

УДК 51-74

Структура турбулентного отрывного течения в окрестности установленной на пластине призмы с квадратным сечением*

С.А. Вальгер¹, Н.Н. Федорова^{1,2}, А.В. Федоров^{1,2}

¹*Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет*

²*Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: svetlanavalger@gmail.com

Проведено численное моделирование пространственного турбулентного отрывного течения в окрестности установленного на пластине плохообтекаемого тела (параллелепипеда с соотношением сторон 1:1:2). Выявлена трехмерная структура течения в окрестности тела, получены поля распределений параметров течения. Выполнено сравнение результатов расчетов пространственного отрывного течения, полученных с использованием нескольких моделей турбулентности, с экспериментальными данными по профилям средней скорости и кинетической энергии турбулентности. Показано, что ограничение члена порождения турбулентной кинетической энергии позволяет снизить уровень турбулентной вязкости и повысить точность предсказания отрывных зон.

Ключевые слова: ветровые воздействия, турбулентность, пограничный слой, отрыв, численные методы, модели турбулентности.

Аэродинамика зданий и сооружений является областью прикладных исследований, сформировавшейся в последние годы в самостоятельную дисциплину, изучающую воздействия ветра на инженерные сооружения, расположенные на поверхности земли в пограничном слое атмосферы. Исследование ветровых воздействий на строительные сооружения является одним из наиболее важных этапов проектирования, поскольку они оказывают существенное влияние на их конструктивную прочность, а разность давлений снаружи и внутри сооружения определяет направление и величину фильтрации воздуха через наружные ограждающие конструкции. Ветровые воздействия, сопровождающиеся ускорениями колебаний сооружений при динамических порывах ветра, могут вызвать нарушения нормальных условий эксплуатации в помещениях верхних этажей высотных зданий. Учет средней и пульсационной составляющих ветрового давления, а также анализ аэроупругой динамической устойчивости конструкции являются обязательными при расчете по предельным состояниям.

* Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (проект № 211, задание № 2014/140 на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках базовой части государственного задания) и совместной российско-германской программы “Михаил Ломоносов” 2014–2015 гг.

Для решения задач аэродинамики зданий и сооружений в настоящее время существует два основных подхода: теоретический и экспериментальный. Теоретический подход основан на методах рациональной механики, в частности, механики жидкости и газа, и использует математические модели, описывающие нестационарные турбулентные течения несжимаемой среды. Для решения возникающих начально-краевых задач используются как теоретические, так и численные методы. Во второй половине прошлого столетия были получены качественные представления о гидродинамических процессах в атмосфере [1–3] и тем самым разработана определенная теоретическая база [4–6], позволяющая оценивать ветровые воздействия. Развитие вычислительной техники и численных методов сделало возможным использование вычислительных технологий для решения задач гидро- и газодинамики, в том числе внешней аэродинамики сооружений [7–10]. Второй подход основан на экспериментальных исследованиях в аэродинамических трубах [11–14] с последующей обработкой экспериментальных данных и получением эмпирических инженерных зависимостей, описывающих ветровые воздействия на различные объекты [15–17]. Однако эти методики позволяют оценить среднюю и пульсационную составляющие ветровой нагрузки лишь для очень простых конфигураций и не могут учитывать интерференцию зданий, а также сложные явления самовозбуждающихся колебаний и резонанса, возникающих при внешнем динамическом воздействии.

Один из способов исследования аэродинамики зданий в процессе проектирования основан на использовании программных комплексов компьютерной инженерии (ANSYS CFD [18], Sofistik CFD [19] и т.д.), позволяющих оценить ветровые нагрузки на здания на основе численного моделирования. В последние годы появились работы, посвященные использованию коммерческих пакетов для решения задач ветровой аэродинамики. Оценка адекватности вычислений проводится на основе сравнения параметров течения с результатами экспериментальных исследований [20–22].

Характерной особенностью аэродинамики всех строительных объектов является плохообтекаемый профиль, что обуславливает большое лобовое сопротивление и сложную вихревую структуру течения с образованием рециркуляционных и отрывных зон, вторичных струйно-отрывных течений. Типичными примерами плохообтекаемых тел являются тела призматической формы, наиболее простым из которых является куб. Описанию структуры течений в окрестности куба в широком диапазоне скоростей потока и углов атаки посвящены экспериментальные [23–24] и численные [25–27] исследования.

Параметры течения в окрестности установленного на пластине куба достаточно подробно измерены в работе [23]. В работе [24] экспериментально исследована вихревая структура и теплообмен дозвукового течения воздуха в окрестности куба, расположенного на плоской пластине, при обтекании под различными углами атаки. Описаны характерные закономерности структуры отрывного потока, такие как отрывные зоны перед кубом, на крышке куба и за ним, подковообразные вихри перед телом, сводообразные вихри за телом, зоны рециркуляции на боковых гранях. Здесь же изучалось влияние вихревой структуры на особенности распределения тепловых потоков.

Следует отметить, что реальные строительные объекты обычно имеют высоту, в несколько раз превосходящую поперечный размер в плане, что обуславливает необходимость исследования структуры течения в окрестности тел, развитых в вертикальной плоскости. Простейшим из таких тел является призма квадратного сечения с характерным размером поперечного сечения b и высотой h такой, что $h > b$.

Другой особенностью задач ветровой аэродинамики является то, что высота типичных строительных объектов существенно меньше толщины атмосферного пограничного слоя. Для того чтобы результаты измерений в аэродинамических трубах можно было перенести на реальные строительные объекты, пограничный слой в окрестности исследуемого объекта должен удовлетворять этому требованию, что существенно уменьшает число установок, в которых такие исследования могут проводиться. Рабочая

группа Архитектурного института Японии (АИЯ) провела серию экспериментов по моделированию течения в окрестности параллелепипеда с соотношением сторон 1:1:2, “погруженного” в пограничный слой [28], а также выполнила сопоставление данных экспериментов и результатов расчетов с использованием различных CFD-кодов [20]. В работе [20] для моделирования турбулентного трехмерного течения использовались осредненные по Рейнольдсу трехмерные уравнения Навье–Стокса (RANS), дополненные полуэмпирической k - ε моделью турбулентности [29], а также прямое численное моделирование (DNS) [30]. Результаты расчетов были сопоставлены с данными экспериментов по значениям турбулентной кинетической энергии (ТКЭ) и средней скорости в характерных вертикальных и горизонтальных сечениях вблизи призмы. Также в работе [20] было приведено сравнение результатов, полученных с помощью нескольких модификаций k - ε моделей турбулентности, по предсказанию масштабов отрывных зон. Следует отметить, что представленные результаты расчетов имеют существенный разброс и неудовлетворительное количественное согласование с данными экспериментов по ТКЭ, кроме того, в работе не проанализирована пространственная структура течения.

В работах [21, 22] приведены результаты расчетов в ANSYS CFD в условиях эксперимента [28] для течения в окрестности отдельно стоящей призмы. Использовались полуэмпирические модели k - ε [29], k - ω [31] и гибридная модель переноса сдвиговых напряжений k - ω SST [32]. Было получено удовлетворительное соответствие расчетных и экспериментальных данных по профилям скоростей и ТКЭ в ряде вертикальных и горизонтальных сечений. Однако структура вихревого течения, исследование характера и расположения отрывных зон, а также влияние выбора модели турбулентности на упомянутые выше параметры не проводились.

Таким образом, пространственная структура течения в окрестности развитых в вертикальной плоскости призматических тел требует дополнительного исследования. Также требуется обоснование возможности применения RANS-подхода для моделирования пространственных отрывных течений в окрестности плохообтекаемых тел.

В предыдущих работах [33–35] авторами было выполнено численное исследование двумерных нестационарных турбулентных течений несжимаемого газа в окрестности модельных плохообтекаемых тел в рамках подходов, основанных на решении нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (URANS). Показано удовлетворительное согласование проведенных расчетов с экспериментальными данными в описании качественной картины течения и по частотам срыва вихрей с кромок тел. Также в работе [33] было выполнено моделирование трехмерного течения в окрестности установленного на пластине параллелепипеда, однако не для всех сечений получено удовлетворительное согласование экспериментальных и расчетных результатов профилей ТКЭ и не был проведен анализ вихревой структуры течения.

Настоящая работа посвящена моделированию пространственного турбулентного отрывного течения в окрестности установленной на пластине призмы. Исследована трехмерная структура течения в окрестности призмы, получены поля параметров течения, проведено сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными по средней скорости и ТКЭ в характерных сечениях; представлено сравнение результатов расчетов, полученных с помощью нескольких моделей турбулентности.

1. Методы моделирования турбулентных течений

Для решения сформулированной задачи ветровой аэродинамики в настоящей работе используются нестационарные осредненные по Рейнольдсу трехмерные уравнения Навье–Стокса. Компоненты тензора турбулентных напряжений, необходимые для замыкания исходной системы уравнений, вычисляются через параметры осредненного потока в соответствии с гипотезой Буссинеска [7]. Для вычисления турбулентной вязкости используются несколько двухпараметрических моделей турбулентности.

В качестве первой модели (Модель 1) рассмотрена классическая k - ε модель турбулентности [29], включающая дифференциальные уравнения баланса для кинетической энергии турбулентности k и скорости диссипации ε :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k},$$

где μ — коэффициент динамической вязкости, μ_t — турбулентная вязкость, G_k — член порождения кинетической энергии турбулентности, S — тензор скоростей деформаций, определяемые как:

$$\mu_t = \rho C_\mu (k^2/\varepsilon), \quad G_k = -\overline{\rho u_i' u_j'} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} = \mu_t |S|^2, \quad |S| \equiv \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right),$$

где $\sigma_k = 1$ и $\sigma_\varepsilon = 1,3$ — турбулентные числа Прандтля для k и ε соответственно, $C_\mu = 0,09$ — эмпирическая константа вязкости, $C_{1\varepsilon} = 1,44$, $C_{2\varepsilon} = 1,92$ — эмпирические константы; по повторяющимся индексам i и j проводится суммирование.

Также использована классическая k - ω модель Уилкокса [31] (Модель 2). Удельная скорость диссипации ω связана с кинетической энергией турбулентности k и диссипацией ε соотношением $\varepsilon = C_\mu k \omega$. В этом случае уравнения баланса для k и ω принимают вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega,$$

где $G_\omega = a \cdot G_k \cdot \omega / k$ — член порождения в уравнении для удельной скорости диссипации, а $Y_k = \rho \beta^* k \omega$ и $Y_\omega = \omega \beta \omega^2$ — члены диссипации в уравнениях кинетической энергии и удельной скорости диссипации соответственно, $a = 1$, $\beta^* = 0,09$, $\beta = 0,072$, $\sigma_k = 2$, $\sigma_\varepsilon = 2$ — эмпирические константы модели.

В работе также проведены расчеты на основе предложенной Ментером комбинированной модели переноса сдвиговых напряжений (SST) [32]. Модель турбулентности k - ω SST отличается от классической k - ω модели наличием в уравнении баланса удельной скорости диссипации (1) перекрестного члена D_ω :

$$D_\omega = 2(1 - F_1) \rho \frac{1}{\omega \sigma_{\omega,2}} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j},$$

где $\sigma_{\omega,2} = 1,168$, а F_1 находится как:

$$\Phi_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0,09 \omega y}, \frac{500 \mu}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4 \rho k}{\sigma_{\omega,2} D_\omega^+ y^2} \right], \quad F_1 = \tanh(\Phi_1^4),$$

$$D_\omega^+ = \max \left(2 \rho \frac{1}{\sigma_{\omega,2}} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right).$$

Турбулентная вязкость $\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \cdot \frac{1}{\max(1/a, SF_2/(a_1\omega))}$,

$$F_2 = \tanh(\Phi_2^4),$$

$$\Phi_2 = \max\left(2 \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega}\right),$$

где $a_1 = 0,31$ — эмпирическая константа.

Так как в области пограничного слоя удельная скорость диссипации ω монотонно убывает от стенки, перекрестный член D_ω будет равен нулю в области между стенкой и точкой максимума ТКЭ, что фактически означает использование в этой области $k-\omega$ модели турбулентности. В остальной же области, где D_ω принимает отличные от нуля значения, это означает переход на $k-\varepsilon$ модель. Это позволяет использовать при расчете преимущества обеих моделей.

Одним из существенных недостатков классических двухпараметрических моделей турбулентности, описанных выше, является сильная генерация кинетической энергии турбулентности и, как следствие, турбулентной вязкости. Завышение генерации кинетической энергии турбулентности в области взаимодействия пограничного слоя с неблагоприятными градиентами давления приводит к неверным расчетным результатам, в частности к существенному занижению размеров отрывных зон [36, 37]. Для ограничения члена порождения G_k используется функция-ограничитель. В частности, в работе [32] предложен ограничитель вида

$$G_k = \min(G_k, C_{\text{lim}} \rho \varepsilon), \quad (2)$$

не допускающий превышения порождения кинетической энергии турбулентности над порождением диссипации более чем в C_{lim} раз. В настоящей работе рассматривается вариант классической $k-\omega$ модели турбулентности с использованием ограничителя (2) с $C_{\text{lim}} = 3$ (Модель 2.1) и вариант $k-\omega$ SST модели с $C_{\text{lim}} = 10$ (Модель 3).

Альтернативным вариантом, позволяющим снизить уровень турбулентной вязкости в случае высокого уровня скоростей деформаций S , является замена тензора скоростей деформаций S в члене генерации G_k тензором завихренности Ω [38] (Модель 2.2 для $k-\omega$ модели турбулентности и Модель 3.1 для $k-\omega$ SST модели турбулентности): $G_k = \mu_t S |\Omega|$,

$$|\Omega| = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}, \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad \text{где } \Omega_{ij} \text{ — тензор скоростей завихренности.}$$

2. Физико-математическая постановка задачи и методы расчета

Рассмотрим турбулентное изотермическое течение несжимаемого воздуха в окрестности закрепленного на пластине параллелепипеда (рис. 1а) высотой $h = 0,16$ м с соотношением сторон 1:1:2, что соответствует модели здания в масштабе. Характерная скорость в ядре потока составляет $U_\infty = 7,68$ м/с, толщина пограничного слоя $\delta = 1$ м. Скорость набегающего потока на высоте h составляет $U_h = 4,7$ м/с. Число Рейнольдса Re набегающего потока для характерного линейного масштаба $L = \delta$ и скорости потока U_∞ составляет $5,22 \times 10^5$.

Расчеты проведены с использованием модуля вычислительной гидродинамики Fluent программного комплекса ANSYS, который включает широкий диапазон математических моделей и пользовательских инструментов и позволяет моделировать турбулентные отрывные течения в окрестности плохообтекаемых тел.

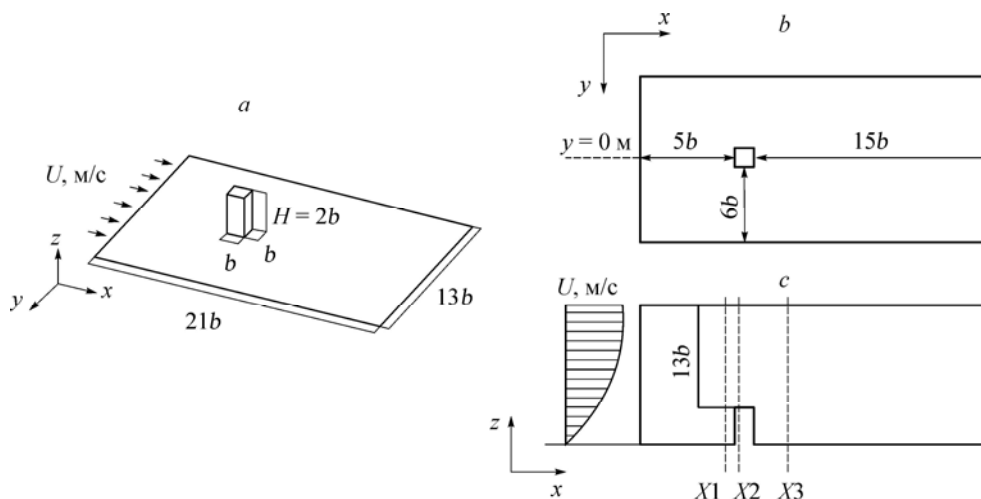


Рис. 1. Геометрия задачи (a) и схема расчетной области в плане (b) и в разрезе (c).

Для моделирования течения в окрестности параллелепипеда выбрана расчетная область (рис. 1b, 1c) с характерными размерами $13b \times 21b \times 15b$. Размеры расчетной области выбраны с учетом характерного масштаба b таким образом, чтобы границы области не оказывали влияния на результаты расчета [20]. Начало глобальной системы координат находится на пластине в центральной точке нижнего сечения параллелепипеда.

На входе в расчетную область задавались профили скорости, кинетической энергии турбулентности и скорости диссипации турбулентности, полученные из экспериментальных данных. На стенках подложки и параллелепипеда использовалось граничное условие прилипания. На выходе из расчетной области применено условие постоянства статического давления $\Delta P = P_{\text{ст}} - P_0 = 0$. На верхней границе расчетной области использовалось условие симметрии, обеспечивающее отсутствие потока через эту границу.

Моделирование проводилось в изотермическом приближении на основе трехмерных нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса, записанных в физических переменных [39] и дополненных моделями турбулентности, описанными в разделе 1. Для приближенного решения начально-краевой задачи использовались методы конечных объемов и расщепления по физическим процессам (метод проекции) [40]. Расчетная сетка конечных объемов строилась с применением сеточного препроцессора ANSYS Meshing. Общее число узлов неструктурированной пространственной сетки конечных объемов (рис. 2) составляло около 3,5 млн. Для всех расчетных случаев безразмерное расстояние до стенки в первом расчетном узле $y^+ \approx 1$.

Получение монотонного решения обеспечивалось за счет применения противопоточной схемы второго порядка точности для расчета конвективных членов и центрально-разностной схемы второго порядка точности для вязких членов. Для аппроксимации уравнений по временной переменной использовалась неявная схема второго порядка точности.

3. Определение параметров набегающего потока

На первом этапе проводилось предварительное численное моделирование течения в окрестности пластины, где исследовалось влияние параметров входного потока на толщину пограничного слоя и профили средней скорости и ТКЭ, которые задавались на входе в расчетную область основной задачи. Моделирование выполнялось на основе решения двумерных стационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений

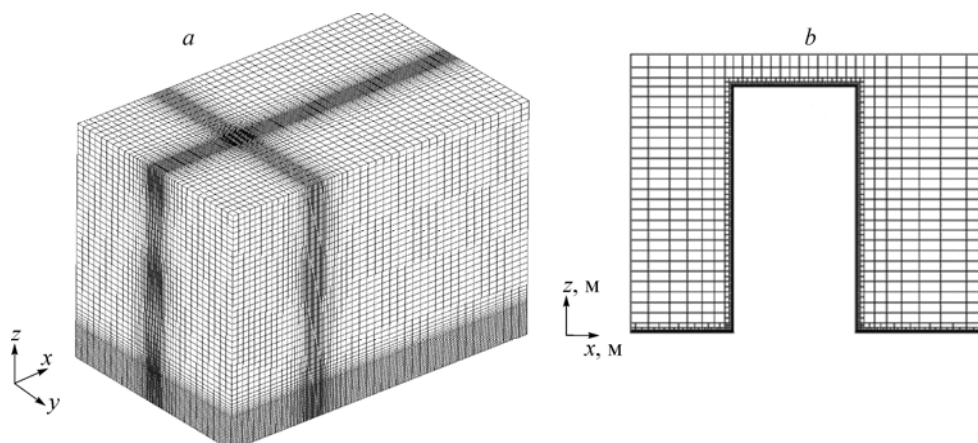


Рис. 2. Сетка конечных объемов (а) и фрагмент сетки в сечении $y/b = 0$ в окрестности параллелепипеда (b).

Навье–Стокса, дополненных $k-\omega$ SST и $k-\varepsilon$ моделями турбулентности. Расчетная область представляет собой прямоугольник размерами $1,6 \times 1,5$ м с сеткой 200×120 ячеек. В этих расчетах расстояние от первой расчетной ячейки до стенки пластины составляло 10^{-4} м.

Экспериментальный профиль скорости набегающего потока [28] с помощью метода наименьших квадратов аппроксимирован функцией $U(z) = U_\infty z^{0,27}$, где z — вертикальная координата по пространству, в дальнейшем функция используется в качестве входного граничного условия для скорости.

Из экспериментальных данных [28] с помощью линейной интерполяции был получен профиль ТКЭ набегающего потока $K(z)$. Значения диссипации турбулентных пульсаций вычислялись как [41] $\varepsilon(z) = C_\mu^{0,75} \cdot K(z)^{3/2} / L$, где $L = \max(z, b)$ — характерный линейный масштаб турбулентных вихрей, b — характерный поперечный размер квадратной призмы.

На выходе из расчетной области, как и в основной задаче, для относительного давления использовалось условие $\Delta P = P_{\text{ст}} - P_0 = 0$ атм, а на верхней границе расчетной области — условие симметрии.

На рис. 3 представлены профили продольной компоненты скорости (а) и кинетической энергии турбулентности (b) во входном сечении и в сечениях X1 и X2, расположенных на расстоянии $5b$ (2) и $10b$ (3) от входного сечения. Оба профиля получены в расчетах с $k-\omega$ SST моделью турбулентности при условии гладкой стенки на пластине. Хорошее соответствие профилей в разных сечениях по максимальным значениям ТКЭ

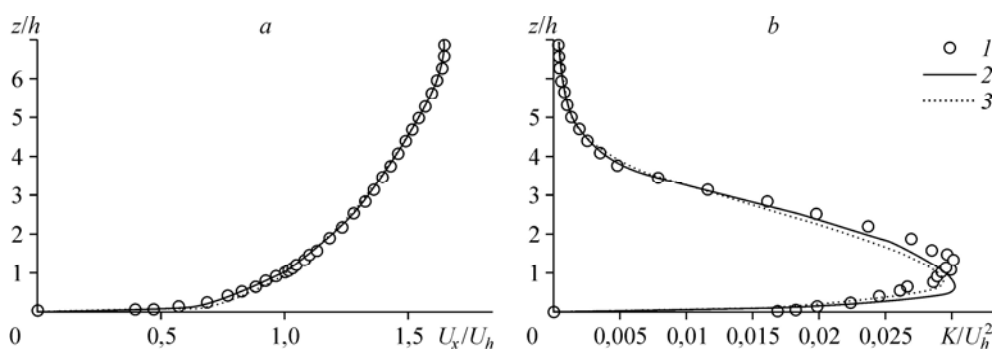


Рис. 3. Профили продольной компоненты скорости (а) и кинетической энергии турбулентности (b) во входном сечении (1) и в сечениях, расположенных на расстоянии $5b$ (2) и $10b$ (3), для гладкой стенки с использованием $k-\omega$ SST модели турбулентности.

и толщине пограничного слоя позволяет заключить, что граничные условия на входе заданы верно. Однако наполненность профиля средней скорости несколько растет при удалении от входного сечения, что может быть связано с шероховатостью подстилающей поверхности, а также может свидетельствовать о неравновесности пограничного слоя из-за наличия внешних возмущений в эксперименте.

В последующих трехмерных расчетах течения в окрестности призмы в качестве входных граничных условий использовались описанные выше профили и граничное условие гладкой стенки для подстилающей поверхности.

4. Результаты трехмерных расчетов и их обсуждение

На втором этапе была проведена серия расчетов течения в окрестности параллелепипеда с использованием моделей турбулентности, описанных в разделе 1. Во всех расчетных случаях, описанных ниже, получено установившееся решение с уменьшением невязок всех уравнений до уровня 10^{-4} . На основе анализа расчетных данных были выявлены общие закономерности, характеризующие рассматриваемое течение.

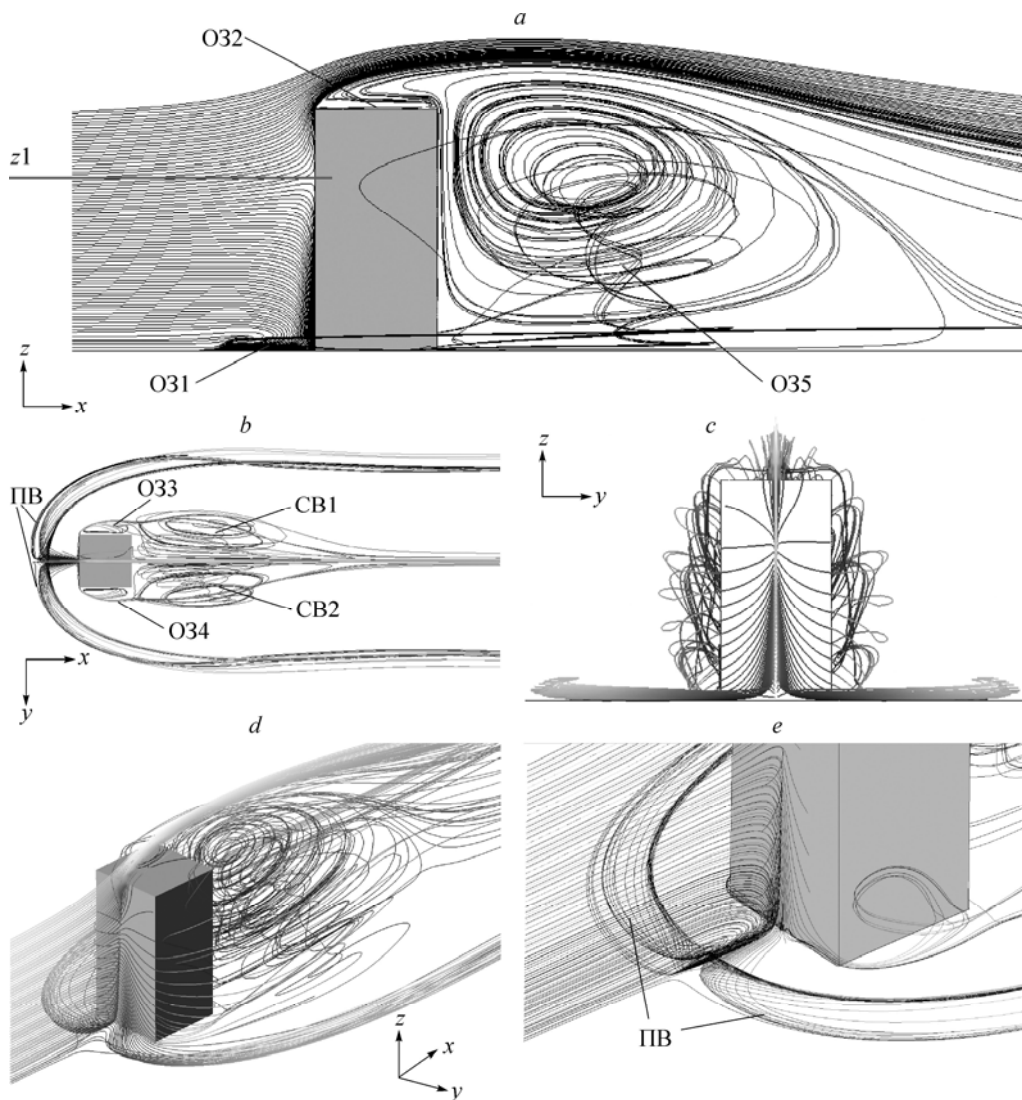


Рис. 4. Структура течения в окрестности параллелепипеда.

Вид сбоку (a), сверху (b) и спереди (c), а также трехмерная картина пространственного отрывного течения (d, e).

Течение в окрестности параллелепипеда имеет комплексную пространственную вихревую структуру (рис. 4). В отличие от двухмерного случая [32] в центре фронтальной поверхности призмы существует вертикальная линия растекания, в окрестности которой набегающий поток разделяется и, стекая по фронтальной поверхности, срывается с боковых кромок, образуя отрывные зоны около боковых поверхностей. Кроме того, на этой линии симметрии наблюдается растекание потока вверх и вниз от точки z_1 , расположенной на высоте $0,7 \div 0,8 h$ (рис. 4a). Тем самым, на фронтальной поверхности тела образуется седловая особая точка. При разделении часть потока уходит вверх и, срываясь с передней верхней кромки параллелепипеда, обтекает отрывную зону O32 на его крышке (рис. 4a). Основная часть потока стекает вдоль фронтальной поверхности призмы вниз и к боковым граням тела и вновь разделяется вблизи подложки. Пристенная часть потока вдоль внутреннего ребра между подложкой и фронтальной поверхностью уходит к боковым кромкам лобовой поверхности тела (рис. 4e), срывается с них, огибает симметричные отрывные зоны O33 и O34 на боковых стенках тела и в виде развитых восходящих вихрей СВ1 и СВ2 объединяется с обширной отрывной зоной O35 (рис. 4a) за телом. Оставшаяся часть потока попадает в отрывную зону O31 перед телом (рис. 4a) и образует симметричный слабозакрученный подковообразный вихрь ПВ (рис. 4b, 4e), который огибает тело и отрывные зоны O33–O35 и устремляется во внешний поток.

На рис. 5 представлены размеры и формы основных отрывных зон на поверхности пластины и крышке призмы, полученные в расчетах с использованием различных моделей турбулентности. “Отпечатки” отрывных зон соответствуют областям с отрицательным сдвиговым напряжением τ_{xy} . Так, из рисунка видно, что наименее протяженные отрывные зоны O31 перед параллелепипедом ($\approx 0,8b$ в центральном сечении $y = 0$), O35 за параллелепипедом ($\approx 3,3b$ в центральном сечении $y = 0$) и O32 на его крышке

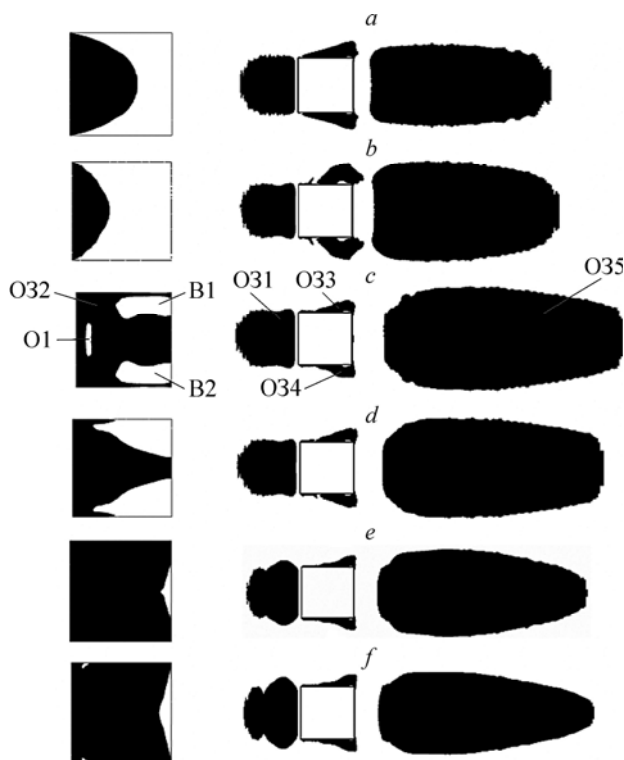


Рис. 5. Размеры и формы основных отрывных зон на крышке призмы (слева) и на поверхности пластины (справа), полученные в расчетах с использованием различных моделей турбулентности.

Модели: 1 (a), 2 (b), 2.1 (c), 2.2 (d), 3 (e), 3.1 (f).

($\approx 0,4b \div 0,6b$ в центральном сечении $y = 0$) получены в расчетах с моделями 1 и 2, для которых характерны высокие значения турбулентной вязкости. Это приводит к завышению значений турбулентных касательных напряжений вблизи стенки и, как следствие, к уменьшению размеров расчетных отрывных зон. В случае сильного ограничения порождения кинетической энергии турбулентности (модель 2.1) длина отрывных зон существенно увеличивается и для О31 и О32 приблизительно равна b , а для О35 — $4,5b$. При этом возникает ярко выраженный трехмерный эффект в области отрывной зоны на крышке, появляется вторичный отрыв О1 (рис. 5с).

Анализ показывает, что отличие картины отрывных зон О32 на крышке при расчетах с разными моделями турбулентности обусловлено различным поведением восходящих вихрей и отрывной зоны за телом. Так, в расчетах с моделями 1 и 2 восходящие вихри СВ1 и СВ2 попадают в отрывную зону О35, но из-за высокого уровня ТКЭ быстро диссипируют и не достигают крышки параллелепипеда. Для остальных моделей (рис. 4д и 5с–5f) восходящие вихри СВ1 и СВ2, описанные выше, достигают крышки и вытесняют отрывную зону О32 на крышке. “Следы” вихрей (В1, В2) можно видеть на рис. 5с.

Для оценки высоты отрывных зон на рис. 6–8 приведены расчетные профили продольной компоненты средней скорости U_x и кинетической энергии турбулентных пульсаций K в характерных сечениях X1–X3, проходящих через центр призмы ($y/b = 0$), для которых в работе [28] приведены данные эксперимента. Сечение X1 соответствует $x/b = -0,75$ (рис. 6), X2 — $x/b = -0,25$ (рис. 7) и X3 — $x/b = 1,25$ (рис. 8).

Как видно из рис. 6а, 7а и 8а, профили продольной средней скорости U_x во всех сечениях имеют хорошее согласование с экспериментальными данными для всех рассматриваемых моделей. Отрывные зоны перед зданием в сечении X1 и на крышке в сечении X2 имеют высоту $\approx 0,035h$. Максимальная высота отрывной зоны за зданием в сечении X3 меньше h и достигает значений $0,625h \div 0,8h$ в зависимости от модели турбулентности.

Для сечения X1, расположенного в рециркуляционной отрывной зоне перед телом, максимальные значения расчетных профилей ТКЭ (рис. 6б) для моделей 1 и 2 существенно превышают экспериментальные. Модели 2.1, 2.2, 3 и 3.1 достаточно хорошо воспроизводят экспериментальный профиль ТКЭ, что подтверждается качественным и количественным согласованием.

В сечении X2, расположенном в области отрыва на крышке, результаты расчетов с этими моделями так же имеют качественное и количественное соответствие с экспериментальными данными по профилям ТКЭ (рис. 7б) во всех точках замеров, кроме точки,

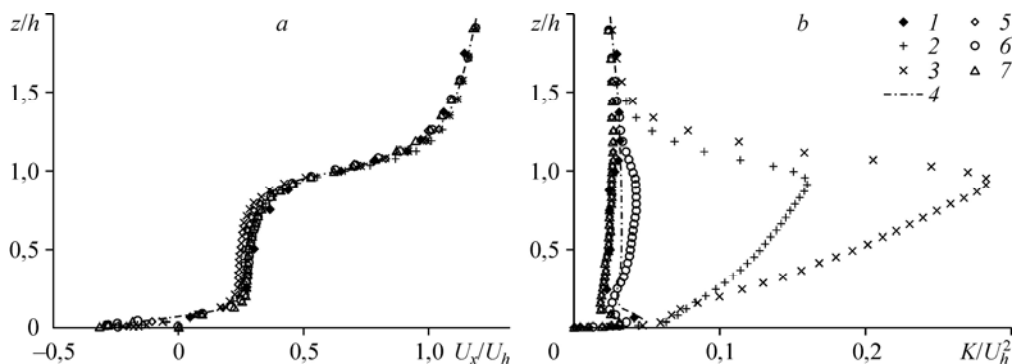


Рис. 6. Профили продольной средней скорости (а) и кинетической энергии турбулентности (б) в сечении X1, полученные по экспериментальным данным и в расчетах с различными моделями турбулентности.

Эксперимент (1), модели: 1 (2), 2 (3), 2.1 (4), 2.2 (5), 3 (6), 3.1 (7).

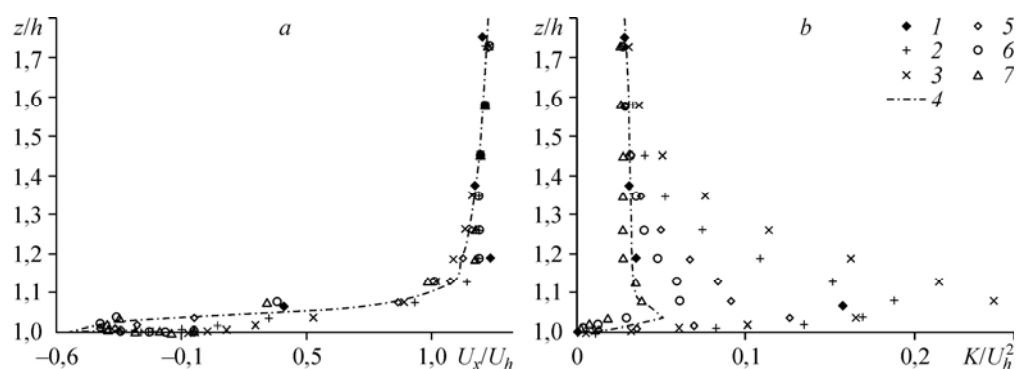


Рис. 7. Профили продольной средней скорости (а) и кинетической энергии турбулентности (b) в сечении X2, полученные по экспериментальным данным и в расчетах с различными моделями турбулентности.

Обозначения см. на рис. 6.

расположенной в непосредственной близости от поверхности крышки. Расчетные значения ТКЭ в этой точке существенно недопредсказывают данные эксперимента. Это может быть связано как с ограничением члена порождения ТКЭ, так и со значительной погрешностью экспериментальных данных, связанной со сложностью измерений пульсаций потока вблизи стенки. В сечении X3, расположенном в области отрыва за параллелепипедом, для всех рассматриваемых моделей получено лишь качественное согласование по профилям кинетической энергии турбулентности. В соответствии с распределением ТКЭ (рис. 9) для Модели 3.1, максимальные значения кинетической энергии турбулентности за телом возникают в сдвиговом слое между внешним потоком и рециркуляционной зоной O35. Нижний локальный максимум ТКЭ в сечении X3 на рис. 8b обусловлен переносом высоких значений ТКЭ частицами воздуха из сдвигового слоя внутрь отрывной области O35. Появление нижнего локального максимума ТКЭ, не зафиксированного в эксперименте, может быть связано с недостаточным сеточным разрешением этой части расчетной области и, как следствие, недостаточным разрешением сложной вихревой структуры отрывной зоны за телом.

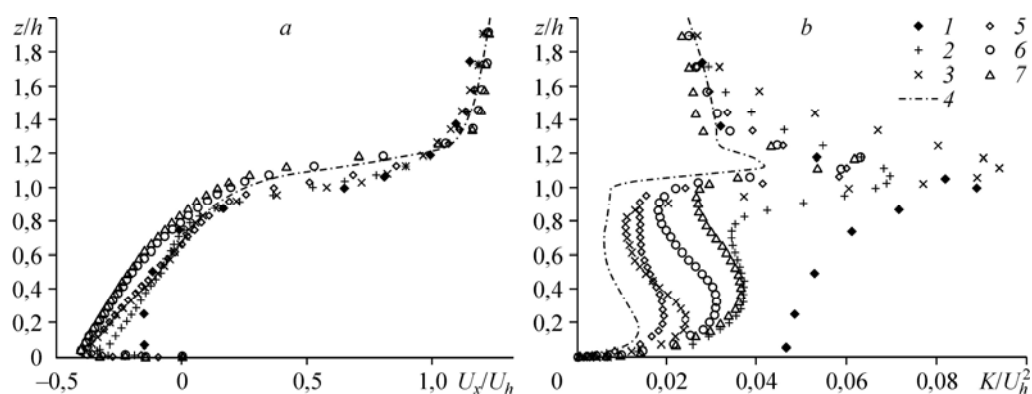


Рис. 8. Профили продольной средней скорости (а) и кинетической энергии турбулентности (b) в сечении X3, полученные по экспериментальным данным и в расчетах с различными моделями турбулентности.

Обозначения см. на рис. 6.

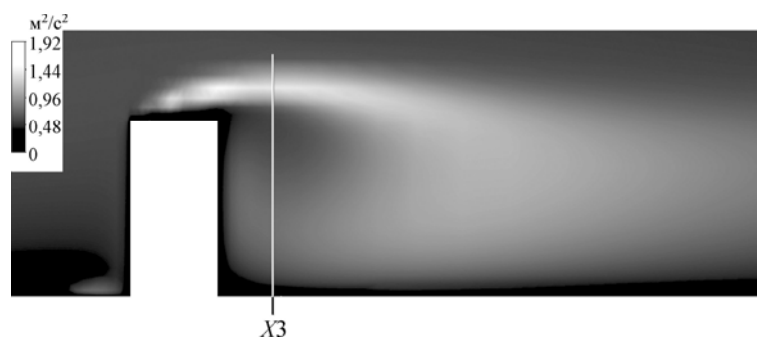


Рис. 9. Распределение ТКЭ в центральном продольном сечении ($y/b = 0$), полученное в расчете с Моделью 3.1.

Выводы

1. На основе численного моделирования в рамках URANS-подхода с тремя различными моделями турбулентности и их модификациями определено поле течения, реализующегося при обтекании призмы с квадратным сечением (параллелепипеда с соотношением сторон 1:1:2), установленной на плоской пластине.

2. Описана вихревая структура течения и отмечены следующие ее особенности:

- растекание потока по лобовой поверхности тела налево и направо от линии симметрии, а также вверх и вниз от критической седловой точки, расположенной на линии симметрии на высоте $0,7 \div 0,8 h$;

- образование передней, задней и боковых отрывных зон вблизи параллелепипеда, а также отрывной зоны на его крышке;

- образование симметричного подковообразного вихря перед телом, огибающего основные отрывные зоны;

- образование интенсивных восходящих вихрей, срывающихся с боковых граней параллелепипеда, которые в дальнейшем попадают в отрывную зону за телом и взаимодействуют с ней.

3. Показано, что восходящие вихри, образующиеся вблизи боковых граней, взаимодействуют с задней отрывной зоной и существенно влияют на форму и протяженность отрывной зоны на крышке.

4. Проведенное сравнение результатов расчетов с использованием различных моделей турбулентности показало согласование с экспериментальными данными по профилям средней скорости и ТКЭ в сечениях, расположенных в отрывных зонах перед телом, на крышке тела и за ним. При этом получено, что классические $k-\varepsilon$ и $k-\omega$ модели турбулентности в несколько раз завышают уровень турбулентности в области взаимодействия пограничного слоя с неблагоприятными градиентами давления.

5. Ограничение члена порождения ТКЭ позволяет снизить уровень турбулентной вязкости, предсказать вторичные отрывы и повысить точность предсказания ТКЭ в отрывных зонах перед телами на его крышке (погрешность $4 \div 20 \%$).

Список литературы

1. Матвеев Л.Т. Основы общей метеорологии. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 858 с.
2. Гилл А. Динамика атмосферы и океана: в 2 т. Т. 1. М.: Мир, 1986. 396 с.
3. Гилл А. Динамика атмосферы и океана: в 2 т. Т. 2. М.: Мир, 1986. 415 с.

4. Симву Э., Скаплан Р. Воздействие ветра на здания и сооружения / под ред. Б.Е. Маслова. М.: Стройиздат, 1984. 360 с.
5. Бирбраер А.Н., Роледер А.Ю. Экстремальные воздействия на сооружения. СПб.: Изд-во политехнического университета, 2009. 594 с.
6. Фершинг Г. Основы аэроупругости / пер. с нем. К.Ф. Плита; под ред. Г.М. Фомина. М.: Машиностроение, 1984. 600 с.
7. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: ГИТТЛ, 1950. 165 с.
8. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика: учебное пособие. В 10 т. Т. VI. Гидродинамика. 3-е изд., перераб. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. 736 с.
9. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.
10. Флэтчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей. М.: Мир, 1991. 52 с.
11. Соляник П.Н. Экспериментальная аэродинамика. Харьков: Нац. аэрокосм. ун-т “Харьковский авиационный институт”, 2007. 96 с.
12. Закс Н.А. Основы экспериментальной аэродинамики. М.: Оборонгиз, 1953. 371 с.
13. Горлин С.М. Экспериментальная аэродинамика. М.: Высшая школа, 1970. 423 с.
14. Николаев С.В., Острцов В.М. и др. Аэродинамические испытания макетов высотных зданий и комплексов // Уникальные и специальные технологии в строительстве. М.: Дом на Брестской, 2005. С. 82–84
15. Строительные нормы и правила. СНиП 2.01.07-85*. Нагрузки и воздействия. М.: ФГУП ЦПП, 2010. 72 с.
16. ENV 1991: Eurocode 1: Basis design and action on structures. Part 2-4: Wind action. CEN, 1994. 112 p.
17. Еврокод 1. Воздействия на конструкции. Ч. 1–4. Общие воздействия. Ветровые воздействия. Технический кодекс установившейся практики. Минск: Минстрой архитектура, 2010. 117 с.
18. ANSYS Fluent [Электронный ресурс] // ANSYS Software [Официальный веб-сайт]. URL: <http://www.ansys.com/Products/Simulation+Technology/Fluid+Dynamics/Fluid+Dynamics+Products/ANSYS+Fluent>.
19. SOFISTIKCFD [Электронный ресурс] // SOFISTIK [Официальный веб-сайт]. http://www.sofistik.com/no_cache/en/solutions/structural-fea/cfd-fluid-dynamics.
20. Mochida A., Tominaga Y., Murakami S., Yoshie R., Ishihara T., Ooka R. Comparison of various $k-\epsilon$ models and DSM applied to flow around a high-rise building — report on AIJ cooperative project for CFD prediction of wind environment // Wind and Structures. 2002. Vol. 5, No. 2–4. P. 227–244.
21. Дубинский С.И. Численное моделирование ветровых воздействий на высотные здания и комплексы: дис... канд. тех. наук: 05.13.18: защищена 29.06.2010. М., 2010. 198 с.
22. Behrouzi F., Nor Azwadi C.S., Nakisa M., Witri A. Numerical prediction of wind flow around the high-rise buildings by two equations turbulence models for urban street canyon // Proc. of the 15th Intern. Conf. on Math. and Comput. Methods in Sci. and Engng (MACMESE'13). Kuala Lumpur, Malaysia, April 2–4, 2013. P. 152–156.
23. Castro I.P., Robins A.G. The flow around a surface-mounted cube in uniform and turbulent streams // J. Fluid Mech. 1977. Vol. 79, No. 2. P. 307–336.
24. Терехов В.И., Гныря А.И., Коробков С.В. Вихревая картина турбулентного обтекания и теплообмен одиночного куба на плоской поверхности при различных углах атаки // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 4. С. 521–533.
25. Yakhot A., Liu H., Nikitin N. Turbulent flow around a wall-mounted cube: a direct numerical simulation // Inter. J. Heat Fluid Flow. 2006. Vol. 27. P. 994–1009.
26. Исаев С.А., Лысенко Д.А. Расчет нестационарного обтекания кубика на стенке узкого канала с помощью URANS и модели турбулентности Спаларта–Аллмареса // Инж.-физ. журн. 2009. Т. 83, № 3. С. 492–499.
27. Iaccarino G., Durbin P. Unsteady 3D RANS simulations using the V2-f model // Center for Turbulence Res. Annual Res. Briefs: Stanford University, 2000. P. 263–269.
28. Ishihara T., Hibi K. Turbulent measurements of the flow field around a high-rise building // Wind Engng. Japan, 1998. No.76. P. 55–64.
29. Launder B.E., Spalding D.B. Lectures in mathematical models of turbulence. London: Academic Press, 1972. 169 p.
30. Orszag S.A. Analytical theories of turbulence // J. Fluid Mech. 1970. Vol. 41. P. 363–386.
31. Wilcox D.C. Re-assessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models // AIAA J. 1988. Vol. 26, No. 11. P. 1299–1310.
32. Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA J. 1994. Vol. 32, No. 8. P. 1598–1605.
33. Вальгер С.А., Федоров А.В., Федорова Н.Н. Моделирование несжимаемых турбулентных течений в окрестности плохообтекаемых тел с использованием ПИК ANSYS Fluent // Вычислительные технологии. 2013. Т. 18, № 5. С. 27–40.
34. Вальгер С.А., Федорова Н.Н. Моделирование ветровых воздействий на конструкции в ПИК ANSYS // XXIII семинар по струйным, отрывным и нестационарным течениям: сборник тр. / ред.: Г.В. Кузнецова и др. Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2012. С. 73–77.

35. **Fedorov A.V., Fedorova N.N., Danilov M.N., Valger S.A.** Computations of wind environment and shock wave impact on the civil engineering constructions with Computer Aid Engineering methods // Proc. of 2012 Joint Symp. NSC–SB RAS. Taiwan-Russia Bilateral Symp. on Civil Engineering, November 2–3, 2012. Taiwan, Taipei, R.O.C., 2012. P. 2–30.
36. **Degani D., Schiff L.B.** Computation of turbulent supersonic flows around pointed bodies having crossflow separation // J. Computational Physics. 1996. Vol. 66, No. 1. P. 173–196.
37. **Menter F.R.** Performance of popular turbulence models for attached and separated adverse pressure gradient flows // AIAA J. 1992. Vol. 30, No. 8. P. 2066–2072.
38. **Kato, M., Launder B.E.** The modelling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders // Ninth Symp. on «Turbulent Shear Flows», Kyoto, Japan, August 16–18, 1993. P. 10–14.
39. **Blazek J.** Computational fluid dynamics: principles and applications. Amsterdam: Elsevier, 2005. 465 p.
40. **Chorin A.J.** Numerical solution of Navier–Stokes equations // Math. of Comp. 1968. P. 745–762.
41. **Naphon P.** Effect of curvature ratios on the heat transfer and flow developments in the horizontal spirally coiled tubes // J. Heat and Mass Transfer. 2007. P. 444–451.

Статья поступила в редакцию 15 июля 2014 г.