающие формирование струи низкого уровня и инерционной осцилляции.

*Ключевые слова:* устойчивый пограничный слой, кроссизобарическое течение, инерционная осцилляция, потоки импульса и тепла; stable boundary layer, cross-isobaric flow, inertial oscillation, momentum and heat fluxes.

## Введение

Инерционные осцилляции являются частью семейства инерционных гравитационных волн, образуются только под влиянием вращения, но не плавучести, и поэтому ограничены горизонтальной плоскостью, имеют частоту, равную локальной кориолисовой частоте с периодом  $T = 2\pi/f$  ( $f$  – локальный параметр Кориолиса). Инерционная осцилляция возникает вследствие действия силы Кориолиса, не затухающая – выше устойчивого атмосферного пограничного слоя (АПС) и затухающая внутри его [1], которая может вызываться, например, процедурой инициализации.

Явления регионального масштаба – струйные течения низкого уровня, которые часто возникают в ночном АПС и играют важную роль в переносе влажности, импульса и загрязнений воздуха. Ночные струи формируются с заходом солнца, после значительного ослабления турбулентных напряжений от их полуденного максимума. В результате этого под влиянием горизонтальных градиентов давления скорость ветра над пограничным слоем возрастает до сверхгеострофических значений, возникает ночная струя [1, 2].

В настоящей статье рассмотрены возможности корректного описания с помощью трехпараметрической модели турбулентности поля ветра в устойчивом пограничном слое (кросс-изобарического (агеострофического) течения, инерционной осцилляции, струйного течения нижнего уровня) для лучшего понимания атмосферного пограничного слоя и его представления в региональных и крупномасштабных климатических моделях.

## 1. RANS-модель атмосферной турбулентности

Определяющие уравнения трехпараметрической  $(E - \epsilon - \overline{\theta'^2})$ -модели атмосферной турбулентности, выражения для турбулентных потоков импульса  $\overline{u'w'}$ ,  $\overline{v'w'}$  и тепла  $\overline{\theta'w'}$  (замыкающие соотношения), структура вихревых коэффициентов диффузии импульса и тепла, а также граничные условия для кинетической энергии турбулентности  $E$ , скорости ее спектрального расходования  $\epsilon$  и дисперсии температурных флуктуаций  $\overline{\theta'^2}$  приведены в [3, 4] и в настоящей статье указываются не полностью. Далее достаточно привести замыкающие соотношения для турбулентных потоков импульса и тепла в краткой форме.

\* Альберт Феликсович Курбацкий (kurbat@itam.nsk.ru); Людмила Ивановна Курбацкая (L.Kurbatskaya@ommgp.sccc.ru).

Параметризации турбулентных потоков импульса и тепла в трехпараметрической RANS-модели атмосферной турбулентности, в которой учитывается воздействие внутренних гравитационных волн на перенос импульса, имеют вид градиентной диффузии [4]:

$$(\overline{u'w'}, \overline{v'w'}) = -K_m \left( \frac{\partial U}{\partial z}, \frac{\partial V}{\partial z} \right); \quad (1)$$

$$\overline{\theta'w'} = -K_h \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \gamma_c; \quad (2)$$

$$K_m = E\tau S_m, \quad K_h = E\tau S_h. \quad (3)$$

Здесь  $\gamma_c = \gamma_c(G_m, G_h, \beta\theta'^2)$  – температурный противогradient;  $S_m = \frac{1}{D}f_m(G_h, \beta\theta'^2)$ ,  $S_h = \frac{1}{D}f_h(G_h)$  – структурные функции;

$$G_m \equiv (\tau S)^2, \quad G_h \equiv (\tau N)^2; \quad D = D(G_m, G_h); \quad \tau = E\varepsilon^{-1}.$$

В более подробном виде функции  $S_m$ ,  $S_h$ ,  $\gamma_c$  и  $D$  приведены в [4]. (В двухпараметрическом варианте модели ( $E = \varepsilon$ ), когда уравнение переноса для дисперсии температурных флуктуаций  $\overline{\theta'^2}$  исключено, противогradient  $\gamma_c$  в (2) отсутствует.)

Для сильно устойчивого АПС потребовалась коррекция трехпараметрической модели турбулентности, поскольку при существенно подавленном стратификацией вертикальном вихревом переносе гравитационные волны могут эффективно переносить импульс, но не тепло [4]. В улучшенном варианте модели [4] используется модифицированное выражение для масштаба времени температурного поля  $\tau_{p\theta}$ . Этот временной масштаб релаксационной части модели корреляции «давление–gradient температуры» уравнения переноса для турбулентного потока тепла  $\overline{w\theta}$  включает частоту внутренних гравитационных волн [5]:

$$\tau_{p\theta} = \frac{\tau}{1 + a\tau^2 N^2}.$$

Такая модификация позволяет учесть воздействие внутренних волн на вертикальный перенос импульса (спадающий тренд турбулентного числа Прандтля с ростом gradientного числа Ричардсона [4]). В выражении (4) для временного масштаба  $\tau_{p\theta}$ :  $N$  – частота Брента–Вайсяля [ $N^2 = \beta g(\partial\Theta/\partial z)$ ],  $a = 0,16$ , если  $N^2 > 0$ , и  $a = 0$ , если  $N^2 < 0$ ;  $\tau = E/\varepsilon$  – временной масштаб турбулентности ( $E = \overline{u_i^2}/2$  – кинетическая энергия турбулентности);  $\varepsilon$  – скорость ее диссипации).

## 2. Кроссизобарическое течение и инерционная осцилляция

При моделировании эволюции горизонтально однородного АПС система определяющих уравнений имеет вид

$$\frac{\partial U}{\partial t} = f(V - V_g) - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -f(U - U_g) - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{\theta'w'}}{\partial z}, \quad (6)$$

где  $U$  и  $V$  – компоненты скорости среднего горизонтального ветра;  $\Theta$  – отклонение потенциальной температуры от стандартного состояния;  $f$  – параметр Кориолиса;  $U_g$ ,  $V_g$  – компоненты скорости геострофического ветра;  $\overline{u'w'}$ ,  $\overline{v'w'}$  – компоненты турбулентных напряжений (турбулентного потока импульса) в направлениях  $U$  и  $V$  соответственно;  $\overline{\theta'w'}$  – вертикальный турбулентный поток тепла. Выбирая систему координат, в которой геострофический ветер направлен вдоль оси  $x$ , для стационарного случая уравнение кроссизобарического течения записывается в виде

$$fV = \partial \overline{uw} / \partial z. \quad (7)$$

При сделанных допущениях кроссизобарическое (агеострофическое) течение может существовать, если только в пограничном слое дивергенция турбулентного напряжения в направлении геострофического ветра отлична от нуля. Интегрирование (7) в вертикальном направлении по всей толще атмосферы дает

$$f \int_0^\infty V dz = -(\overline{uw})_0, \quad (8)$$

и, следовательно, кроссизобарическое течение (плотность кроссизобарического потока массы) зависит только от турбулентного напряжения трения у поверхности,  $(\overline{uw})_0$ , направленного вдоль оси  $x$ , т.е. напряжения у поверхности вдоль направления ветра в свободной тропосфере.

### 2.1. Численное моделирование устойчиво стратифицированного АПС

Вычислительный эксперимент в устойчиво стратифицированном атмосферном пограничном слое выполнен нами при тех же условиях, что и в [6, 7]. Устойчиво стратифицированное состояние создавалось заданием начального распределения потенциальной температуры: в 100-метровом слое вблизи поверхности слой имел нейтральную стратификацию с последующим возрастанием потенциальной температуры с высотой со скоростью 0,01 К/м. Температура поверхности при этом охлаждалась со скоростью 0,25 К/ч. Геострофический ветер первоначально имел постоянное значение, равное 8 м/с. Параметр Кориолиса  $f = 1,39 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ . Параметр шероховатости поверхности  $z_0 = 0,1$  м. На нижней границе использовано конечно-разностное граничное условие, связывающее компоненты скорости

среднего ветра и температуры в двух первых узлах сетки по вертикали [8].

Граничное условие для турбулентных величин ( $E, \varepsilon, \theta^2$ ) задается в первом узле сетки, расположенном на расстоянии  $\Delta z/2$  от поверхности ( $\Delta z$  — шаг сетки в вертикальном направлении). Турбулентные величины на нижней границе заданы с привлечением теории подобия Монина—Обухова с применением безытерационной процедуры [9] для вычисления масштаба Монина—Обухова. Высота вычислительной области равнялась 400 м. Интегрирование проводилось на мелкой смещенной сетке с шагом по вертикальной координате  $\Delta z = 3,125$  м и шагом по времени 2,5 с, что позволяло получить решение, не зависящее от вычислительной сетки.

## 2.2. Результаты численного моделирования

Стационарное состояние пограничного слоя при численном моделировании полагается достигнутым, если нормализованные значения турбулентных потоков остаются неизменными с течением времени [10].

Рис. 1 показывает, что установившееся состояние пограничного слоя в согласии с таким критерием фиксировалось после 30 ч интегрирования, в то время как, например, в [6, 7] полагалось, что пограничный слой достигал установившегося состояния после 10 ч интегрирования (без указания критерия этого состояния).

Постоянная осцилляция момента количества движения в тропосфере может вызываться, как отмечено выше, процедурой инициализации. То есть возмущение будет непрерывно существовать в виде осцилляции в свободной тропосфере при отсутствии демпфирующих процессов. Такая ситуация действительно воспроизводится настоящей моделью. Модель интегрировалась примерно в течение 5 сут с вычислением обоих членов уравнения (8). Возмущение выше пограничного слоя, в его установившемся состоянии, непрерывно осциллирует около геострофического значения (рис. 2) для проинтегрированного по высоте кроссизобарического ветра [левая часть уравнения (8)].

Период осцилляции ( $2\pi/f$ ) составляет приблизительно 12,5 ч, т.е. в конце каждого такого временного интервала левая и правая части уравнения (8) оказываются приблизительно равными. Примечательно, что если игнорировать зависимость температурного временного масштаба  $\tau_{p\theta}$  от частоты плавучести  $N$  по формуле (4), т.е. использовать часто применяемое приближение  $\tau_{p\theta} = \tau$ , то, хотя левая часть уравнения (8) и обнаруживает колебательный характер с малой амплитудой (тонкая штриховая кривая, рис. 2), фактически осцилляция (равенство левой и правой частей уравнения (8), штрихпунктирная кривая) отсутствует.

Отметим, что для одной из исследовательских моделей в [7] был получен период осцилляции, равный примерно 9 ч (с тем же значением парамет-

ра Кориолиса, что и в настоящем вычислительном эксперименте). Причина, по которой численные значения для периода осцилляции оказываются различными, остается неясной.

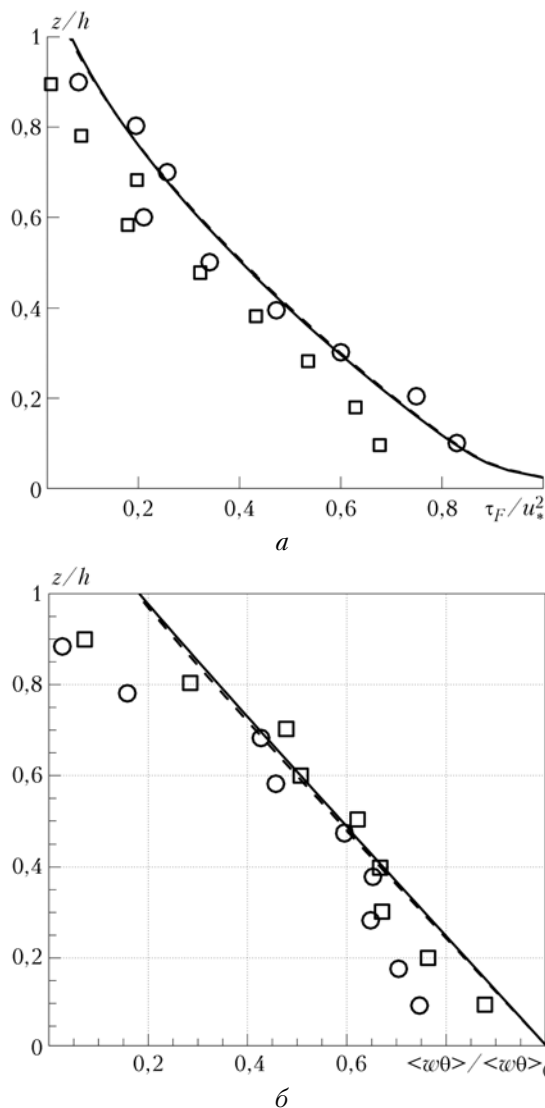


Рис. 1. Вертикальные профили полного нормализованного турбулентного потока импульса  $\tau_F/u_*^2$  (а) и нормализованного турбулентного потока тепла  $\langle \omega\theta \rangle / \langle \omega\theta \rangle_0$  (б) в устойчиво стратифицированном атмосферном пограничном слое. Результат численного моделирования: штриховая кривая — через 30 ч, сплошная — через 40 ч. Значки — данные измерений в устойчивом пограничном слое:  $\square$  — [10],  $\circ$  — [11]

Рис. 3 показывает, что действительно осцилляция происходит вне пограничного слоя (кривая 1 — значение интеграла в левой части уравнения (8) в интервале от 250 до 400 м). Сплошная кривая 2 показывает интеграл в левой части (8) в интервале от 0 до 250 м, подтверждая отсутствие осцилляции внутри пограничного слоя. Кривая 3 есть величина интеграла в (8) по всей толщине области интегрирования от 0 до 400 м (суммарное значение кривых 1 и 2).

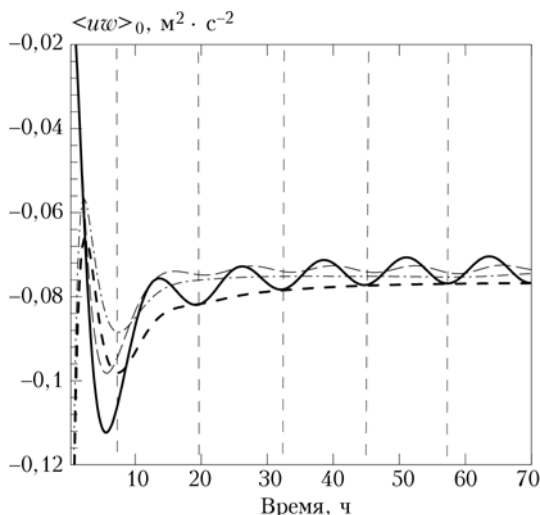


Рис. 2. Результат численного моделирования по трехпараметрической модели турбулентности для членов уравнения (8): компонента турбулентного напряжения трения вблизи поверхности в направлении геострофического ветра (жирная штриховая кривая – вычисление с коррекцией вклада внутренних волн, штрихпунктирная – без коррекции вклада внутренних волн) и проинтегрированная компонента кроссизобарического ветра, умноженная на параметр Кориолиса (жирная кривая – вычисление с коррекцией вклада внутренних волн, тонкая штриховая – вычисление без коррекции вклада внутренних волн)

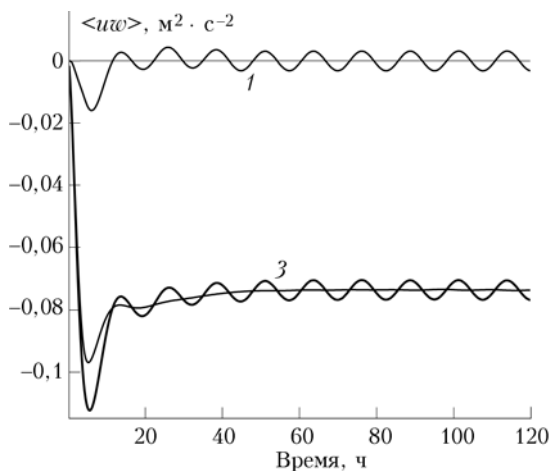


Рис. 3. Результат численного моделирования по трехпараметрической модели интеграла в левой части уравнения (8): кривая 1 – значение интеграла над пограничным слоем (в диапазоне высот от 250 до 400 м); кривая 2 – значение интеграла внутри пограничного слоя (от 0 до 250 м) и кривая 3 – суммарное значение интеграла по всей высоте области интегрирования (от 0 до 400 м)

Профиль компоненты скорости ветра  $U$  на рис. 4 отражает развитие во времени струи низкого уровня и инерционной осцилляции. Профиль скорости ветра через 10 ч интегрирования фиксирует формирование ночной струи, а профиль скорости ветра через 40 ч показывает ярко выраженную осцилляцию скорости геострофического ветра, равной 8 м/с. Компонента скорости ветра  $V$ , в свою очередь, осциллирует около нулевого значения (не показано).

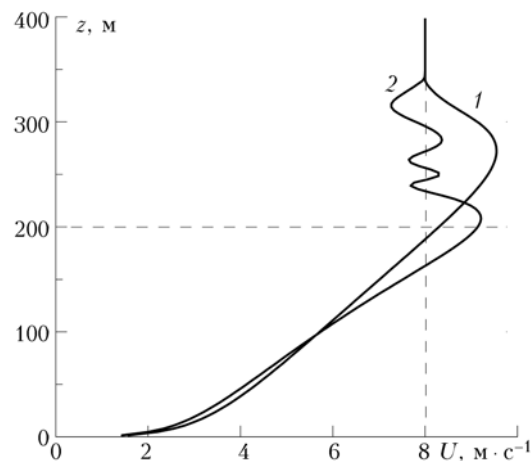


Рис. 4. Вертикальный профиль горизонтальной компоненты скорости ветра  $U$  в различные моменты времени: кривая 1 – после 10 ч численного интегрирования по трехпараметрической модели; кривая 2 – после 40 ч численного интегрирования (для установившегося состояния пограничного слоя)

## Заключение

Результаты численного моделирования эволюции термически устойчиво стратифицированного пограничного слоя показывают, что трехпараметрическая RANS-модель турбулентности, учитывающая вклад внутренних гравитационных волн в поддержание импульса течения, правильно отражает вихревое перемешивание импульса и тепла и структуру поля ветра с ростом устойчивости течения. Инерционная осцилляция момента количества движения возникает над пограничным слоем – не затухающая, и затухающая – внутри пограничного слоя, она воспроизводится моделью турбулентности, учитывающей вклад внутренних волн в вихревой перенос импульса. Можно сделать вывод, что вклад внутренних гравитационных волн в вихревое перемешивание для сильно устойчивого состояния атмосферного пограничного слоя необходимо принимать во внимание в параметризациях микромасштабной турбулентности в мезомасштабных метеорологических моделях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проекта 09-05-00004а, 11-01-00187а), а также в рамках Интеграционного проекта СО РАН № 23, Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 4 и Отделения математических наук РАН № 3.

1. Blackadar A.K. Boundary layer wind maxima and their significance for the growth of nocturnal inversions // Bull. Amer. Meteorol. Soc. 1957. V. 38. P. 283–290.
2. Lundquist J.K., Mirocha J.D. Interaction of Nocturnal Low-Level Jets with Urban Geometries as Seen in Joint Urban 2003 Data // J. Appl. Meteorol. Climatol. 2008. V. 47, N 1. P. 44–58.
3. Kurbatskiy A.F., Kurbatskaya L.I.  $E-\varepsilon-\langle \theta^2 \rangle$  turbulence closure model for an atmospheric boundary layer

- including the urban canopy // *Meteorol. and Atmos. Phys.* 2009. V. 104, N 1–2. P. 63–81.
4. *Курбацкий А.Ф., Курбацкая Л.И.* О турбулентном числе Прандтля в устойчиво стратифицированном атмосферном пограничном слое // *Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана.* 2010. Т. 46, № 2. С. 40–49.
  5. *Weinstock J.* A theory of turbulent transport // *J. Fluid Mech.* 1989. V. 202. P. 319–338.
  6. *Cuxart J., Holtslag A.A.M., Beare R.J.* Single-Column Model Intercomparison for a Stably Stratified Atmospheric Boundary Layer // *Bound.-Layer Meteorol.* 2006. V. 118, N 2. P. 273–303.
  7. *Svensson G., Holtslag A.A.M.* Analysis of Model Results for the Turning of the Wind and Related Momentum Fluxes in the Stable Boundary Layer // *Bound.-Layer Meteorol.* 2009. V. 132, N 2. P. 261–277.
  8. *Mellor G.L., Yamada T.* A Simulation of the Wangara Atmospheric Boundary Layer Data // *J. Atmos. Sci.* 1975. V. 32, N 12. P. 2309–2329.
  9. *Louis J.-F.* A parametric model for vertical eddy fluxes in the atmosphere // *Bound.-Layer Meteorol.* 1979. V. 17, N 3. P. 187–202.
  10. *Nieuwstadt F.T.M.* The turbulent structure of the stable boundary layer // *J. Atmos. Sci.* 1984. V. 41, N 14. P. 2202–2216.
  11. *Caughey S.J., Wyngaard J.C., Kaimal J.S.* Turbulence in the evolving stable boundary layer // *J. Atmos. Sci.* 1979. V. 36, N 6. P. 1041–1052.

*A.F. Kurbatskiy, L.I. Kurbatskaya.* **The inertial oscillation in stably stratified atmospheric boundary layer.**

By means of three-parametrical RANS-model of turbulence the formation of inertial oscillation above a stable atmospheric boundary layer (ABL) over the flat terrain cooled with constant speed is investigated. In these conditions of nocturnal ABL such phenomenon of regional scale, as a low-level jet also develops. The results of numerical modeling are presented, showing both the formation of a low-level jet and the inertial oscillation.