

УДК 532.517.4

## УСОВЕРШЕНСТВОВАННЫЙ МЕТОД ГЕНЕРАЦИИ СИНТЕТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ ДЛЯ ЗАДАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ВХОДНЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ ПРИ РАСЧЕТЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ

© 2011 г. Д. Ю. Адамьян, А. К. Травин

ГОУ «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»

Поступила в редакцию 17.02.2010 г.

На примере канонических турбулентных сдвиговых течений (в плоском канале и в пограничном слое) проведено тестирование одного из методов генерации синтетической турбулентности – метода синтетических вихрей (Synthetic Eddy Method). Предложена модификация метода, отличающаяся от оригинального варианта определением линейного масштаба синтетических вихревых структур. При использовании модифицированного метода синтетическое поле турбулентных флуктуаций быстрее эволюционирует к физически реалистичному, обеспечивая меньшее отклонение и более быстрое восстановление коэффициента трения и профилей средней скорости и напряжений Рейнольдса.

### ВВЕДЕНИЕ

Одной из принципиальных проблем, связанных с расчетом турбулентных течений с помощью метода моделирования крупных вихрей (Large Eddy Simulation, или LES), является необходимость задания на входных границах расчетной области нестационарных граничных условий, максимально точно соответствующих реальным характеристикам турбулентности на этих границах. В последние годы эта проблема приобрела особую остроту в связи с интенсивной разработкой так называемых зонных подходов к описанию турбулентности, базирующихся на использовании LES лишь в ограниченной области потока и на описании остальной его части в рамках осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (Reynolds Averaged Navier–Stokes, или RANS) [1]. В этом случае реалистичные турбулентные характеристики потока должны быть заданы на выходных границах RANS-области, являющихся одновременно входными границами LES-области. К сожалению, идеальное решение данной проблемы в принципе невозможно и речь может идти лишь о более или менее эффективных приближенных подходах, разработке которых посвящено большое число исследований. В результате предложен достаточно широкий спектр методов (см., например, обзорную работу [2]), которые можно разделить на три основные группы.

В методах первой группы для задания граничных условий на входных границах LES используются соответствующим образом отмасштабированные результаты прямого численного моделирования (Direct Numerical Simulation, или DNS) известные для некоторых «канонических» турбулентных течений, например для развитого течения в канале и течения в пограничном слое на плоской пластине при низких значениях числа Рейнольдса. Эти методы явля-

ются наиболее точными, однако их применимость ограничена узким классом течений, достаточно близких к каноническим.

Ко второй группе принадлежат методы, которые принято называть «рециклингом» турбулентности. В рамках этих методов турбулентные характеристики потока на входной границе LES определяются в процессе расчета путем их переноса из некоторого сечения, расположенного внутри области LES. При этом учет изменения характеристик турбулентности на отрезке от входной границы до сечения рециклинга осуществляется на основе имеющихся теоретических представлений об эволюции осредненных параметров течения вниз по потоку. В принципе, методы рециклинга позволяют получить достаточно реалистичные параметры турбулентных пульсаций на входной границе LES-области и, в отличие от методов первой группы, являются замкнутыми (не требуют использования какой-либо внешней информации). Однако область их применимости также весьма ограничена, поскольку законы эволюции осредненных параметров турбулентных потоков вниз по течению известны только для относительно простых случаев. Кроме того, при использовании методов рециклинга в спектре турбулентности появляется ложный резонансный пик, частота которого связана с расстоянием от входного сечения до сечения рециклинга (этот недостаток особенно важен для аэроакустических приложений).

Наконец, третья группа методов базируется на задании во входном сечении LES-области искусственной («синтетической») турбулентности, т.е. нестационарных пульсаций скорости, в той или иной степени соответствующих реальной турбулентности в рассматриваемом сечении. Эти методы являются, вообще говоря, более гибкими и универ-

сальными, чем методы первых двух групп, однако их точность существенно зависит от конкретного способа генерации синтетической турбулентности. Анализ литературы, посвященной данному вопросу, свидетельствует о том, что одним из наиболее эффективных (экономичных и точных) способов является предложенный в работах [2, 3] метод синтетических вихрей (Synthetic Eddy Method, или SEM). В частности, SEM позволяет заметно сократить длину переходного участка, который неизбежно возникает при переходе от синтетической к реальной турбулентности, что заметно повышает точность расчета по сравнению с другими известными методами создания синтетической турбулентности, например с методом [4]. Тем не менее при использовании SEM этот участок остается достаточно протяженным (его длина составляет порядка  $(8-10)\delta$ , где  $\delta$  – характерная толщина пограничного слоя).

В данной работе на основе анализа результатов расчетов, полученных с помощью SEM, предложена усовершенствованная версия этого метода, позволяющая существенно сократить длину переходного участка.

Статья построена следующим образом.

В разделе 1 сформулированы основные уравнения метода LES для вязкой несжимаемой жидкости и представлен численный метод, с помощью которого проводились расчеты. В разделе 2 кратко изложен метод SEM, а в разделе 3 описаны и проанализированы результаты LES, полученные с его помощью при расчете развитого турбулентного течения в плоском канале и турбулентного пограничного слоя на плоской пластине. Наконец, в разделе 4 представлена предлагаемая модификация SEM и приведены результаты решения тех же задач, полученные с ее помощью. В заключении кратко сформулированы основные результаты проведенного исследования.

## 1. УРАВНЕНИЯ МЕТОДА LES И ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД, ИСПОЛЬЗУЕМЫЙ ДЛЯ ИХ РЕШЕНИЯ

Пространственно отфильтрованные уравнения Навье–Стокса для несжимаемой жидкости в сочетании с линейной подсеточной моделью вихревой вязкости могут быть представлены в следующей форме:

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0,$$

$$\partial \mathbf{V} / \partial t + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nabla \cdot ((\mathbf{v} + \mathbf{v}_{SGS}) \nabla \mathbf{V}).$$

Здесь  $\mathbf{V}$  и  $p$  – отфильтрованные вектор скорости и давление,  $\rho$  – постоянная плотность жидкости, а  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{v}_{SGS}$  – коэффициенты молекулярной и подсеточной кинематической вязкости соответственно. Последняя определяется с помощью простейшей алгебраической модели Смагоринского с демпфирующим множителем Ван-Дрифта [5]

$$\mathbf{v}_{SGS} = \min((\kappa y)^2, (C_{Smag} \Delta)^2) [1 - \exp(-(y^+ / 25)^3)] S. \quad (1)$$

Здесь  $S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}$ ,  $S_{ij}$  – компоненты тензора скоростей деформаций;  $y^+ = y \sqrt{\tau_w / \rho} / \nu$  – универсальная координата закона стенки ( $\tau_w$  – напряжение трения на стенке);  $\Delta$  – подсеточный линейный масштаб,  $\kappa = 0.41$  – постоянная Кармана, а  $C_{Smag}$  – эмпирическая константа Смагоринского.

Подсеточный линейный масштаб, входящий в (1), определялся в соответствии с работой [6]:

$$\Delta = \min(\max(C_w d_w, C_w h_{\max}, h_{wn}), h_{\max}),$$

где  $d_w$  – расстояние от рассматриваемой точки до обтекаемой твердой поверхности,  $h_{\max} = \max(h_x, h_y, h_z)$  – максимальный из шагов сетки,  $h_{wn}$  – шаг сетки в направлении нормали к обтекаемой поверхности,  $C_w = 0.15$  – эмпирическая константа.

Как показано в [6], такое определение подсеточного масштаба  $\Delta$  обеспечивает возможность описания пристенных и свободных турбулентных течений с использованием одного и того же значения константы Смагоринского в (1). В настоящей работе это значение полагалось равным 0.2 (оно обеспечивает правильный наклон спектра затухающей однородной изотропной турбулентности в инерционном интервале волновых чисел).

Все представленные ниже расчеты выполнены с помощью NTS-кода, описанного в [7]. Для расчета течений несжимаемой жидкости в нем применяется метод [8]. При этом для аппроксимации невязких потоков в исходных уравнениях используется симметричная конечно-объемная аппроксимация 4-го порядка точности, а для аппроксимации вязких потоков – симметричная аппроксимация 2-го порядка. Интегрирование по времени производится с применением неявной трехслойной схемы 2-го порядка точности с внутренними итерациями по псевдо времени, а для решения систем линейных уравнений, получаемых в результате дискретизации исходных дифференциальных уравнений, используется метод переменных направлений с диагональным преобладанием (DDADI).

## 2. МЕТОД СИНТЕТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ SEM

Подробное описание и обоснование метода синтетических вихрей SEM содержится в работе [2], поэтому в данной работе приводятся лишь детали реализации этого метода.

Пусть входная граница LES-области, на которой необходимо создать флуктуации гидродинамических величин (“синтетические вихри”), представляет собой поверхность  $S$ , заданную множеством точек  $\mathbf{x} = \{\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_s\}$ , а параллелепипед  $V$ , имеющий объем  $V_B$ , содержит в себе эту поверхность. Мини-

мальное и максимальное значения координат точек параллелепипеда определяются как  $x_{i, \min} = \min_{\mathbf{x} \in S} [x_i - \sigma(\mathbf{x})]$  и  $x_{i, \max} = \max_{\mathbf{x} \in S} [x_i + \sigma(\mathbf{x})]$ , где  $\sigma$  – линейный масштаб синтетических флуктуаций, определенный ниже. Тогда компоненты вектора скорости на входной границе вычисляются как

$$u_i(\mathbf{x}) = U_i(\mathbf{x}) + \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N a_{ij} \varepsilon_j^k f_\sigma(\mathbf{x} - \mathbf{x}^k). \quad (2)$$

Здесь  $U_i$  – компоненты скорости осредненного течения в точках входного сечения, которые предполагаются известными;  $N = \max(V_B/\sigma^3)$  – количество генерируемых синтетических вихрей, а расположение  $\mathbf{x}^k$  и составляющие вектора интенсивности  $\varepsilon_j^k$  отдельных “вихрей” являются независимыми случайными величинами, причем  $\varepsilon_j^k$  с равной вероятностью принимает значения  $+1$  и  $-1$ .

Функция  $f_\sigma(\mathbf{x} - \mathbf{x}^k)$  в (2), определяющая распределение скорости в вихре, задается соотношением

$$f_\sigma(\mathbf{x} - \mathbf{x}^k) = \sqrt{V_B} \sigma^{-3} \prod_{i=1}^3 f((x_i - x_i^k)/\sigma),$$

где одномерная функция распределения  $f$  вычисляется по формуле

$$f(x) = \begin{cases} (3/2)^{1/2} (1 - |x|) & \text{при } |x| < 1, \\ 0 & \text{при } |x| \geq 1. \end{cases}$$

Входящая в (2) величина  $a_{ij}$  означает компоненты разложения Холецкого тензора напряжений Рейнольдса (в результате ее введения величины рейнольдсовых напряжений, рассчитанные по флуктуациям скорости, определяемым соотношением (4), совпадают с их заданными распределениями).

Наконец, линейный масштаб  $\sigma$ , определяющий размеры синтетических вихрей, рассчитывается по формуле

$$\sigma = \max(\min(l_{\text{турб}}, \kappa\delta), \Delta). \quad (3)$$

Здесь  $\Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$  – максимальный из шагов сетки,  $l_{\text{турб}}$  – интегральный масштаб турбулентности во входном сечении LES,  $\delta$  – характерный макромасштаб течения (например, толщина пограничного слоя).

В настоящей работе для определения средней скорости во входном сечении в рамках RANS используется  $k$ - $\omega$  SST модель Ментера [9], в которой интегральный масштаб  $l_{\text{турб}} = k_t^{3/2}/C_\mu \omega_t$  ( $k_t$  – кинетическая энергия турбулентности,  $\omega_t$  – удельная скорость ее диссипации,  $C_\mu = 0.09$ ).

Зависимость поля скорости (2) от времени задается следующим образом. Предполагается, что вихри переносятся внутри параллелепипеда  $B$  с постоянной скоростью  $U_c$ , равной средней скорости потока во входном сечении. Таким образом, за один шаг по времени  $\Delta t$ ,  $k$ -й вихрь перемещается на расстояние  $U_c \Delta t$ :  $\mathbf{x}^k(t + \Delta t) = \mathbf{x}^k(t) + U_c \Delta t$ . Если при этом в процессе расчета он выходит за границы параллелепипеда  $B$  через границу  $F$ , то в случайную точку его противоположной границы помещается вихрь с новым случайным вектором интенсивности  $\varepsilon_j^k = \pm 1$ . На первом шаге по времени точки  $\mathbf{x}^k$  случайным образом равномерно распределяются внутри параллелепипеда  $B$ .

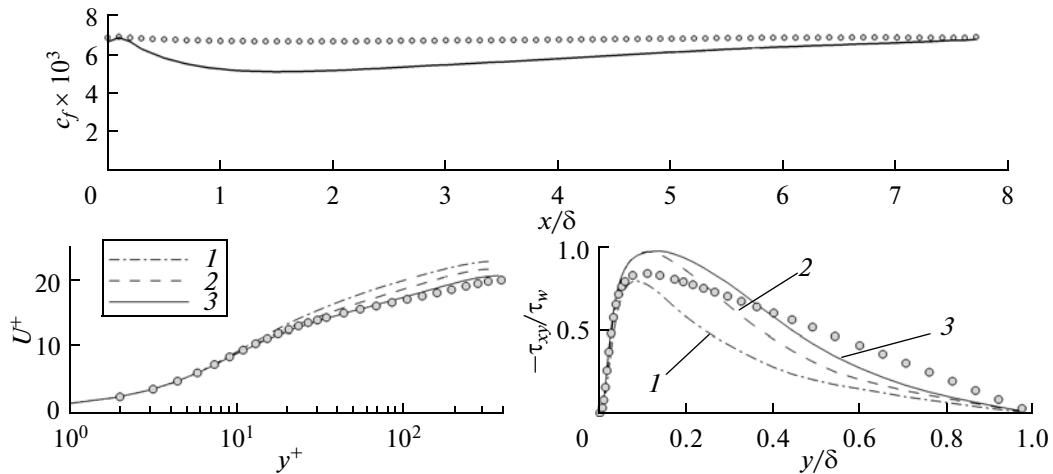
Таким образом, SEM создает на поверхности  $S$  стохастическое поле скорости с заданными значениями компонент средней скорости  $U_i$ , напряжений Рейнольдса и линейного масштаба  $\sigma$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ С ПОМОЩЬЮ SEM И ИХ АНАЛИЗ

Для оценки точности нестационарных граничных условий, создаваемых с помощью SEM, с использованием этого метода были выполнены LES-расчеты развитого течения в плоском канале и течения в пограничном слое на плоской пластине. При этом в качестве “эталона” для первой задачи применялись результаты решения, полученные с использованием периодических граничных условий по продольной координате, а для второй – результаты расчетов по методу рециклинга турбулентности [10, 11] (как показано в этих работах, в данном случае этот метод обеспечивает достаточно высокую точность расчета).

**3.1. Постановка задачи об установившемся турбулентном течении в плоском канале.** Расчет данного течения проведен для значения числа Рейнольдса, построенного по динамической скорости  $\sqrt{\tau_w/\rho}$ , полуширине канала  $\delta$  и вязкости  $\nu$ ,  $Re_\tau = 400$  (при этом число Рейнольдса, построенное по среднерасходной скорости  $U_b$ , составляет  $7 \times 10^3$ ). Расчетная область имела размерность  $8\delta \times 2\delta \times 3\delta$  в направлениях  $x$ ,  $y$  и  $z$  (вдоль по потоку, по нормали к стенкам канала и поперек потока) соответственно.

При проведении эталонных расчетов на стенках канала ставились граничные условия прилипания  $\mathbf{V} = 0$ , а на границах области по продольной и поперечной координатам применялись условия периодичности. При проведении расчетов с помощью SEM на стенках и поперечных границах области использовались те же граничные условия, а условия на входной границе задавались с помощью соотношений (2), (3). При этом профили средней скорости и турбулентные характеристики  $k_t$  и  $\omega_t$  определялись из предварительного RANS-расчета с использова-



**Рис. 1.** Сравнение распределений коэффициента трения  $c_f$  и профилей средней скорости и касательных напряжений Рейнольдса в различных сечениях течения в плоском канале, полученных в “эталонных” расчетах (точки) и в расчетах с применением SEM (кривые): 1 – сечение  $x/\delta_0 = 2$ , 2 – 4, 3 – 6.

нием  $k-\omega$  SST модели [9]. На выходной границе расчетной области задавалось постоянное давление.

Оба расчета выполнены на одной и той же равномерной по  $x$  и  $z$ , и неравномерной (сгущающейся в направлении стенки канала) сетке с размерностью  $81 \times 84 \times 41$  (278964 узла). Величины шагов этой сетки в единицах закона стенки равны  $\Delta x^+ = 40$ ,  $\Delta z^+ = 20$ ,  $\Delta y_{\min}^+ = 0.9$ ,  $\Delta y_{\max}^+ = 23$ , что заведомо удовлетворяет требованиям, предъявляемым к сеткам для LES пристенных течений.

**3.2. Постановка задачи о турбулентном течении в пограничном слое на плоской пластине.** Расчет данного течения был выполнен в диапазоне изменения числа Рейнольдса, построенного по толщине потери импульса  $Re_0 = 1200-1700$ . Расчетная область имела размеры  $20\delta_0 \times 4\delta_0 \times 3\delta_0$  ( $\delta_0$  – значение толщины пограничного слоя во входном сечении) в направлениях  $x$ ,  $y$  и  $z$  соответственно. На поверхности пластины ( $y = 0$ ) использовалось условие прилипания  $\mathbf{V} = 0$ , на границах области по координате  $z$  ставились условия периодичности, а на выходной границе задавалось условие постоянства давления.

Для постановки условий на входной границе в эталонных расчетах использовался метод “рециклинга” [11], а в расчетах с помощью метода SEM – синтетическое поле скорости, построенное по профилям средней скорости и характеристик турбулентности, полученным из предварительного RANS-расчета.

Как и в случае плоского канала, оба расчета выполнены на одной и той же сетке с размерностью  $257 \times 56 \times 78$  (всего 1122576 узлов) со сгущением в направлении нормали к пластине по геометрической прогрессии с показателем 1.1. В единицах закона стенки шаги этой сетки близки к шагам сетки, ис-

пользовавшейся при расчетах течения в плоском канале:  $\Delta x^+ \approx 40$ ,  $\Delta z^+ \approx 20$ ,  $\Delta y_{\min}^+ \approx 1.0$ ,  $\Delta y_{\max}^+ \approx 180$ .

**3.3. Результаты расчетов.** На рис. 1, 2 сравниваются продольные распределения коэффициента трения  $c_f$ , а также профили средней скорости и касательных напряжений Рейнольдса в различных сечениях потока, полученные из эталонных расчетов течений в плоском канале и в пограничном слое и из аналогичных расчетов, выполненных с помощью SEM.

Из рисунков видно, что при использовании SEM коэффициент трения в обоих случаях вначале существенно отклоняется от эталонного распределения, а затем постепенно приближается к нему. Для течения в канале максимальное отклонение наблюдается на расстоянии  $(1-2)\delta$  от входного сечения, а его величина составляет 20–25%. Практически полное восстановление коэффициента трения происходит в сечении  $x = 8\delta$ . Для течения в пограничном слое на пластине отклонение распределения  $c_f$  от эталонного достигает 30–35% и снижается до значения 5% лишь в сечении  $x = 10\delta$ .

Те же тенденции наблюдаются в поведении профилей средней скорости (см. рис. 1, 2): вблизи начального сечения они значительно отличаются от эталонных профилей, а затем постепенно приближаются к ним, и при  $x = 6\delta$  наблюдается практически полное совпадение обоих решений.

Что касается профилей касательных напряжений, также показанных на рис. 1, 2, то различия между этими профилями, рассчитанными с использованием метода SEM, и эталонными профилями остается весьма значительным на протяжении всей расчетной области.

Таким образом, при задании входных граничных условий для LES с помощью метода SEM длина пе-

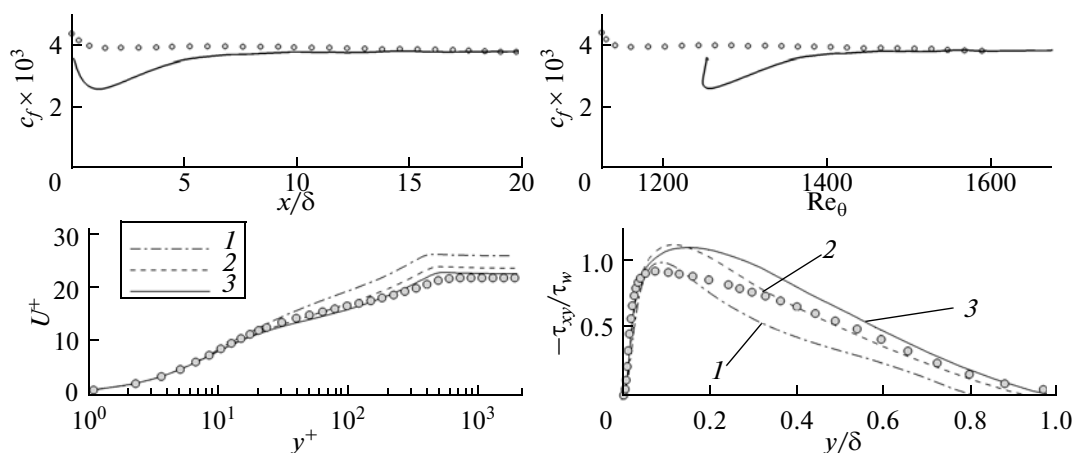


Рис. 2. Сравнение распределений коэффициента трения  $c_f$  и профилей средней скорости и касательных напряжений Рейнольдса в различных сечениях течения в пограничном слое, полученных в “эталонных” расчетах (точки) и в расчетах с применением SEM (кривые): 1 – сечение  $x/\delta_0 = 2$ , 2 – 4, 3 – 6.

реходного участка для осредненных характеристик течения составляет  $(8 - 10)\delta$ , а для касательных напряжений заметно превышает эту величину. Данный вывод согласуется с выводами авторов SEM [2, 3], что подтверждает правильность его реализации в настоящей работе, и свидетельствует о том, что, несмотря на заметное превосходство SEM над другими известными синтетическими методами, продемонстрированное в [2], его погрешность остается весьма значительной. Причины недостаточно быстрого восстановления поля скорости при использовании SEM, очевидно, связаны с различиями между создаваемым им синтетическим полем скорости и “истинным” полем, формирующимся во входном сечении в эталонных расчетах. Сравнение этих полей для случая течения в плоском канале представлено на рис. 3, 4.

Анализ представленных на этих рисунках полей завихренности в различных сечениях потока позволяет сделать следующие выводы.

Во-первых, при использовании SEM вихревые структуры вблизи входного сечения ( $x/\delta = 0$ ) оказываются изотропными, тогда как в эталонном расчете они существенно вытянуты вдоль потока вблизи стенки (см. рис. 3). Это вполне естественно, поскольку анизотропия флуктуаций скорости в методе SEM практически не учитывается.

Во-вторых, размеры вихревых структур в расчете с использованием SEM заметно превышают соответствующие размеры структур “эталонного” поля, причем данное несоответствие наблюдается не только вблизи твердых стенок, но и на удалении от них (см. рис. 4). Этот дефект синтетического поля связан с определением линейного масштаба  $\sigma$  (7), которое

опирается на интегральный масштаб турбулентности  $l_{\text{турб}}$ . Так, в логарифмической области пограничного слоя значение последнего изменяется в диапазоне  $(2 - 2.5)d_w$  ( $d_w$  – расстояние до стенки), в то время как величина  $\sigma$ , представляющая собой радиус вихревых структур, генерируемых SEM, не должна превышать  $d_w$ .

#### 4. ПРЕДЛАГАЕМАЯ МОДИФИКАЦИЯ SEM

Для устранения или, по крайней мере, смягчения отмеченных выше недостатков SEM в настоящей работе предложена следующая модификация данного метода.

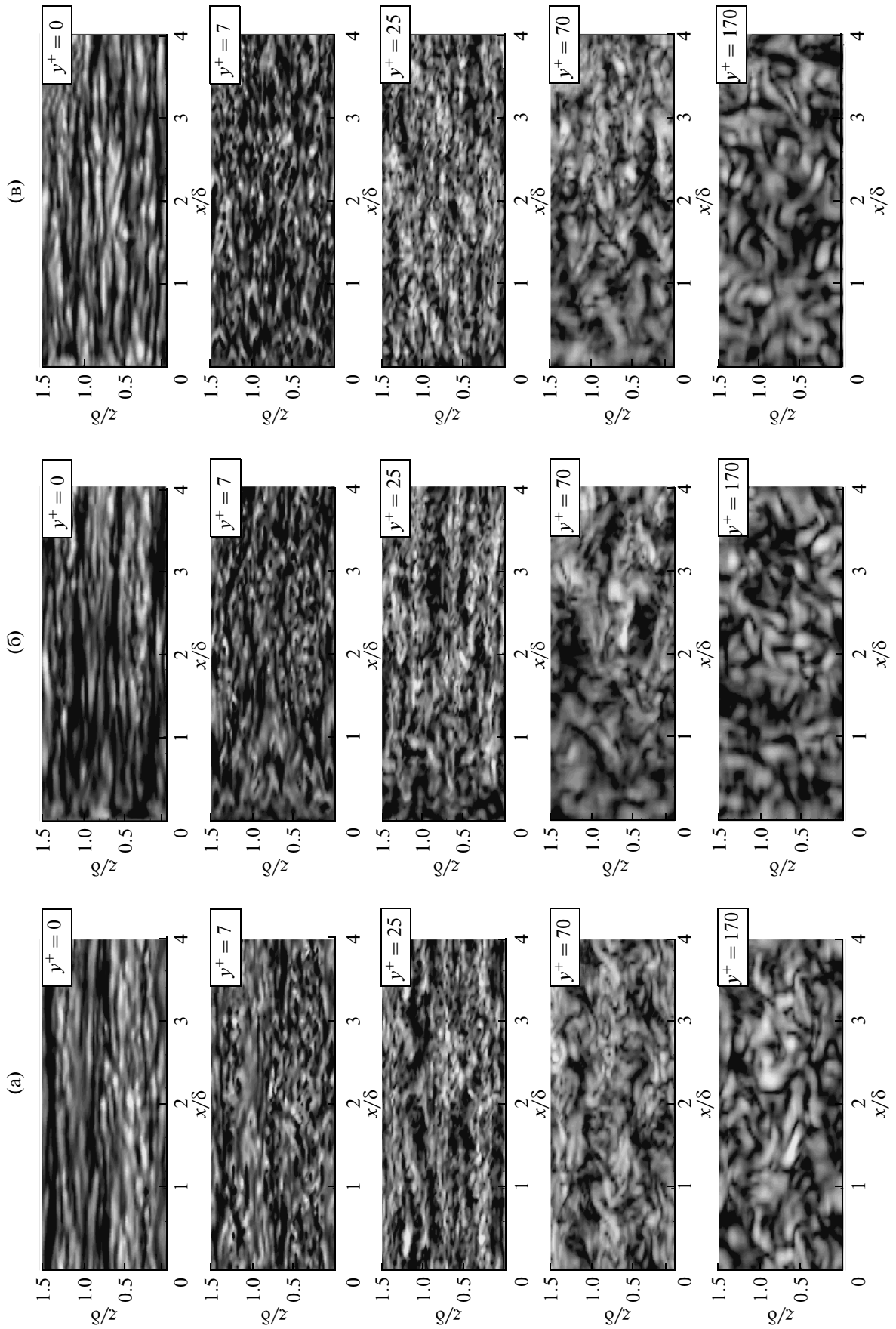
Во-первых, для того чтобы исключить возможность генерации слишком больших (с размерами, превышающими расстояние до стенки) вихревых структур, в определение масштаба турбулентности вводится дополнительный множитель 0.5:

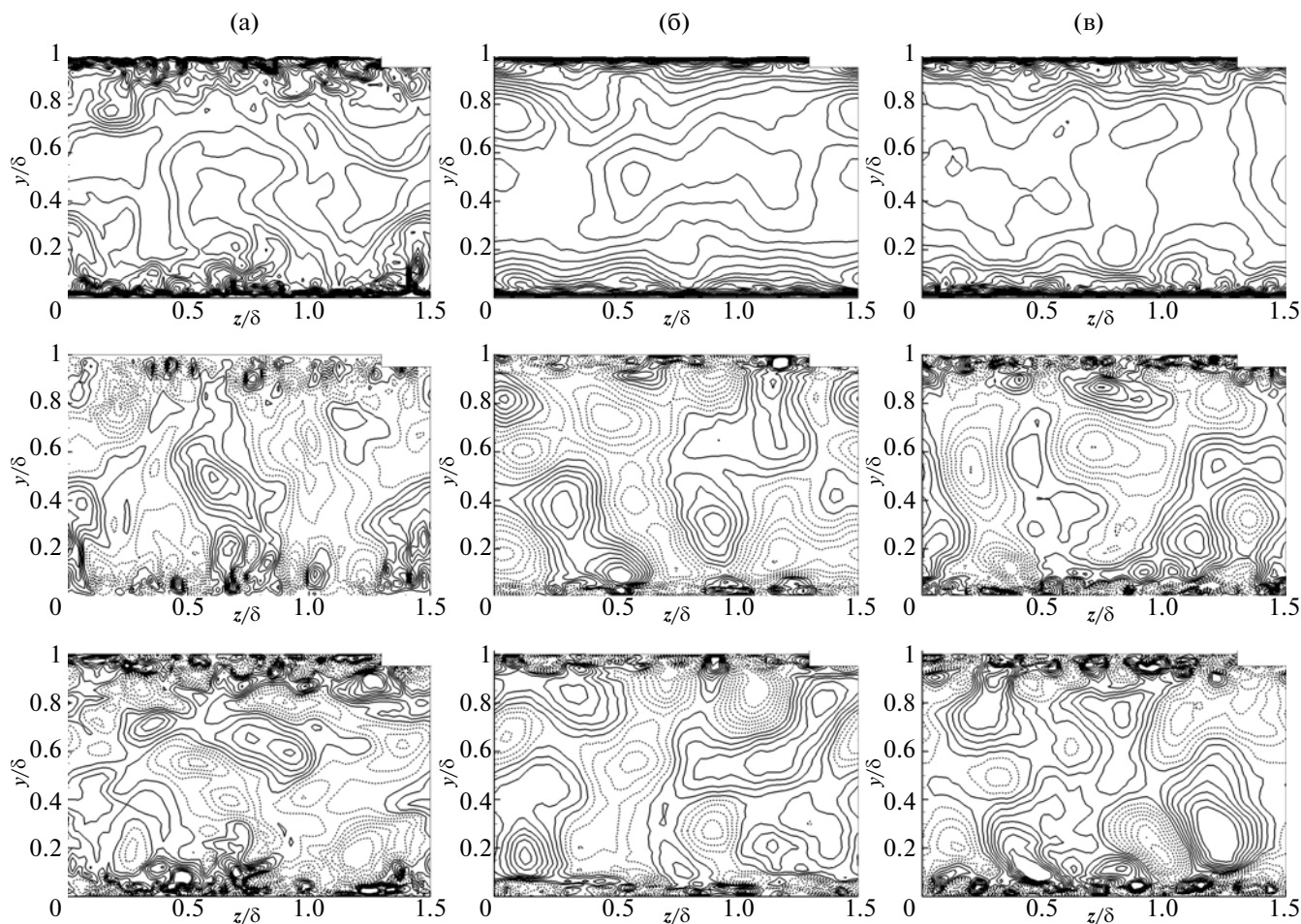
$$l_{\text{турб}} = 0.5k_t^{3/2}/C_\mu\omega_t.$$

Во-вторых, для обеспечения желаемой анизотропии генерируемых вихревых структур, вблизи стенки продольный (в направлении потока) размер локальных флуктуаций должен превышать их поперечный размер, а вдали от стенки оба размера должны быть примерно одинаковыми. Наиболее простой способ добиться этого состоит во введении двух масштабов, поперечного  $\sigma_y$  и продольного  $\sigma_x$ , определяемых следующим образом:

$$\sigma_y = \max\left(\min\left(0.5\frac{k_t^{3/2}}{C_\mu\omega_t}, \kappa\delta\right), \Delta\right), \sigma_x = \max(\sigma_y). \quad (4)$$

Рис. 3. Сравнение мгновенных полей завихренности в плоскостях  $x-z$  для “эталонного” расчета (а) и расчетов с применением исходного (б) и модифицированного метода SEM (в).





**Рис. 4.** Сравнение мгновенных полей компонент скорости во входной плоскости для “эталонного” расчета (а) и расчетов с применением исходного (б) и модифицированного метода SEM (в): 1 –  $u$ , 2 –  $v$ , 3 –  $w$ .

Для течения в пограничном слое, в котором интегральный масштаб  $l_{\text{турб}}$  изменяется при удалении от стенки немонотонно (вначале растет, а затем падает), определение поперечного масштаба несколько изменяется: до достижения точки максимума величины  $l_{\text{турб}}$  он рассчитывается по формуле (4), а затем полагается постоянным.

Влияние описанных модификаций SEM на вихревую структуру течения в канале иллюстрируют рис. 3, 4. Из рисунков следует, что эти модификации действительно приводят к генерации более реалистичных вихрей в окрестности стенки: они оказываются заметно анизотропными (вытянутыми вдоль основного потока) уже в непосредственной близости от входного сечения (рис. 3). Кроме того, при использовании предлагаемых модификаций структура поля синтетических пульсаций скорости во входной плоскости  $y$ – $z$  заметно лучше согласуется с соответствующей структурой, полученной в эталонном расчете, чем при использовании исходного SEM (рис. 4).

Отмеченные улучшения качества синтетической турбулентности, генерируемой на входной границе LES, естественно приводят к существенному повышению точности LES. Об этом свидетельствуют рис. 5–8, на которых сравниваются результаты расчетов двух рассматриваемых течений, полученные с использованием исходной и модифицированной версий SEM. Видно, что предложенная модификация приводит как к значительно меньшему отклонению результатов расчетов от эталонных, так и к сокращению длины переходного участка, на котором происходит их “восстановление” до эталонных значений.

Так, для течения в канале коэффициент трения практически совпадает с эталонным во всей расчетной области (см. рис. 5), а для течения в пограничном слое его отклонение от эталонного расчета уменьшается от 30% до 10–15% (см. рис. 6).

Профили средней скорости, полученные с применением модифицированного SEM (рис. 7, 8), практически не отклоняются от эталонных. Их незначительное отличие наблюдается лишь в сечении

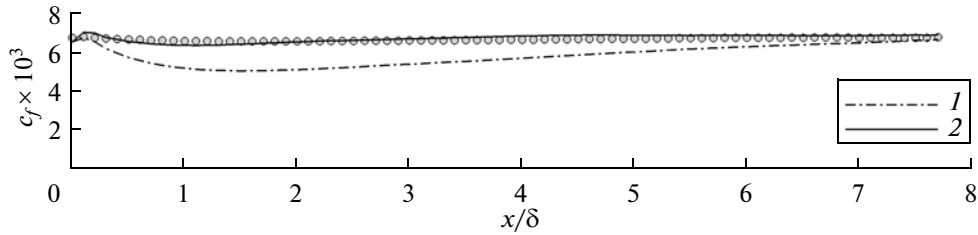


Рис. 5. Распределение коэффициента трения  $c_f$  по продольной координате для течения в канале: точки – “эталонный” расчет, 1 – оригинальный SEM, 2 – модифицированный SEM.

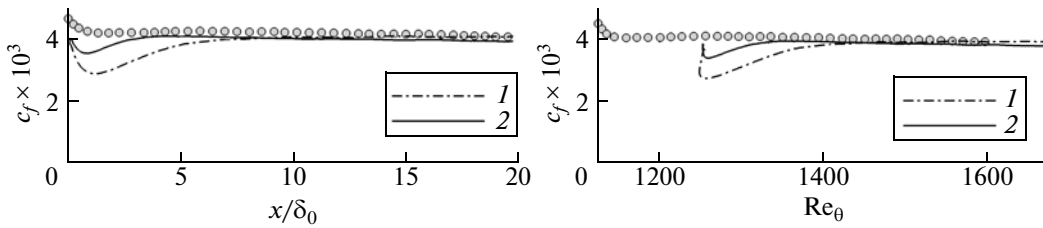


Рис. 6. Распределение коэффициента трения  $c_f$  по продольной координате и зависимость коэффициента трения от числа Рейнольдса  $Re_0$  для течения в пограничном слое: точки – “эталонный” расчет, 1 – оригинальный SEM, 2 – модифицированный SEM.

$x/\delta_0 = 1$  для течения в пограничном слое. Однако оно объясняется не столько недостатками синтетического поля скорости во входном сечении, сколько различием между RANS-решением с использованием  $k-\omega$  SST модели и LES-решением при рассматриваемом относительно низком числе Рейнольдса. Наконец, точность расчета профилей касательных напряжений при использовании предлагаемой модификации SEM также заметно повышается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере двух канонических турбулентных течений (установившееся течение в плоском кана-

ле и течение в пограничном слое на плоской пластине) проведен анализ возможностей метода синтетических вихрей (SEM), разработанного в [2, 3] для постановки входных граничных условий при проведении расчетов турбулентных течений с помощью метода LES. На основе этого анализа предложена модификация способа определения линейного масштаба генерируемых вихревых структур, используемого в этом методе. Показано, что при расчете рассматриваемых течений данная модификация позволяет существенно уменьшить погрешность определения параметров осредненного течения и сократить длину участка, на котором происходит переход от синтетической турбулент-

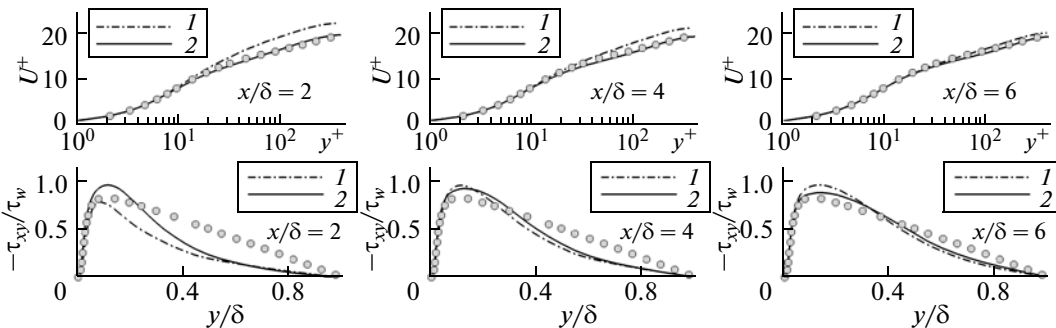


Рис. 7. Развитие профилей средней скорости и касательных напряжений Рейнольдса для течения в канале: точки – “эталонный” расчет, 1 – оригинальный SEM, 2 – модифицированный SEM.



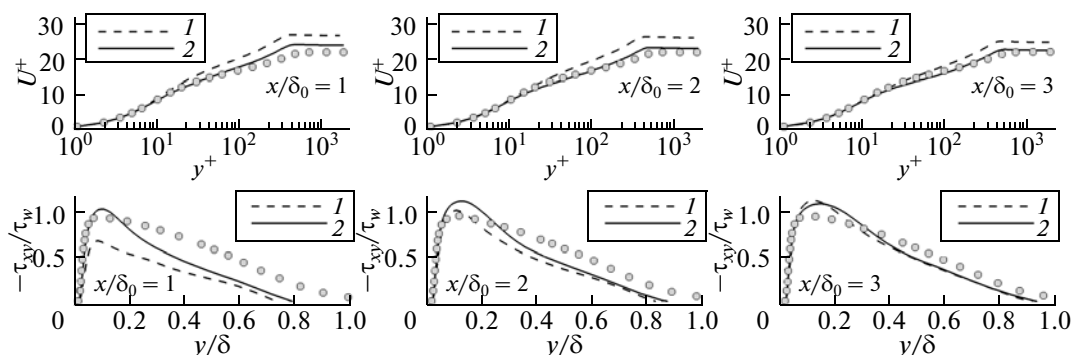


Рис. 8. Развитие профилей средней скорости и касательных напряжений Рейнольдса для течения в пограничном слое: точки – “эталонный” расчет, 1 – оригинальный SEM, 2 – модифицированный SEM.

ности к физически реалистичному полю пульсаций скорости.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sagaut P., Deck S., Terracol M. Multiscale and Multi-resolution Approaches in Turbulence. London: Imperial College Press, 2006.
2. Jarrin N., Benhamadouche S., Laurence D., Prosser R. A Synthetic-Eddy-Method for Generating Inflow Conditions for Large-Eddy Simulations // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2006. V. 27. № 4. P. 585.
3. Jarrin N., Prosser R., Uribe J., Benhamadouche S., Laurence D. Reconstruction of Turbulent Fluctuations for Hybrid RANS/LES Simulations Using a Synthetic-Eddy Method // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2009. V. 30. № 3. P. 435.
4. Batten P., Goldberg U., Chakravarthy S. Interfacing Statistical Turbulence Closures with Large-Eddy Simulation // AIAA J. 2004. V. 42. № 3. P. 485.
5. Van Driest E.R. On Turbulent Flow Near a Wall // J. Aeronautical Sci. 1956. V. 23. № 11. P. 1007.
6. Shur M., Spalart P., Strelets M., Travin A. A Hybrid RANS-LES Approach with Delayed-DES and Wall-Modelled LES Capabilities // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2008. V. 29. № 6. P. 1638.
7. Garbaruk A., Magidov D., Shur M., Strelets M., Travin A. FLOMANIA – A European Initiative on Flow Physics Modelling Results of the European-Union funded project, 2002–2004 // Haase W, Aupoix B, Bunge U, Schwamborn D. V. 94. Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design. Berlin–Heidelberg: Springer, 2006. P. 101.
8. Rogers S., Kwak D. An Upwind Differencing Scheme for the Incompressible Navier–Stokes Equations // Applied Numerical Mathematics. 1991. V. 8. № 1. P. 43.
9. Menter F.R. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications // AIAA J. 1994. V. 32. P. 1598.
10. Lund T., Wu X., Squires K. Generation of Turbulent Inflow Data for Spatially-Developing Boundary Layer Simulations // J. Computational Physics. 1998. V. 140. № 2. P. 233.
11. Spalart P.R., Strelets M., Travin A. Direct Numerical Simulation of Large-Eddy-Break-up Devices in a Boundary Layer // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2006. V. 27. № 5. P. 902.