

## ВЕРИФИКАЦИЯ МОДЕЛЕЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИ АНАЛИЗЕ СТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ОКОЛО ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВЫСТУПА НА ПЛАСТИНЕ

В.Н. Афанасьев  
К.С. Егоров  
Кон Дехай

a-mvtu@yandex.ru  
egorovks@bmstu.ru  
kongdehai2013@gmail.com

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

---

### Аннотация

Проведена верификация двухпараметрических диссипативных моделей турбулентности и многопараметрической модели рейнольдсовых напряжений, реализованных в пакете ANSYS FLUENT с включением UDF (user defined function), для расчета плоского отрывного турбулентного течения около прямоугольного выступа на пластине. Выполнено сравнение численных прогнозов с экспериментально полученными профилями скорости и турбулентными характеристиками. Выявлено, что низкорейнольдсовая нелинейная ( $k-\varepsilon$ )-модель (LRN-LCL) и многопараметрическая модель рейнольдсовых напряжений (LRN-GL) более точно предсказывают поле средней скорости и анизотропию турбулентности до и после выступа

### Ключевые слова

Численные расчеты, модели турбулентности, прямоугольный выступ, пластина, пульсации скорости

Поступила в редакцию 31.05.2018  
© МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2018

---

*Работа выполнена при частичной поддержке Минобрнауки России (госзадание № 13.5521.2017/БЧ)*

**Введение.** Отрывные течения широко распространены как в природе, так и в технике. Экспериментальные и теоретические исследования структуры течения при обтекании выступов и углублений разного рода на исходно гладких поверхностях представляют значительный практический интерес, поскольку такие элементы конструктивного или случайного происхождения присутствуют на многих обтекаемых поверхностях. Отрыв пограничного слоя и его повторное присоединение около выступов и углублений существенно влияют на сопротивление и теплообмен. Анализ отрывных течений посвящены, например работы [1–4], в которых отмечается как сложность этого явления, так и трудности, с которыми приходится сталкиваться при выборе адекватных математических моделей.

В [2, 3] экспериментально исследовали средние и пульсационные динамические и тепловые характеристики отрывного обтекания воздухом одиночного прямоугольного выступа на плоской пластине, обогреваемой по закону  $q_{ст} = \text{const}$ . Выступ прямоугольной формы высотой 0,032 м и шириной 0,032 м устанавливался на нагреваемую нижнюю стенку перпендикулярно потоку на расстоянии 0,46 м от входа в рабочий участок. Все измерения выполнены с помощью как микрозонда

Пито — Прандтля с микротермопарой  $d = 0,0001$  м, специально разработанного и созданного для работы в пограничном слое, так и термоанемометрического комплекса Dantec Dynamics, что позволило исследовать ламинарный подслой, переходную область пограничного слоя, а также получить средние и пульсационные характеристики течения. Неопределенности средней скорости и температуры оценены как  $\pm 4$  и  $\pm 3,6$  %, неопределенность измерения среднеквадратического значения продольных пульсаций скорости и температуры — как  $\pm 8$  и  $\pm 7$  %.

Стандартная двухпараметрическая диссипативная ( $k$ - $\varepsilon$ )-модель довольно широко используется в инженерных расчетах. Как известно, она с высокой точностью предсказывает тонкое сдвиговое турбулентное течение, но имеет трудности с прогнозированием характеристик сложных течений, связанных с сильным градиентом давления, отрывом потока, большой кривизной линии тока [5]. Прогресс в компьютерах и вычислительных технологиях вызвал появление ряда модифицированных версий ( $k$ - $\varepsilon$ )-модели вихревой вязкости. Они учитывают различные эффекты, улучшающие прогнозирование сложных течений. В [6] введена модификация в стандартную ( $k$ - $\varepsilon$ )-модель для подавления перепроизводства генерации турбулентности в застойных зонах. Однако эта модификация не подходит к обычным сдвиговым течениям. С другой стороны, Realizable ( $k$ - $\varepsilon$ )-модель (RKE-модель) удовлетворяет ограничениям нормальных рейнольдсовых напряжений и лучше согласуется с природой турбулентных течений, что достигается введением функциональной зависимости вместо константы  $C_\mu$  [7]. В [8] учитываются низкорейнольдсовые эффекты, причем колмогоровский масштаб скорости вводится вместо динамической скорости, равной нулю в точке отрыва. Таким образом, реализуется демпфирование вихревой вязкости в пристеночной области. Модель V2F [9] расширяет возможности стандартной ( $k$ - $\varepsilon$ )-модели за счет двух дополнительных уравнений, описывающих пристеночную анизотропию турбулентности и нелинейные эффекты. Отличительной особенностью этой модели является использование масштаба скоростей  $\overline{v^2}$  вместо кинетической энергии турбулентности  $k$  для оценки вихревой вязкости, улучшающее демпфирование турбулентного переноса близко к стенке. Давидсоном и другими была предложена модификация для  $\overline{v^2}$  в зоне, далекой от стенки [10]. Также в отрывных течениях имеет место неравновесность средних и турбулентных структур, которая учитывается, например, в [11] в алгебраической модели рейнольдсовых напряжений ASM, основанной на гипотезе пропорциональности составляющих тензора рейнольдсовых напряжений и энергии турбулентности.

Линейные двухпараметрические модели базируются на предположении Буссинеска и имеют погрешности в представлении разностей нормальных рейнольдсовых напряжений. Уточнение определения генерации кинетической энергии турбулентности и учета ее анизотропии связано с построением нелинейных моделей вихревой вязкости (NLEVM), в которых вводятся дополнительные нелинейные члены. По сравнению с линейными моделями они облада-

ют существенными преимуществами. Однако при этом сохраняется реализованное в них предположение о квазиравновесности турбулентности.

В настоящей работе проведено численное исследование средних и пульсационных динамических характеристик отрывного течения около одиночного прямоугольного выступа на пластине. Исследование выполнено с использованием вычислительного программного пакета ANSYS FLUENT, версия 17.2 (license number: 339001) [12]. Система исходных дифференциальных уравнений, описывающих процессы переноса количества движения, решена конечно-объемным методом в рамках процедуры коррекции давления SIMPLEC [13]. Противопоточная схема второго порядка аппроксимации выбрана в результате дискретизации конвективных членов уравнений переноса импульса, кинетической энергии турбулентности, скорости турбулентной диссипации и других зависимых переменных в многопараметрических моделях. Другая коммерческая программа ANSYS ICEM CFD версия 17.2 используется для генерации структурированной сетки. Численные прогнозы, полученные с помощью выбранных моделей, сравниваются с экспериментальными данными авторов [2, 3].

**Математическая модель.** Рассматривается двумерное обтекание турбулентным потоком несжимаемой вязкой жидкости одиночного прямоугольного выступа, расположенного на нижней плоской стенке. Геометрические размеры модели соответствуют размерам экспериментального участка (рис. 1).

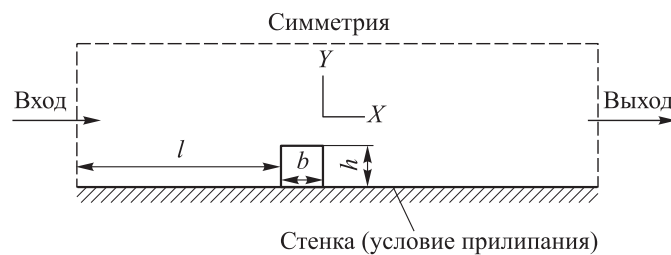


Рис. 1. Схема расчетной области для выступа

Система уравнений Навье — Стокса для описания стационарного турбулентного движения вязкой несжимаемой ньютоновской жидкости при отсутствии массовых сил может быть представлена в скалярно-тензорной форме [13]:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

— уравнение неразрывности;

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (U_i U_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u_i' u_j'} \right] \quad (2)$$

— уравнение движения.

Здесь  $U_i$  и  $P$  — осредненные по времени скорость и давление;  $\rho$  и  $\nu$  — молекулярные плотность и вязкость.

**Линейная модель вихревой вязкости (LEVM)** [5]. Стандартная ( $k$ - $\varepsilon$ )-модель формулируется на основе предположения Буссинеска, в котором тензор рейнольдсовых напряжений записывается как

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k. \quad (3)$$

Турбулентная вязкость определяется как

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (4)$$

где  $k$  — кинетическая энергия турбулентности;  $\varepsilon$  — скорость диссипации.

Пять различных линейных моделей турбулентности — стандартная ( $k$ - $\varepsilon$ )-модель с модификацией Като — Лаундера (SKE-KL) [6], Realizable ( $k$ - $\varepsilon$ )-модель (RKE) [7], низкорейнольдсовая AKN-модель [8], четырехпараметрическая модель V2F [10] и алгебраическая модель напряжений Рейнольдса в рамках приближения пограничного слоя (ASM-BL) [11] — были выбраны для замыкания системы уравнений Навье — Стокса.

**Нелинейные модели вихревой вязкости (NLEVM).** Нелинейные модели используют явные алгебраические связи между тензором рейнольдсовых напряжений, тензором скоростей деформаций и составляющими осредненных тензоров вращения. Нелинейные ( $k$ - $\varepsilon$ )-модели имеют обобщенную напряженно-деформированную формулу в общем виде [14]:

$$\begin{aligned} \overline{u'_i u'_j} = & \frac{2}{3} \delta_{ij} k - 2\nu_t S_{ij} + C_1 \nu_t \frac{k}{\varepsilon} \left( S_{ik} S_{kj} - \frac{1}{3} S_{kl} S_{kl} \delta_{ij} \right) + \\ & + C_2 \nu_t \frac{k}{\varepsilon} (\Omega_{ik} S_{kj} + \Omega_{jk} S_{ki}) + C_3 \nu_t \frac{k}{\varepsilon} \left( \Omega_{ik} \Omega_{jk} - \frac{1}{3} \Omega_{lk} \Omega_{lk} \delta_{ij} \right) + \\ & + C_4 \nu_t \frac{k^2}{\varepsilon^2} (S_{ki} \Omega_{lj} + S_{kj} \Omega_{li}) S_{kl} + C_5 \nu_t \frac{k^2}{\varepsilon^2} \left( \Omega_{il} \Omega_{lm} S_{mj} + S_{il} \Omega_{lm} \Omega_{mj} - \frac{2}{3} S_{lm} \Omega_{mn} \Omega_{nl} \delta_{ij} \right) + \\ & + C_6 \nu_t \frac{k^2}{\varepsilon^2} S_{ij} S_{kl} S_{kl} + C_7 \nu_t \frac{k^2}{\varepsilon^2} S_{ij} \Omega_{kl} \Omega_{kl}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $C_1, \dots, C_7$  — модельные коэффициенты;  $\nu_t$  — турбулентная вязкость, которая определяется из соотношения (4).

Разные нелинейные модели имеют различные формулы для коэффициентов  $C_1$ – $C_7$  и  $C_\mu$ , как следствие, получаются различные квадратные и кубические нелинейные модели. В квадратной нелинейной ( $k$ - $\varepsilon$ )-модели коэффициенты  $C_4$ – $C_7$  равны нулю, а члены с коэффициентами  $C_1$ – $C_3$  обеспечивают различные значения между нормальными напряжениями, т. е. квадратные члены способны предсказать анизотропию нормальных напряжений. Коэффициенты  $C_4$ – $C_7$  в кубических членах учитывают влияние кривизны линий тока и эффект завихрения в рейнольдсовых напряжениях. В настоящей работе сравниваются пять

нелинейных  $(k-\varepsilon)$ -моделей: высоко- и низкорейнольдсовы квадратные нелинейные модели (модели SZL и LRN-SSG) [15, 16], две высокорейнольдсовые кубические нелинейные модели (CLS-модель [17], EM-модель [14]) и низкорейнольдсовая кубическая нелинейная модель (LRN-LCL-модель) [18].

Низкорейнольдсовая квадратная нелинейная модель (LRN-SSG-модель) и низкорейнольдсовая кубическая нелинейная модель (LRN-LCL-модель) базируются на низкорейнольдсовых  $(k-\varepsilon)$ -моделях, в которых введена демпфирующая функция для учета влияния стенки. Высокореинольдсовы нелинейные модели основываются на стандартной  $(k-\varepsilon)$ -модели с применением модифицированных пристеночных функций.

**Дифференциальная модель для напряжений Рейнольдса (DRSM).** Для реинольдсовых напряжений использовалась модель Гибсона — Лаундера с низкорейнольдсовой модификацией Лаудера — Шима (LRN-GL) [19, 20].

Член корреляции давления и напряжения

$$\varphi_{ij} = \varphi_{ij}^s + \varphi_{ij}^r + \varphi_{ij,w}, \quad (6)$$

где  $\varphi_{ij}^s$  и  $\varphi_{ij}^r$  — медленный и быстрый члены корреляции давления и напряжения,  $\varphi_{ij}^s = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left( \overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right)$ ,  $\varphi_{ij}^r = -C_2 \left( P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right)$ ,  $P = \frac{1}{2} P_{ii}$ ;  $\varphi_{ij,w}$  — член отражения стенки;

$$\begin{aligned} \varphi_{ij,w} = & C_1' \frac{\varepsilon}{k} \left( \overline{u'_k u'_m} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u'_i u'_k} n_j n_k - \frac{3}{2} \overline{u'_j u'_k} n_i n_k \right) \frac{C_l k^{3/2}}{\varepsilon d} + \\ & + C_2' \frac{\varepsilon}{k} \left( R_{km}^r n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} R_{ik}^r n_j n_k - \frac{3}{2} R_{jk}^r n_i n_k \right) \frac{C_l k^{3/2}}{\varepsilon d}, \end{aligned}$$

где  $n_k$  — компонент  $x_k$  единичного напряжения нормали к поверхности;  $d$  — расстояние до ближайшей поверхности.

Коэффициенты замыкания в низкорейнольдсовой модификации (Launder and Shima [20]):

$$C_1 = 1 + 2,58 A A_2^{0,25} \{1 - \exp[-(0,0067 R_t)^2]\}; \quad R_t = k^2 / \nu \varepsilon; \quad C_2 = 0,75 \sqrt{A};$$

$$C_1' = -\frac{2}{3} C_1 + 1,67; \quad C_2' = \max \left[ \left( \frac{2}{3} C_2 - \frac{1}{6} \right) / C_2, 0 \right]; \quad C_l = 0,392;$$

$$A = \left[ 1 - \frac{9}{8} (A_2 - A_3) \right]; \quad A_2 = a_{ik} a_{ki}; \quad A_3 = a_{ik} a_{kj} a_{ji}; \quad a_{ij} = \overline{u'_i u'_j} / k - \frac{2}{3} \delta_{ij}.$$

Следует отметить, что LRN-GL-модель реинольдсовых напряжений принадлежит к типу высокорейнольдсовых моделей и в ней используются модифицированные пристеночные функции.

**Граничные условия.** На входе в расчетную область задается постоянная скорость:  $U_\infty = 15,3$  м/с. Профили кинетической энергии турбулентности и скорости диссипации определяются из соотношений [11]:

$$k_0 = \frac{3}{2}(U_\infty I_0)^2; \quad \varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k_0^{3/2}}{l},$$

где  $I_0$  — интенсивность турбулентности в невозмущенном потоке ( $I_0 = 1\%$ );  $C_\mu$  — эмпирическая константа турбулентной модели ( $C_\mu = 0,09$ );  $l$  — турбулентный масштаб длины.

На выходе из расчетной области задаются условия продолжения решения (граничные условия). На нижней стенке и поверхности выступа задается условие прилипания:  $U = V = 0$ . На верхней стенке задано условие симметрии.

**Сеточная сходимость.** Для расчетной области строили структурированную сеточную декартову модель со сгущением в окрестности стенки и выступа. На первом этапе расчета проверяли сеточную сходимость решения с использованием Realizable ( $k$ - $\varepsilon$ )-модели турбулентности [7] с модифицированной пристеночной функцией (Enhanced wall treatment) [12]. Для прямоугольного выступа рассмотрены варианты сеток с 4387, 8832, 18 457, 24 837 ячейками. Значение параметра  $y^+$  в первом пристеночном узле для всех вариантов не превышало единицы. Влияние сетки на результаты расчета оценивали по локальным распределениям коэффициента трения на поверхности с прямоугольным выступом с разными сгущениями сетки. На рис. 2 видна приемлемая сходимость решения при уменьшении размеров ячеек. Максимальная разность результатов между вариантами 1 и 4 составляет 11,9 %, а между вариантами 3 и 4 — 3,1 %. В результате в качестве базовой выбрана сетка, состоящая из 18 457 четырехугольных ячеек.

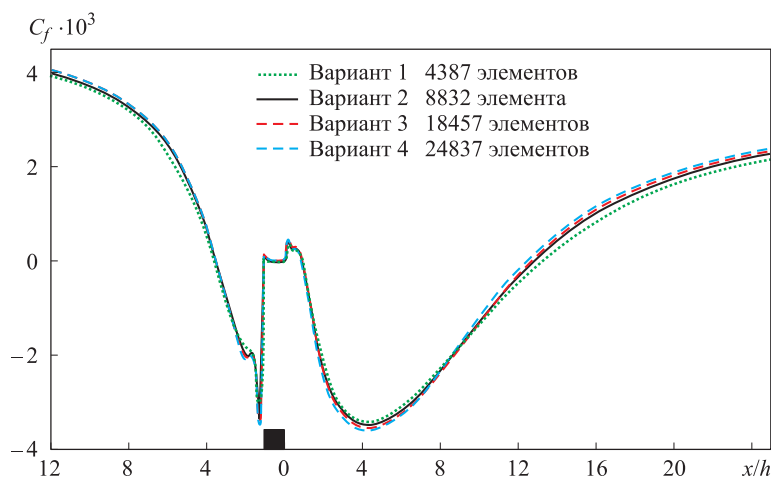
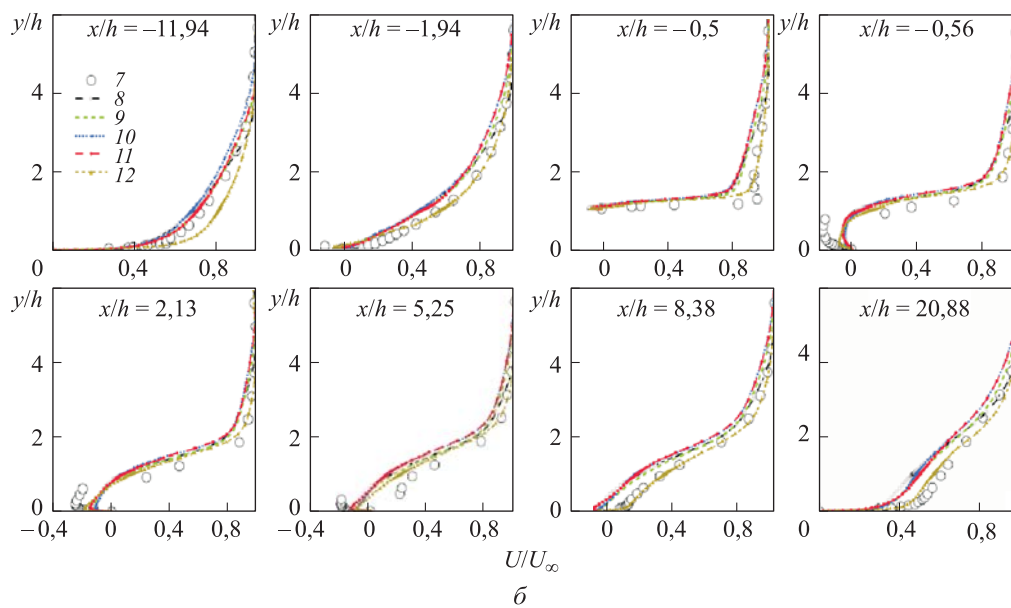
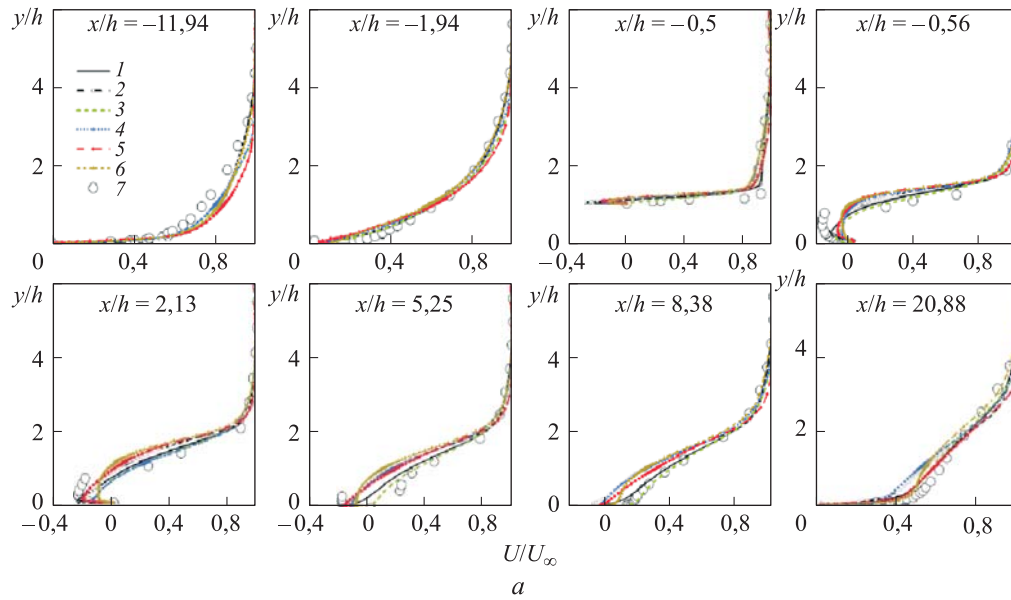


Рис. 2. Распределение локальных коэффициентов трения при разных вариантах сеточной модели в области прямоугольного выступа

**Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными.** Измерения в турбулентном пограничном слое выполнены в 11 сечениях [2] как перед прямоугольным выступом, так и за ним в диапазоне  $-11,94 < x/h < 20,88$ . Экспериментальные и расчетные безразмерные профили средних скоростей в исследованных сечениях сравниваются на рис. 3. Видно, что численные прогнозы, полученные с

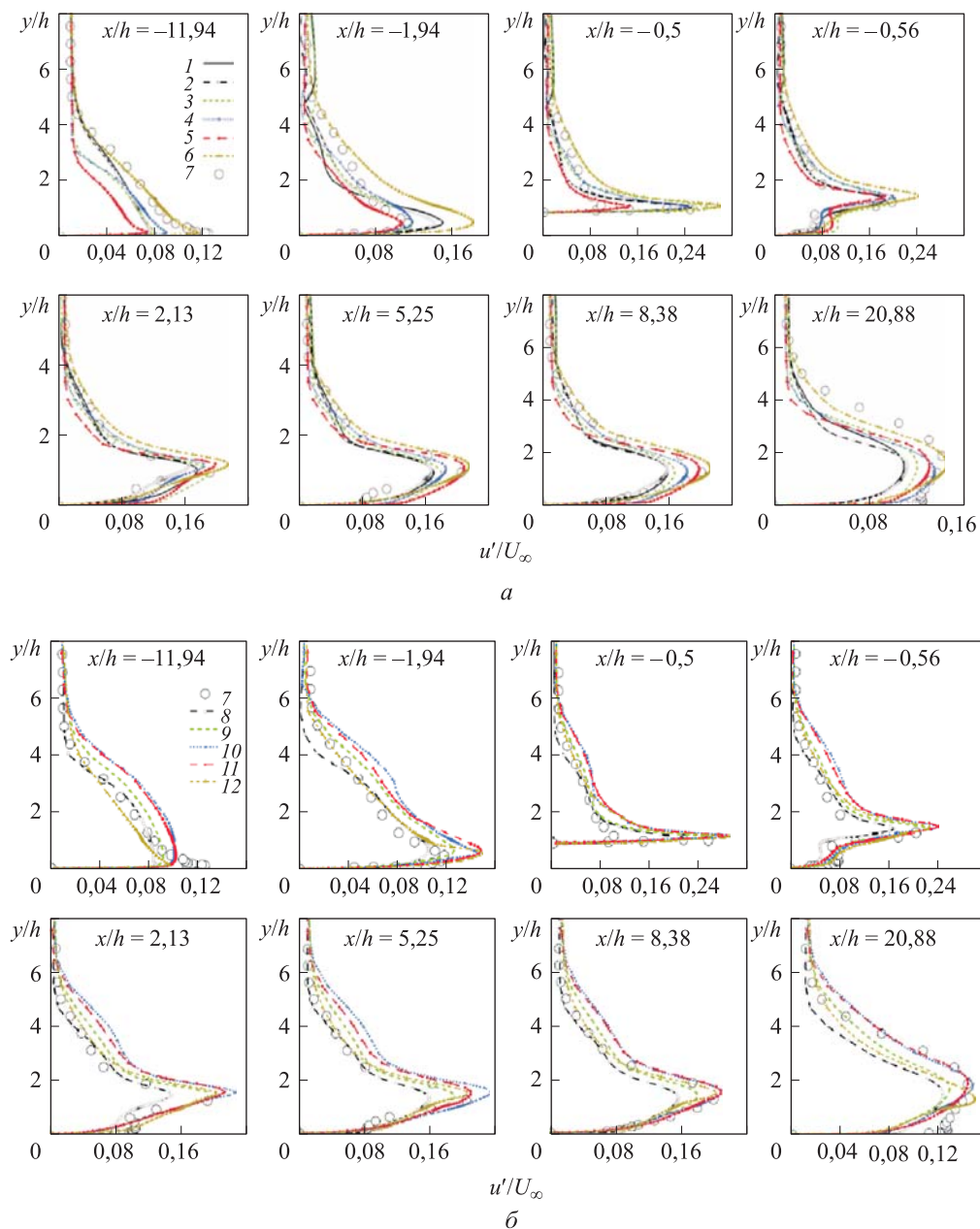
помощью рассмотренных моделей турбулентности, хорошо согласуются с экспериментальными данными [2, 3], причем за выступом в релаксационной зоне низкорейнольдсовая кубическая нелинейная модель LRN-LCL обеспечивает более точное описание рассматриваемого режима течения, чем другие модели.



**Рис. 3.** Распределение средней скорости при обтекании одиночного прямоугольного выступа:

*a* — линейные модели и модель реинольдсовых напряжений; 1 — SKE-KL; 2 — RKE; 3 — AKN; 4 — V2F; 5 — ASM-BL; 6 — LRN-GL; 7 — экспериментальные данные [2]; *б* — нелинейные модели; 7 — экспериментальные данные [2]; 8 — LRN-SSG; 9 — SZL; 10 — EM; 11 — CLS; 12 — LRN-LCL

На рис. 4 сравниваются расчетные и экспериментальные профили продольных пульсаций скорости в выбранных сечениях. Наблюдается в целом приемлемое согласие для всех рассмотренных моделей турбулентности. Однако в прогнозах пульсаций скорости по модели SKE-KL отмечается нефизический излом



**Рис. 4.** Распределение продольных пульсаций скорости при обтекании одиночного прямоугольного выступа:

*a* — линейные модели и модель реинولدсовых напряжений (1–7 — обозначения см. рис. 3);  
*б* — нелинейные модели (7–12 — обозначения см. рис. 3)

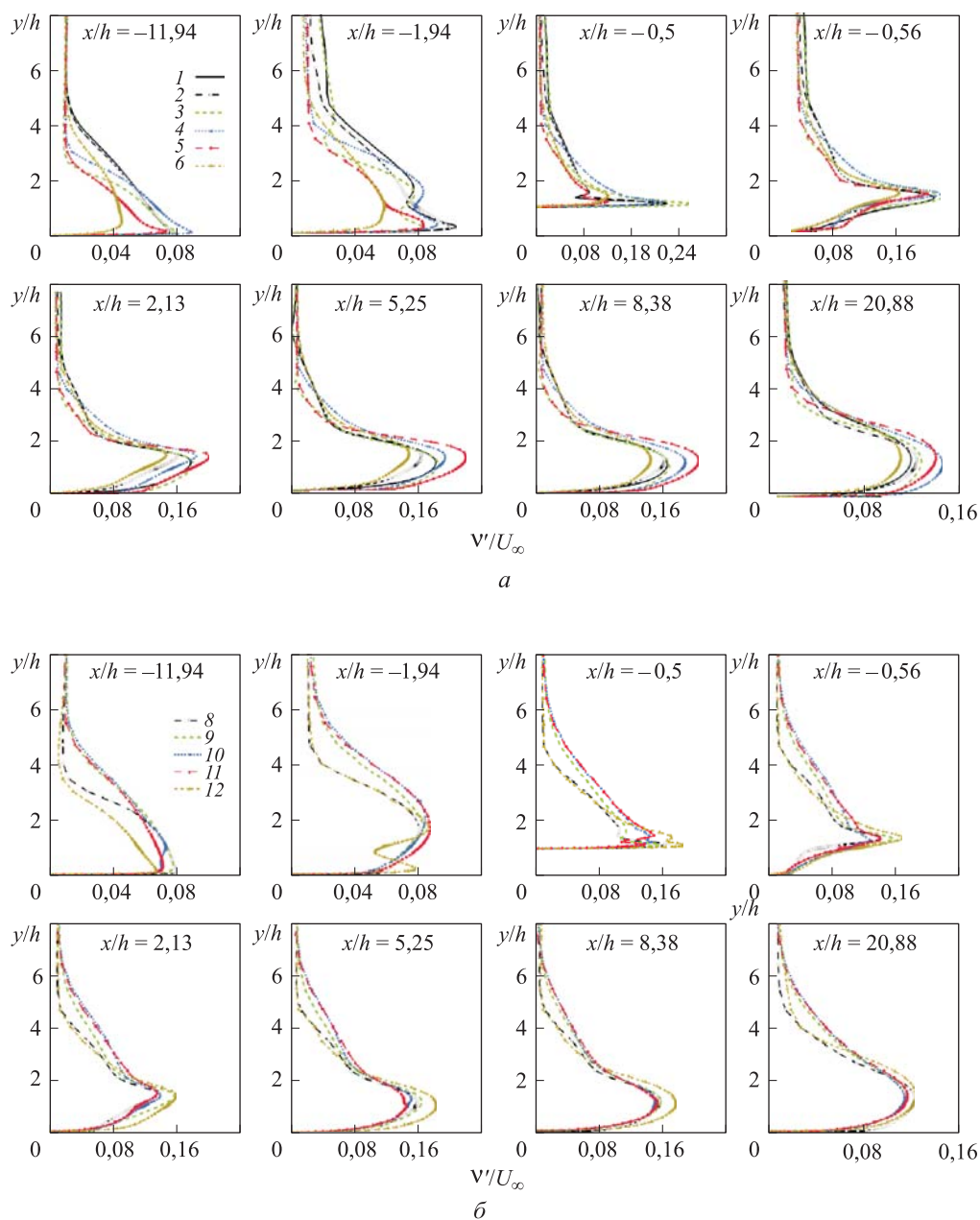


во внешней части пограничного слоя как до выступа, так и за ним. Кроме того, линейные модели (SKE-KL, RKE и AKN) подчас приводят к недооценке максимальных значений пульсаций скорости в выбранных сечениях у стенки или в зоне смещения, в то время как линейные модели (V2F и ASM-BL) и кубические нелинейные модели (EM, CLS и LRN-LCL), а также модель рейнольдсовых напряжений LRN-GL свободны от этого недостатка. Отметим, что в релаксационной зоне (сечения  $x/h = 11,5$  и  $x/h = 20,88$ ) линейные модели (SKE-KL, RKE и AKN) и все нелинейные модели не точны вблизи стенки, также наблюдается заметное отличие расчетных профилей продольных пульсаций скорости от экспериментальных.

На рис. 5 сравниваются расчетные профили поперечных пульсаций скорости в выбранных сечениях. Качественно они похожи. Величины поперечных пульсаций, определенные с помощью линейных моделей, имеют те же значения, что и продольные пульсации скорости. Однако значения поперечных пульсаций скорости, полученные с использованием нелинейных моделей и моделей напряжений Рейнольдса LRN-GL, оказались несколько меньше значений продольных пульсаций скорости, т. е. нелинейные модели способны предсказывать анизотропию турбулентности.

На рис. 6 сравниваются расчетные профили касательных рейнольдсовых напряжений в выбранных сечениях. Модели ASM-BL и LRN-GL с линеаризованным представлением момента давления-деформации дают более высокие значения касательных напряжений за выступом в релаксационной зоне по сравнению с другими линейными моделями и предсказывают меньшую длину присоединения (рис. 7). При подходе к выступу низкорейнольдсовая кубическая нелинейная LRN-LCL-модель предсказывает существенно более низкие касательные напряжения по сравнению с нелинейными моделями, однако в застойных зонах возле выступа (сечение  $x/h = -1,94$ ) прогнозируемые с помощью нелинейной кубической модели касательные напряжения превосходят напряжения, оцененные другими нелинейными моделями. За выступом в отрывных зонах (сечения  $x/h = 5,25$  и  $x/h = 8,38$ ) LRN-LCL-модель дает существенно более высокие значения касательных напряжений, чем другие нелинейные модели, и дальше ее прогнозы аналогичны предсказаниям по остальным нелинейным моделям.

На рис. 7 приведены поле скоростей потока и картины течения около одиночного прямоугольного выступа, рассчитанные по разным моделям. Как видно, рассчитанные длины отрывной зоны, определенные с помощью низкорейнольдсовых моделей (AKN, LRN-SSG, LRN-LCL), хорошо совпадают с экспериментальными данными ( $5,25 < L_r/h < 8,38$ ), а RKE-модель дает существенно завышенное значение ( $L_r/h = 12,7$ ). Отметим, что высокорейнольдсовая квадратная нелинейная SZL-модель позволяет получить лучшее согласие прогнозов с данными экспериментов по сравнению с высокорейнольдсовой кубической нелинейной моделью (CLS). Это можно объяснить тем, что коэффициенты в кубических членах нелинейных моделей (CLS) оказывают слишком сильное влияние на протяженные отрывные течения [18]. Стандартная ( $k-\epsilon$ )-модель с моди-

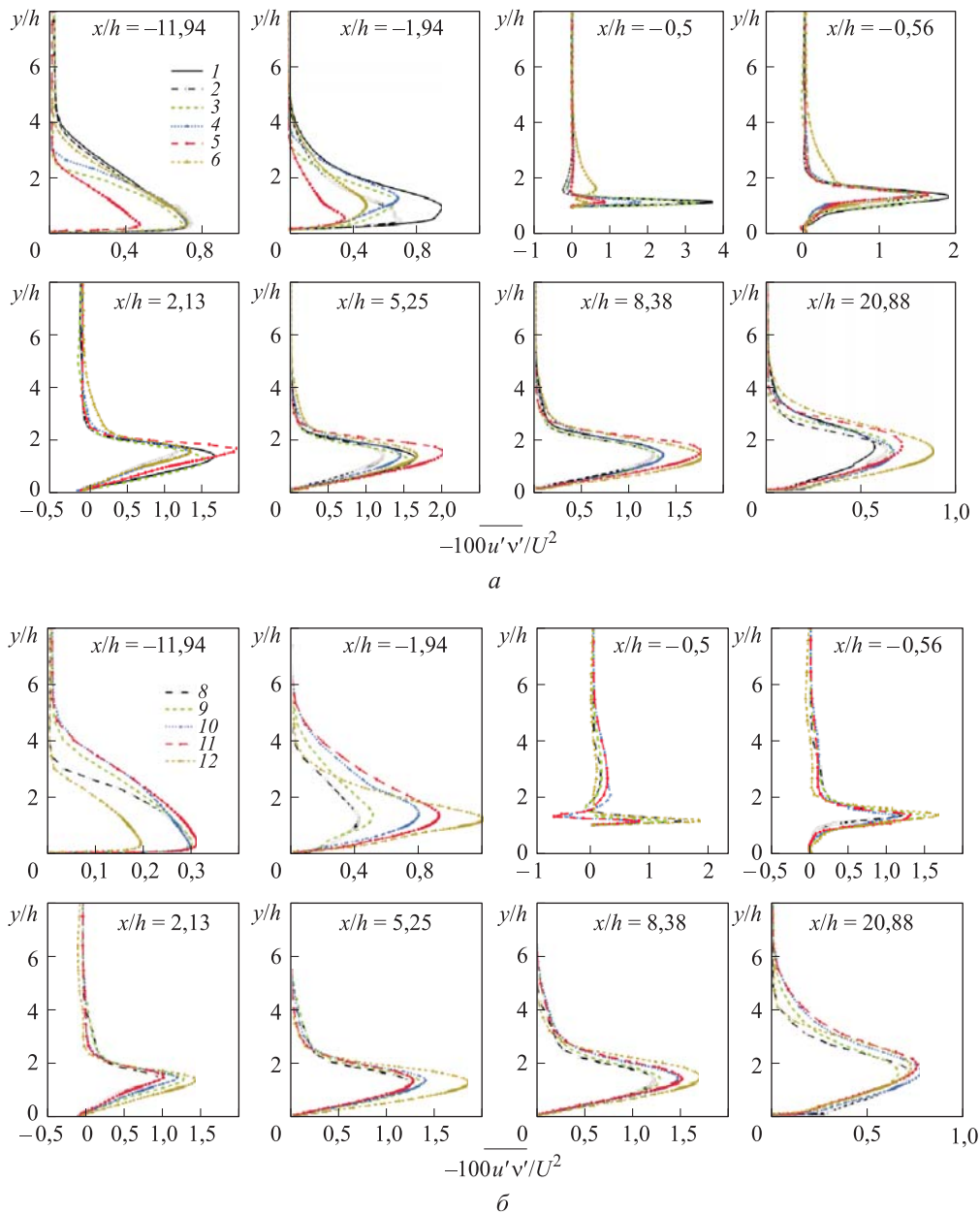


**Рис. 5.** Распределение поперечных пульсаций скорости при обтекании одиночного прямоугольного выступа:

*а* — линейные модели и модель реинольдсовых напряжений (1–6 — обозначения см. рис. 3);  
*б* — нелинейные модели (8–12 — обозначения см. рис. 3)

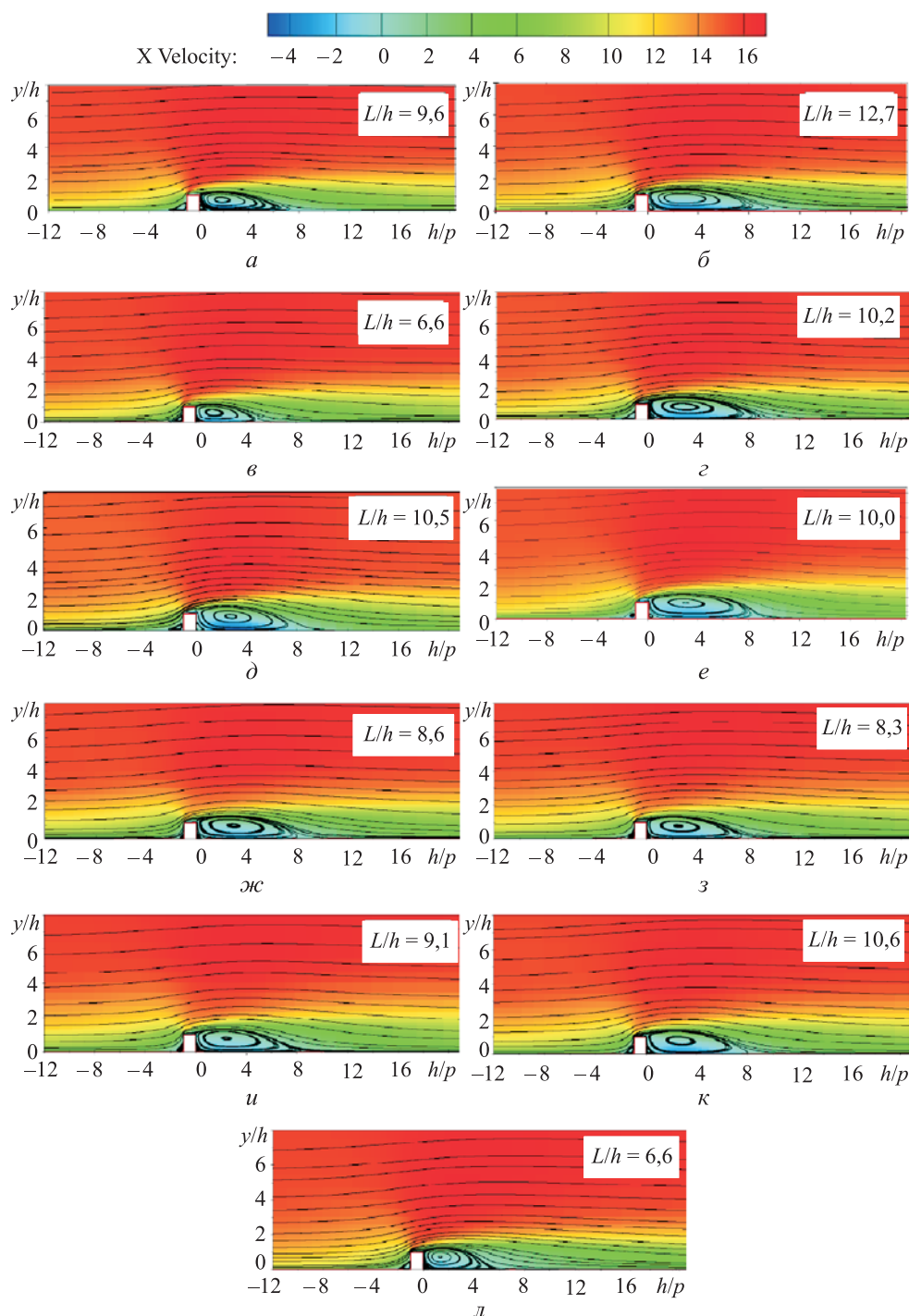
фикацией Като — Лаундера (SKE-KL) может снизить генерацию турбулентности возле точки присоединения, но приводит к дальнейшему уменьшению уровня энергии турбулентности в релаксационной зоне и, следовательно, прогнозирует завышенную длину присоединения. По сравнению с линейными моделями в не-

линейных моделях введены нелинейные члены из предположения Буссинеска, а коэффициент  $C_{\mu}$  выражается в виде функций инвариантов деформации и завихренности. Вследствие этого рассчитанная генерация кинетической энергии турбулентности существенно уменьшается в застойных зонах и более точно предсказывает длину отрывной зоны.



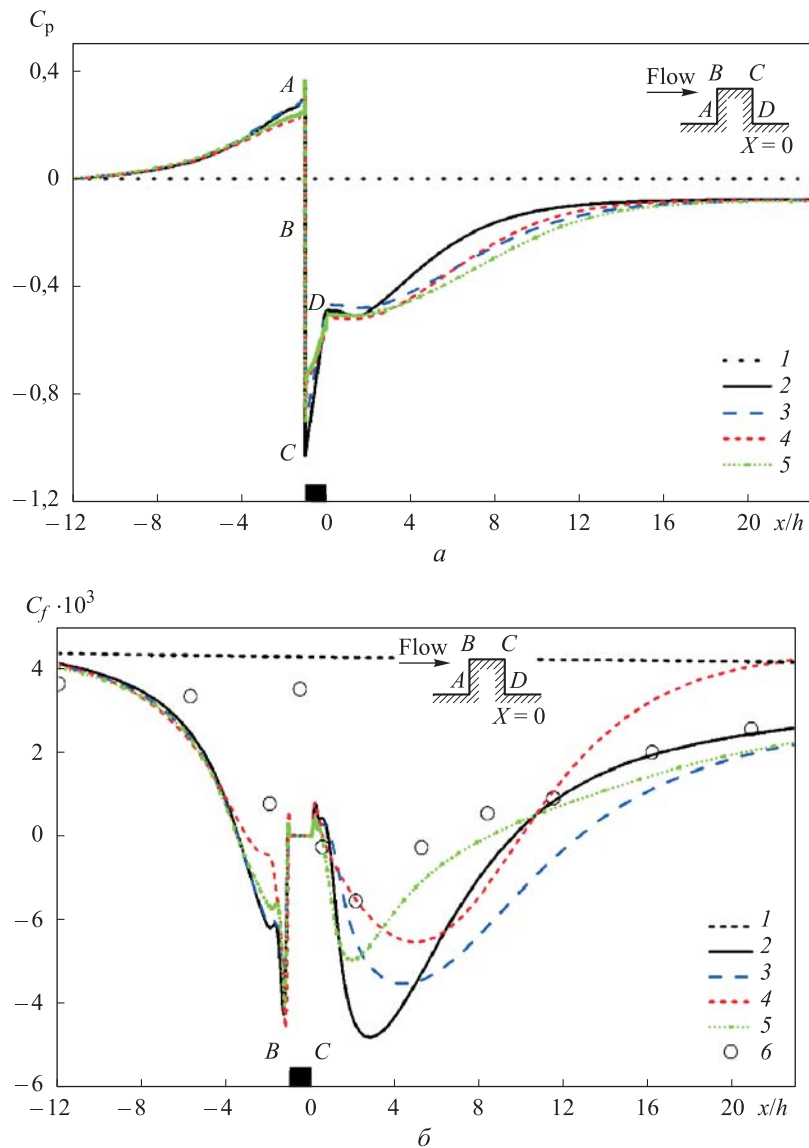
**Рис. 6.** Распределение касательных напряжений Рейнольдса при обтекании одиночного прямоугольного выступа:

*а* — линейные модели и модель реингольдсовых напряжений (1–6 — обозначения см. рис. 3);  
*б* — нелинейные модели (8–12 — обозначения см. рис. 3)



**Рис. 7.** Распределение продольной составляющей скорости и линия тока, рассчитанные 11 различными моделями для одиночного прямоугольного выступа:  
*a* — SKE-KL; *б* — RKE; *в* — AKN; *г* — V2F; *д* — ASM-BL; *е* — LRN-GL; *ж* — LRN-SSG; *з* — SZL;  
*и* — EM; *к* — CLS; *л* — LRN-LCL

На рис. 8 приведены распределение коэффициента давления, рассчитанное как  $C_p = 2\Delta P / (\rho U_\infty^2)$ , и значения локальных коэффициентов трения  $C_f = 2\tau_w / (\rho U_\infty^2)$ . Здесь  $\Delta P$  — перепад давления между первой точкой, расположенной на гладкой поверхности, и соответствующими точками в исследуемых сечениях. В процессе обработки экспериментальных данных в сечениях 1–2 и 8–11, где в профиле скорости имеет место логарифмический участок, локальные коэффициенты трения определяли по логарифмической части скорости в пограничном слое (метод



**Рис. 8.** Распределение локальных коэффициентов давления (а) и трения (б) на поверхности пластины с прямоугольным выступом:

1 — гладкая пластина; 2 — SKE-KL; 3 — RKE; 4 — LRN-GL; 5 — LRN-LCL; 6 — экспериментальные данные [2]

Клаузера) и по наклону профиля скорости в ламинарном подслое (закон Ньютона). Отметим, что использование данных методов определения коэффициентов трения не вполне правомочно. Приведенные результаты носят качественный характер, поскольку методы определения локальных коэффициентов трения в застойных и отрывных зонах нуждаются в уточнении и дополнительных экспериментальных исследованиях.

Распределения коэффициента давления, полученные с использованием трех разных моделей (RKE, LCL-GL и LRN-LCL), практически совпадают и заметно отличаются от распределений, полученных моделями SKE-KL в отрывной и релаксационной зонах. Из сопоставления численных прогнозов и экспериментальных данных для коэффициентов трения следует, что предпочтительнее модель LRN-LCL.

**Заключение.** Проведены верификационные расчеты по линейным (SKE-KL, RKE, AKN, V2F, ASM-BL) и нелинейным (SZL, LRN-SSG, EM, CLS, LRN-LCL) моделям вихревой вязкости, а также по модели с семью уравнениями переноса рейнольдсовых напряжений с линеаризованным представлением момента давление-деформации и низкорейнольдсовой модификацией Лаундера — Шарма (LRN-GL). Верификация выполнялась путем сравнения расчетных прогнозов профилей осредненной и пульсационной скорости с экспериментальными данными при поперечном обтекании прямоугольного выступа, расположенного на плоской пластине.

Показано, что достаточно простые линейные модели с двумя уравнениями на основе  $k$ - $\varepsilon$  (SKE-KL, RKE, AKN) могут использоваться в основном для расчета средней скорости потока до и после выступа. Более сложные линейные модели (V2F, ASM-BL) применимы для расчета не только средних, но и пульсационных характеристик. Нелинейные модели вихревой вязкости (особенно низкорейнольдсовая версия — LRN-LCL-модель) и модель переноса рейнольдсовых напряжений (Гибсона — Лаундера с низкорейнольдсовой модификацией) с семью дополнительными уравнениями предпочтительны при определении характеристик потока в непосредственной близости к стенке, а также в тех случаях, когда следует учитывать анизотропию турбулентности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Afanasyev V.N., Chudnovsky Ya.P., Leontiev A.I., Roganov P.S. Turbulent flow friction and heat transfer characteristics for spherical cavities on a flat plate // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 1993. Vol. 7. No. 1. P. 1–8. DOI: 10.1016/0894-1777(93)90075-T
2. Афанасьев В.Н., Трифонов В.Л., Гетья С.И., Кон Дехай. Выступ в турбулентном пограничном слое // *Машиностроение и компьютерные технологии.* 2017. № 10. С. 13–35. DOI: 10.24108/1017.0001312
3. Afanasyev V.N., Kong Dehai. Rectangular ribs in turbulent boundary layer on the initially smooth surface // *Journal of Physics: Conference Series.* 2017. Vol. 891. P. 012140. DOI: 10.1088/1742-6596/891/1/012140

4. *Smulsky Ya.I., Terekhov V.I., Yarygina N.I.* Heat transfer in turbulent separated flow behind a rib on the surface of square channel at different orientation angles relative to flow direction // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2012. Vol. 55. No. 4. P. 726–733.  
DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.10.037
5. *Leschziner M.A., Drikakis D.* Turbulence modelling and turbulent flow computation in aerodynamics // *The Aeronautical Journal*. 2002. Vol. 106. No. 1061. P. 349–384.  
DOI: 10.1017/S0001924000092137
6. *Kato M., Launder B.E.* The modeling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinder // *Ninth Symposium on turbulent shear flows*. Kyoto. 1993. Vol. 10-4. 6 p.
7. *Shih T.H., Liou W.W., Shabbir A., Yang Z., Zhu J.* A new  $k-\epsilon$  eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows — model development and validation // *Comput. Fluids*. 1995. Vol. 24. No. 3. P. 227–238. DOI: 10.1016/0045-7930(94)00032-T
8. *Abe K., Kondoh T., Nagano N.* A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flow I: flow field calculation // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1994. Vol. 37. No. 1. P. 139–151. DOI: 10.1016/0017-9310(94)90168-6
9. *Durbin P.A.* Separated flow computations with the  $k-\epsilon-v^2$  model // *AIAA J.* 1995. Vol. 33. No. 4. P. 659–664. DOI: 10.2514/3.12628
10. *Davidson L., Nielsen P.V., Sveningsson A.* Modifications of the  $v^2-f$  model for computing the flow in a 3D wall jet // *Proc. Int. Symp. Turbulence, Heat Mass Transfer*. 2003. Vol. 4. P. 577–584.
11. *Леонтьев А.И., Шишов Е.В., Захаров А.Ю.* Модель переноса теплоты и импульса в отрывном турбулентном течении за обратным уступом // *ДАН. Сер. Механика*. 1995. Т. 341. № 3. P. 341–345.
12. *Fluent 17.2 theory guide*. ANSYS Fluent Inc., 2016.
13. *Белов И.А., Исаев С.А., Коробков В.А.* Задачи и методы расчета отрывных течений несжимаемой жидкости. Л.: Судостроение, 1989. 256 с.
14. *Ehrhard J., Moussiopoulous N.* On a new nonlinear turbulence model for simulating flows around building shaped structures // *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 2000. Vol. 88. No. 1. P. 91–99. DOI: 10.1016/S0167-6105(00)00026-X
15. *Shih T.H., Zhu J., Lumley J.L.* A realizable Reynolds stress algebraic equation model. NASA-TM-105993. NASA, 1993. 38 p.
16. *Rhee G.H., Sung H.J.* A nonlinear low-Reynolds number heat transfer model for turbulent separated and reattaching flows // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2000. Vol. 43. No. 8. P. 1439–1448. DOI: 10.1016/S0017-9310(99)00223-9
17. *Craft T.J., Launder B.E., Suga K.* Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 1996. Vol. 17. No. 2. P. 108–115.  
DOI: 10.1016/0142-727X(95)00079-6
18. *Lien F.S., Chen W.L., Leschziner M.A.* Low Reynolds-number eddy-viscosity modeling based on non-linear stress-strain/vorticity relations // *Engineering turbulence modelling and experiments*. Elsevier Science. 1996. Vol. 3. P. 91–100.
19. *Gibson M.M., Launder B.E.* Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer // *Journal of Fluid Mechanics*. 1978. Vol. 86. No. 03. P. 491–511.  
DOI: 10.1017/S0022112078001251
20. *Launder B.E., Shima N.* Second-moment closure for the near-wall sublayer-development and application // *AIAA J.* 1989. Vol. 27. No. 10. P. 1319–1325. DOI: 10.2514/3.10267

**Афанасьев Валерий Никанорович** — д-р техн. наук, профессор кафедры «Теплофизика» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

**Егоров Кирилл Сергеевич** — канд. техн. наук, доцент кафедры «Теплофизика» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

**Кон Дехай** — аспирант кафедры «Теплофизика» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

**Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:**

Афанасьев В.Н., Егоров К.С., Кон Дехай. Верификация моделей турбулентности при анализе структуры турбулентного пограничного слоя около прямоугольного выступа на пластине // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. 2018. № 6. С. 72–89. DOI: 10.18698/0236-3941-2018-6-72-89

**TURBULENCE MODEL VALIDATION DURING ANALYSIS OF THE  
TURBULENT BOUNDARY LAYER STRUCTURE NEAR A RECTANGULAR  
RIDGE ON A PLATE**

V.N. Afanas'ev

K.S. Egorov

Dehai Kong

a-mvtu@yandex.ru

egorovks@bmtu.ru

kongdehai2013@gmail.com

**Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation**

---

**Abstract**

We present validation of dual-parameter dissipative turbulence models and a multiparameter Reynolds stress model that are implemented in the UDF (user defined function) enabled ANSYS FLUENT software package, for the case of two-dimensional detached turbulent flow near a rectangular ridge on a plate. We compared our numerical estimations to velocity curves and turbulence characteristics obtained in an experiment. We detected that the low-Reynolds-number non-linear ( $k-\varepsilon$ )-model (LRN-LCL) and the multi-parameter Reynolds stress model (LRN-GL) provide more accurate estimations of the average velocity field and turbulence anisotropy before and after the ridge

**Keywords**

*Numerical computations, turbulence models, rectangular ridge, plate, velocity pulses*

Received 31.05.2018

© BMSTU, 2018

---

*The study was partially supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (government assignment no. 13.5521.2017/BCh).*

**REFERENCES**

- [1] Afanasyev V.N., Chudnovsky Ya.P., Leontiev A.I., Roganov P.S. Turbulent flow friction and heat transfer characteristics for spherical cavities on a flat plate. *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 1993, vol. 7, no. 1, pp. 1–8. DOI: 10.1016/0894-1777(93)90075-T
- [2] Afanas'ev V.N., Trifonov V.L., Getya S.I., Kon Dehai. Rib in turbulent boundary layer. *Mashinostroenie i komp'yuternye tekhnologii* [Mechanical Engineering and Computer Science], 2017, no. 10, pp. 13–35 (in Russ.). DOI: 10.24108/1017.0001312



- [3] Afanasiev V.N., Kong Deuai. Rectangular ribs in turbulent boundary layer on the initially smooth surface. *Journal of Physics: Conference Series*, 2017, vol. 891, 012140 p.  
DOI: 10.1088/1742-6596/891/1/012140
- [4] Smulsky Ya.I., Terekhov V.I., Yarygina N.I. Heat transfer in turbulent separated flow behind a rib on the surface of square channel at different orientation angles relative to flow direction. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2012, vol. 55, no. 4, pp. 726–733. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.10.037
- [5] Leschziner M.A., Drikakis D. Turbulence modelling and turbulent flow computation in aerodynamics. *The Aeronautical Journal*, 2002, vol. 106, no. 1061, pp. 349–384.  
DOI: 10.1017/S0001924000092137
- [6] Kato M., Launder B.E. The modeling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinder. *Ninth Symposium on Turbulent Shear Flows*. Kyoto, 1993. Vol. 10-4. 6 p.
- [7] Shih T.H., Liou W.W., Shabbir A., Yang Z., Zhu J. A new  $k-\epsilon$  eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows — model development and validation. *Comput. Fluids*, 1995, vol. 24, no. 3, pp. 227–238. DOI: 10.1016/0045-7930(94)00032-T
- [8] Abe K., Kondoh T., Nagano N. A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flow I: flow field calculation. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1994, vol. 37, no. 1, pp. 139–151. DOI: 10.1016/0017-9310(94)90168-6
- [9] Durbin P.A. Separated flow computations with the  $k-\epsilon-v^2$  model. *AIAA J.*, 1995, vol. 33, no. 4, pp. 659–664. DOI: 10.2514/3.12628
- [10] Davidson L., Nielsen P.V., Svingsson A. Modifications of the  $v^2-f$  model for computing the flow in a 3D wall jet. *Proc. Int. Symp. Turbulence, Heat Mass Transfer*, 2003, vol. 4, pp. 577–584.
- [11] Leont'ev A.I., Shishov E.V., Zakharov A.Yu. Model for heat and momentum transport in turbulent separated flow behind a backward-facing step. *DAN. Ser. Mekhanika*, 1995, vol. 341, no. 3, pp. 341–345 (in Russ.).
- [12] Fluent 17.2 theory guide. ANSYS Fluent Inc., 2016.
- [13] Belov I.A., Isaev S.A., Korobkov V.A. Zadachi i metody rascheta otryvnykh techeniy neszhimaemoy zhidkosti [Problems and methods of calculating incompressible separated flows]. Leningrad, Sudostroenie Publ., 1989. 256 p.
- [14] Ehrhard J., Moussiopoulous N. On a new nonlinear turbulence model for simulating flows around building shaped structures. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2000, vol. 88, no. 1, pp. 91–99. DOI: 10.1016/S0167-6105(00)00026-X
- [15] Shih T.H., Zhu J., Lumley J.L. A realizable Reynolds stress algebraic equation model. NASA-TM-105993. NASA, 1993, 38 p.
- [16] Rhee G.H., Sung H.J. A nonlinear low-Reynolds number heat transfer model for turbulent separated and reattaching flows. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2000, vol. 43, no. 8, pp. 1439–1448.  
DOI: 10.1016/S0017-9310(99)00223-9
- [17] Craft T.J., Launder B.E., Suga K. Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 1996, vol. 17, no. 2, pp. 108–115.  
DOI: 10.1016/0142-727X(95)00079-6
- [18] Lien F.S., Chen W.L., Leschziner M.A. Low Reynolds-number eddy-viscosity modeling based on non-linear stress-strain/vorticity relations. *Engineering turbulence modelling and experiments. Elsevier Science*, 1996, vol. 3, pp. 91–100.

[19] Gibson M.M., Launder B.E. Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 1978, vol. 86, no. 3, pp. 491–511.

DOI: 10.1017/S0022112078001251

[20] Launder B.E., Shima N. Second-moment closure for the near-wall sublayer-development and application. *AIAA J.*, 1989, vol. 27, no. 10, pp. 1319–1325. DOI: 10.2514/3.10267


**Afanas'ev V.N.** — Dr. Sc. (Eng.), Professor, Department of Thermal Physics, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

**Egorov K.S.** — Cand. Sc. (Eng.), Assoc. Professor, Department of Thermal Physics, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

**Kong Dehai** — post-graduate student, Department of Thermal Physics, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

**Please cite this article in English as:**

Afanas'ev V.N., Egorov K.S., Kong Dehai. Turbulence Model Validation During Analysis of the Turbulent Boundary Layer Structure near a Rectangular Ridge on a Plate. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Mashinostr.* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Mech. Eng.], 2018, no. 6, pp. 72–89 (in Russ.). DOI: 10.18698/0236-3941-2018-6-72-89

	<p>В Издательстве МГТУ им. Н.Э. Баумана вышла в свет монография автора <b>С.А. Бекетова</b></p> <p><b>«Теория управляемого движения гусеничных машин»</b></p> <p>Изложены основные теории движения гусеничных машин. Представлена математическая модель движения, позволяющая исследовать управляемое движение гусеничных машин. Определены граничные условия и общие закономерности управляемого движения гусеничных машин. Приведены теоретические основы выбора параметров элементов трансмиссии. Для научных и инженерно-технических работников, занимающихся исследованием, проектированием и созданием механических систем гусеничных машин, а также для студентов и аспирантов высших технических учебных заведений машиностроительных специальностей.</p> <p><b>По вопросам приобретения обращайтесь:</b> 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1 +7 (499) 263-60-45 press@bmstu.ru www.baumanpress.ru</p>