

УДК 532.5.032

Исследование моделей турбулентности для расчета закрученных течений

А.В. Сентябов^{1,2}, А.А. Гаврилов¹, А.А. Дектерев^{1,2}

¹*Красноярский филиал Института теплофизики СО РАН,
Красноярск*

²*Сибирский федеральный университет, Красноярск*

E-mail: sentyabov_a_v@mail.ru, gavand@yandex.ru

Проведено исследование различных моделей турбулентности в приложении к расчету закрученных течений. Использовались дифференциальные модели турбулентной вязкости, учитывающие кривизну линий тока, а также метод моделирования отсоединенных вихрей. Рассмотрены слабо- и сильнозакрученные течения на примере концентрированного вихря в трубе, закрученного течения в диффузоре и распада вихря после внезапного расширения. RANS модели с поправкой на закрутку потока хорошо воспроизвели экспериментальные данные для слабозакрученных течений. В случае сильнозакрученных течений для корректного моделирования потребовалось использовать метод моделирования отсоединенных вихрей.

Ключевые слова: закрученные потоки, прецессия вихря, модели турбулентности, метод моделирования отсоединенных вихрей.

ВВЕДЕНИЕ

Закрученные потоки находят широкое применение в различных технологических процессах, например, для стабилизации пламени, улучшения смешения, сепарации частиц, в элементах проточного тракта гидравлических электростанций. Закрученные течения могут сопровождаться такими нестационарными эффектами, как прецессия вихревого ядра. В свою очередь крупномасштабные пульсации, вызванные прецессией вихря, могут привести к повреждению конструкций и снижению надежности оборудования. Таким образом, для инженерных расчетов требуются модели турбулентности, достаточно точно описывающие усредненные поля и крупномасштабные пульсации закрученных течений.

Получившее широкое распространение в инженерных расчетах $k-\varepsilon$ и $k-\omega$ модели турбулентности плохо описывают такие течения. Чтобы улучшить моделирование турбулентных закрученных течений пытаются как модифицировать существующие RANS модели (Reynolds–Averaged Navier–Stokes Equations — усредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса) турбулентности, так и использовать методы, в которых разрешаются крупномасштабные турбулентные вихри — LES (Large Eddy Simulation) и DES (Detached Eddy Simulation).

В работе [1] Шуром и Спалартом была предложена поправка к модели Спаларта–Аллмараса (SA). Новая модель, получившая название SARC, была опробована на большом числе закрученных турбулентных течений. Впоследствии Смирновым и Ментером в работе [2] эта поправка была обобщена на $k-\omega$ SST модель Ментера (модель $k-\omega$ SST-CC).

Как уже упоминалось, вихревое течение может сопровождаться прецессией вихревого ядра. Для моделирования этого явления необходимо применять нестационарные, в частности, вихреразрешающие методы, как, например, метод моделирования крупных вихрей (LES). Однако его применение требует очень детальной сетки, особенно вблизи стенок. В то же время RANS модели достаточно экономичны и хорошо описывают пограничные слои. Чтобы соединить достоинства этих подходов, в работе [3] предложен метод моделирования отсоединенных вихрей (DES). Первая версия DES базировалась на модели Спаларта–Аллмараса. В дальнейшем метод DES стал использоваться с другими моделями турбулентности, появились различные его модификации.

Для анализа ряда моделей был рассмотрен ряд турбулентных течений, исследованных ранее в экспериментальных и численных работах, а именно: концентрированный вихрь в трубе [4], закрученное течение в круглом прямом диффузоре [5] и вихревое течение после внезапного расширения [6].

1. МОДЕЛЬ

Для численного моделирования турбулентного течения несжимаемой жидкости использовались уравнения Рейнольдса:

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

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla (\tau^m + \tau^t),$$

где тензор вязких напряжений

$$\tau_{ij}^m = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right),$$

τ^t — тензор рейнольдсовых напряжений.

Уравнения Рейнольдса замыкались с помощью следующих моделей турбулентности: стандартной $k-\varepsilon$ модели турбулентности, $k-\varepsilon$ модели Чена [7], $k-\omega$ SST модели Ментера [8], модели Спаларта–Аллмараса, а также модификаций моделей Спаларта–Аллмараса и $k-\omega$ SST, учитывающих кривизну линий тока. В этих моделях напряжения Рейнольдса выражаются через тензор скоростей деформации и турбулентную вязкость:

$$\tau_{ij}^t = \mu_t \left[\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \right].$$

Для моделирования граничных условий на стенках использовался метод пристеночных функций.

В модели Спаларта–Аллмараса SA решается уравнение на модифицированную вязкость, которое имеет вид

$$\frac{\partial (\rho \tilde{v})}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{v} \tilde{v}) = \frac{1}{\sigma} \nabla \left[(\mu + \rho \tilde{v}) \nabla \tilde{v} \right] + \frac{C_{b2} \rho}{\sigma} (\nabla \tilde{v})^2 + C_{b1} f_{r1} \rho \tilde{S} \tilde{v} - C_{w1} \rho f_w \left(\frac{\tilde{v}}{d} \right)^2.$$

Функция f_{r1} представляет собой поправочный коэффициент, который описывает влияние на турбулентность кривизны линий тока и введен в работе [1] (модель SARC). Данная функция имеет следующий вид:

$$f_{r1}(r^*, \tilde{r}) = 2r^* \left(\frac{1+C_{r1}}{1+r^*} \right) \left[1 - C_{r3} \arctg(C_{r2} \tilde{r}) \right] - C_{r1},$$

$$\tilde{r} = 2\Omega_{jk} S_{jk} \left(\frac{DS_{ij}}{Dt} \right) D^{-4}, \quad D^2 = 0,5(S^2 + \Omega^2),$$

$$S^2 = 2S_{ij}S_{ij}, \quad \Omega = 2\Omega_{ij}\Omega_{ij}, \quad r^* = S/\Omega,$$

$$C_{r1} = 1, \quad C_{r2} = 12, \quad C_{r3} = 1,$$

где S_{ij} — тензор скоростей деформации, DS_{ij}/Dt — компоненты субстанциональной производной тензора скоростей деформации, Ω_{ij} — тензор завихренности.

В работе [2] аналогичная поправка на кривизну линий тока была применена к модели $k-\omega$ SST (модель SST-CC). Поправка f_{rot} вводится в члены генерации k и ω :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}k) = P_k f_{\text{rot}} - \beta^* \rho k \omega + \nabla(\mu_{\text{ef}} \nabla k),$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}\omega) = \alpha \frac{\rho P_k}{\mu_t} f_{\text{rot}} - D_\omega + Cd_\omega + \nabla(\mu_{\text{ef}} \nabla \omega),$$

где P_k — генерация энергии турбулентных пульсаций, D_ω — диффузионный и Cd_ω — кросс-диффузионный члены уравнения переноса удельной диссипации энергии турбулентных пульсаций.

Также в работе [2] предложено ввести ограничитель на поправочный множитель и записывать поправку f_{rot} в уравнениях (5) в виде

$$f_{\text{rot}} = \max[\min(f_{r1}, 1, 25), 0, 0].$$

Данное определение ограничивает поправочную функцию в промежутке от 0 (стабилизированное течение без генерации турбулентности) до 1,25 (интенсивная генерация турбулентности). Нижнее ограничение введено по соображениям вычислительной устойчивости. Ограничение сверху введено потому, что в модели $k-\omega$ SST, в отличие от модели SA, генерация турбулентности рассчитывается из тензора скоростей деформации S , а не тензора завихренности Ω . Генерация турбулентности, основанная на сдвиге S , обычно выше, чем основанная на завихренности Ω . Чтобы избежать излишней генерации, вводится ограничение сверху.

Кроме того, несколько отличается определение величины f_{rot} :

$$\tilde{r} = 2\Omega_{jk} S_{jk} \left(\frac{DS_{ij}}{Dt} \right) \frac{1}{\Omega D^3}, \quad D^2 = \max(S^2, 0,09\omega^2), \quad C_{r2} = 2.$$

Изменение в определении величины D введено, чтобы избежать нулевых значений в свободном потоке, а замена D^4 на ΩD^3 — чтобы учесть Ω в новом определении.

Метод DES сочетает подходы RANS и LES. В областях потока, где размер вычислительной сетки Δ достаточен для разрешения энергонесущих вихрей, т. е. при $\Delta < L_t$ применяется метод LES, а в остальной области — RANS. Первая версия DES базировалась на модели Спаларта–Аллмараса SA, в которой в качестве характерного линейного масштаба турбулентности используется расстояние до стенки d . При моделировании отсоединенных вихрей этот масштаб заменяется функцией

$$\tilde{d} = \min(d, C_{DES}\Delta),$$

где C_{DES} — эмпирическая константа, а Δ определяется как максимальный из трех размеров контрольного объема $\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z$. Таким образом, в пограничных слоях работают RANS модели, а в остальной области — LES.

В настоящей работе метод DES основывался на $k-\omega$ SST модели Ментера и ограничении турбулентной вязкости:

$$\tilde{\mu}_t = \mu_t / F_{DES}, \quad F_{DES} = \max(L_t / (C_{DES}\Delta), 1),$$

$$L_t = k^{3/2} / \varepsilon, \quad C_{DES} = 0,61.$$

Метод DES позволяет рассмотреть крупномасштабные турбулентные пульсации, оценить их частотные характеристики и величину.

Дискретизация уравнений переноса осуществлялась по методу контрольного объема на блочно-структурированной сетке. Связь полей скорости и давления для несжимаемой жидкости реализовывалась с помощью процедуры SIMPLEC. Для аппроксимации конвективных членов уравнения на компоненты импульса использовалась схема Quick (схема Леонардо) [9]. Для аппроксимации конвективных членов уравнения на турбулентные характеристики использовалась схема Umist TVD [9]. Нестационарные слагаемые аппроксимировались по неявной схеме 2-го порядка точности. Диффузионные члены аппроксимировались по схеме 2-го порядка.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Концентрированный вихрь в трубе

Турбулентное вихревое течение в трубе исследовалось в экспериментах работы [4], а также численно в [10] и в [11] и входит в базу ERCOFTAC (European Research Community on Flow, Turbulence and Combustion).

Течение представляет собой эволюцию концентрированного вихря в трубе диаметром $D = 0,07$ м. Число Рейнольдса рассчитывалось по средней скорости и диаметру D . Рассматривались два случая: $Re = 5 \cdot 10^4$ и $Re = 3 \cdot 10^5$. Параметр закрутки

$$S_w = \frac{\int_{A_{вх}} uwr dA}{R_{вх} \int_{A_{вх}} u^2 dA}$$

на входе составлял $S_w = 0,17$ для $Re = 5 \cdot 10^4$ и $S_w = 0,18$ для $Re = 3 \cdot 10^5$. Область течения можно разбить на три участка: вынужденный вихрь, в котором жидкость вращается как твердое тело, потенциальный вихрь, пограничный слой. Область

вынужденного вихря с ростом числа Рейнольдса уменьшается. При $Re = 5 \cdot 10^4$ она лежит в интервале $r < 9$ мм, а при $Re = 3 \cdot 10^5$ — в интервале $r < 6$ мм.

В качестве граничного условия на входе использовались профили компонент скорости и турбулентных характеристик (k и ε), измеренные на расстоянии $l = 4,7 D$ от завихрителя. На выходе ставились “мягкие” граничные условия. Экспериментальные профили компонент скорости несколько отклоняются от осевой симметрии.

В работе [10] отмечено, что для расчета данного течения следует устанавливать специальный уровень диссипации энергии турбулентных пульсаций, который рассчитывался из экспериментального профиля энергии турбулентных пульсаций по формуле $\varepsilon = k^{3/2}/L_\varepsilon$, $L_\varepsilon = 0,014D$. Результаты расчетов показывают, что такой подход позволяет более точно моделировать данное течение.

Расчеты проводились на различных сетках, содержащих от 50 тыс. ячеек при длине расчетной области $l = 74 D = 5,18$ м до 450 тыс. ячеек при длине расчетной области $l = 3,7$, $D = 0,259$ м. Компоненты скорости и турбулентные характеристики, полученные на двух детальных сетках, практически идентичны (рис. 1). Безразмерное расстояние до центра пристеночного контрольного объема для сетки, содержащей 450 тыс. ячеек, составляет: $y_+ = 15-20$ для $Re = 5 \cdot 10^4$ и $y_+ = 70-85$ для $Re = 3 \cdot 10^5$.

Результаты расчетов с использованием двухпараметрических моделей (стандартная $k-\varepsilon$, $k-\varepsilon$ модель Чена и $k-\omega$ SST) почти не отличаются друг от друга (рис. 2). Использование модели Спаларта–Аллмараса (SA) существенно сказывается на течении вблизи вихревого ядра: уменьшается радиус вихря и, соответственно, увеличивается максимальная тангенциальная скорость, увеличивается глубина падения аксиальной скорости на оси. В то же время в области пограничного слоя и потенциального вихря результаты моделей SA и двухпараметрических моделей совпадают.

Использование поправок, предложенных в [1] и [2], позволяет улучшить согласование с экспериментом (рис. 3). При этом радиус вихревого ядра и профиль тангенциальной компоненты скорости в центральной области совпадают с экспериментальными, в то же время в пристеночном слое остается существенное отклонение от экспериментального профиля. Совпадение аксиальной компоненты скорости с экспериментом несколько хуже в пристеночной области и области потенциаль-

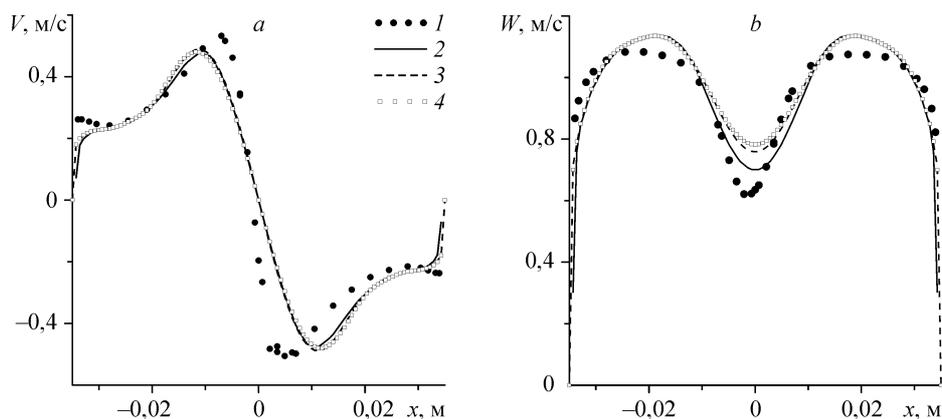


Рис. 1. Профили тангенциальной (а) и аксиальной (б) компонент скорости в сечении $l = 3,4D$, рассчитанные при числе Рейнольдса $Re = 3 \cdot 10^5$, в зависимости от детализации расчетной сетки. Модель турбулентности Чена.

Эксперимент (1), ячейки: 50 000 (2), 400 000 (3), 450 000 (4), $L = 74$ (2, 3), 3,7 (4) D , $Re = 3e5$ (V, W).

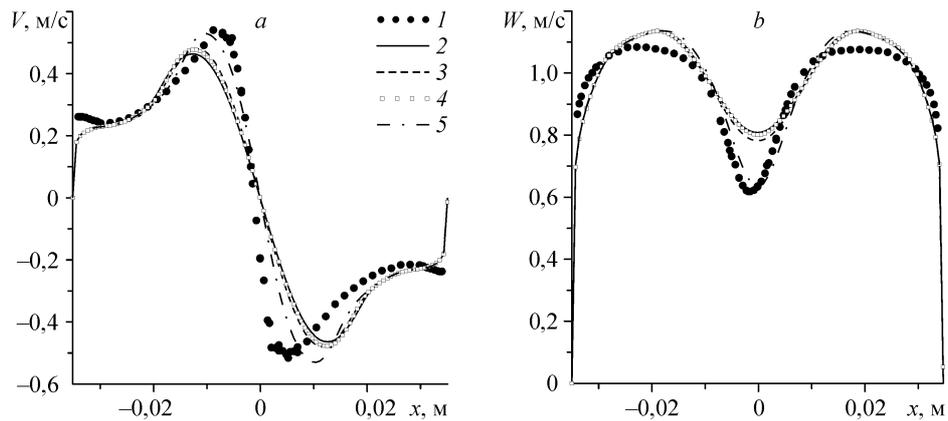


Рис. 2. Профили тангенциальной (а) и аксиальной (b) компонент скорости в сечении $l = 3,4D$, рассчитанные при числе Рейнольдса $Re = 3 \cdot 10^5$, с использованием моделей без поправки на кривизну линий тока.

Эксперимент (1), стандартная $k-\varepsilon$ (2), $k-\varepsilon$ Чена (3), $k-\omega$ SST (4), SA (5), $Re = 3e5$ (V, W).

ного вихря для всех моделей. При использовании поправок на кривизну линий тока вязкость получается меньше, что приводит к занижению аксиальной скорости на оси. Наилучшие результаты из всех подходов получаются при использовании модели SARC (см. рис. 3). Эта модель достаточно точно описывает профиль тангенциальной компоненты скорости и в меньшей степени переоценивает падение аксиальной компоненты скорости на оси, чем модель $k-\omega$ SST-CC.

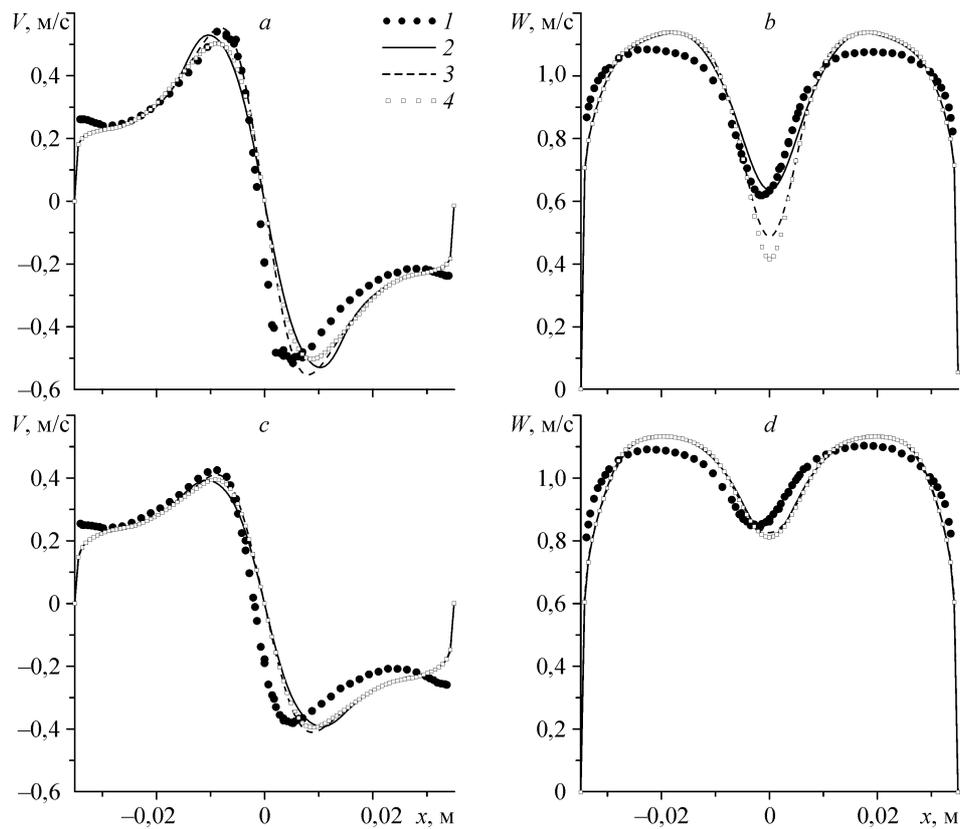


Рис. 3. Профили компонент скорости в сечении $l = 3,4D$, рассчитанные при числе Рейнольдса $Re = 3 \cdot 10^5$ (a, b) и $Re = 5 \cdot 10^4$ (c, d), с использованием моделей с поправкой на кривизну линий тока.

Эксперимент (1), SA (2), SARC (3), $k-\omega$ SST-CC (4), $Re = 3e5$ (a, b), $5e4$ (c, d) (V, W).

2.2. Вихревое течение в диффузоре

В работе [5] рассмотрено вихревое течение в круглом прямом диффузоре. Данная задача представляет интерес в связи с моделированием течения в отсасывающей трубе гидротурбины и часто использовалась для тестирования расчетных алгоритмов и моделей турбулентности. В работе [10] моделировалось течение в диффузоре с использованием стандартной $k-\varepsilon$ модели турбулентности и LRR-RSM модели. В работе [12] исследовали эту задачу с использованием программного кода OpenFOAM с помощью RANS моделей турбулентности ($k-\omega$ SST). Экспериментальные данные доступны в базе ERCOFTAC.

Диффузор расположен на 100 мм вниз по потоку от вихревого генератора диаметром 260 мм. Сам диффузор длиной 510 мм и углом расширения 20° заканчивается выходом в атмосферу (рис. 4).

Закрученное течение создавалось вращающимся цилиндром с ячейками. Полученное таким образом вращение потока оказалось близко к твердотельному. Закрутка потока составляла $S_w \approx 0,3$. При данных параметрах закрутки и угла расширения поток не отрывается от стенок диффузора, и, в то же время, не образуется зона рециркуляции на оси течения. Число Рейнольдса, определяемое по средней скорости, составляло $Re = W_0 D / \nu = 202\,000$.

Результаты измерений представляют собой профили компонент скорости и напряжений Рейнольдса вдоль линий, перпендикулярных стенке диффузора. Линии начинаются на стенке и заканчиваются на оси диффузора. Их расположение отмечено расстоянием вдоль стенки от начала диффузора до начала линии (т. е. вдоль координаты x). Координата x направлена вдоль стенки вниз по потоку, ноль — начало диффузора (см. рис. 4). Первый профиль скорости, измеренный на расстоянии 25 мм от начала диффузора вверх по потоку, взят в качестве граничного условия на входе расчетной области.

В сечении $x = 25$ мм вниз от начала диффузора результаты расчетов на всех сетках практически не отличаются друг от друга (рис. 5). Расчетные профили компонент скорости лежат близко к экспериментальным, но несколько занижается пик тангенциальной компоненты скорости V . С ростом расстояния от входа усиливаются различия между расчетными профилями (см. рис. 5). Детализация сетки улучшает совпадение расчетных и экспериментальных профилей скорости, особенно вблизи стенки. В то же время, значение продольной компоненты W на оси несколько переоценивается. Существенное влияние на точность моделирования оказывает детализация сетки в области пограничного слоя. Использование детальной сетки, содержащей 538 тыс. ячеек, для которой безразмерное расстояние y_+ от центра пристеночного контрольного объема до стенки составляло менее 10, качественно изменило профиль тангенциальной компоненты скорости в сечении $x = 405$ мм и заметно улучшило совпадение с экспериментом.

Аналогичные результаты показывает сравнение профилей энергии турбулентных пульсаций (рис. 6). По мере роста числа узлов сетки увеличивается пик энергии турбулентности вблизи стенки. В первом сечении отличия между экспериментальными и расчетными профилями невелико, а по мере

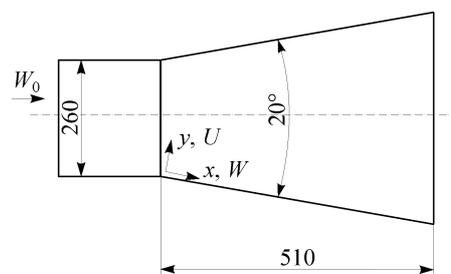


Рис. 4. Диффузор и система координат.

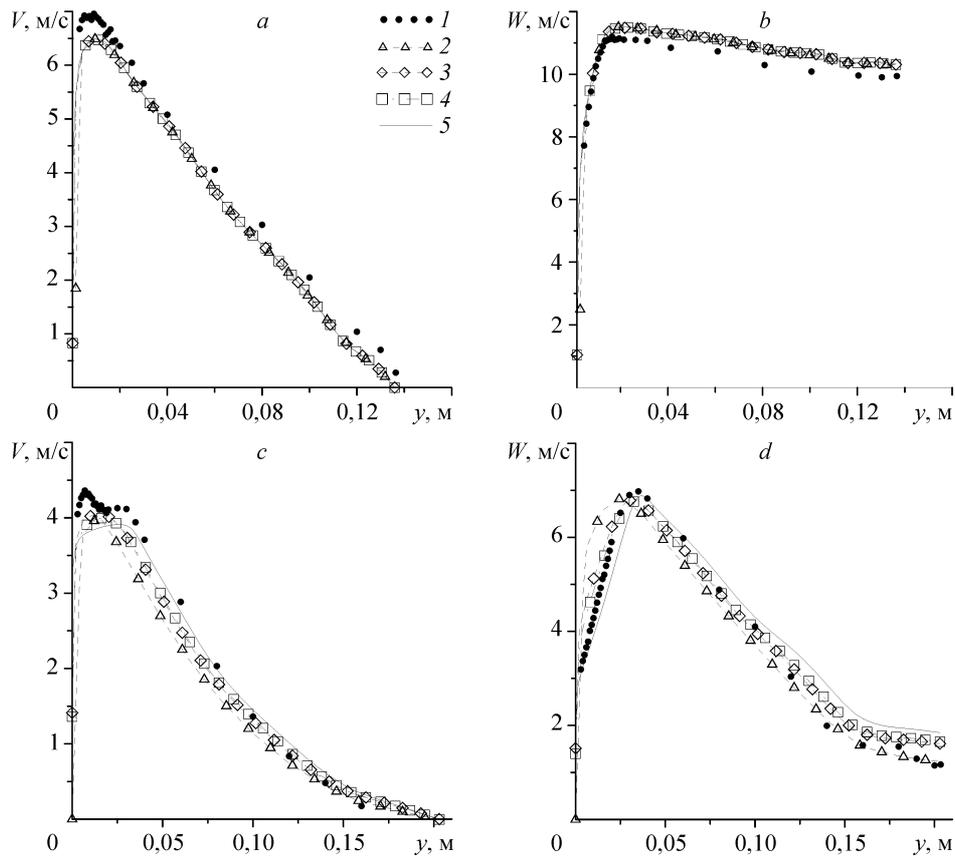


Рис. 5. Профили компонент скорости в сечениях $x = 25$ мм (*a, b*) и $x = 405$ мм (*c, d*) в зависимости от расчетной сетки.

Диффузор (V, W), эксперимент (1), ячейки: 40 000 (2), 170 000 (3), 300 000 (4), 590 000 (5).

удаления от входа становится существенным. Даже для самой детальной сетки в последнем сечении максимум энергии турбулентности недооценивается приблизительно на 30 %.

Помимо расчетной сетки ощутимое влияние на результаты моделирования оказали условия на выходе из диффузора и задание турбулентных характеристик на входе. Для более точного моделирования течения расчетная область помимо

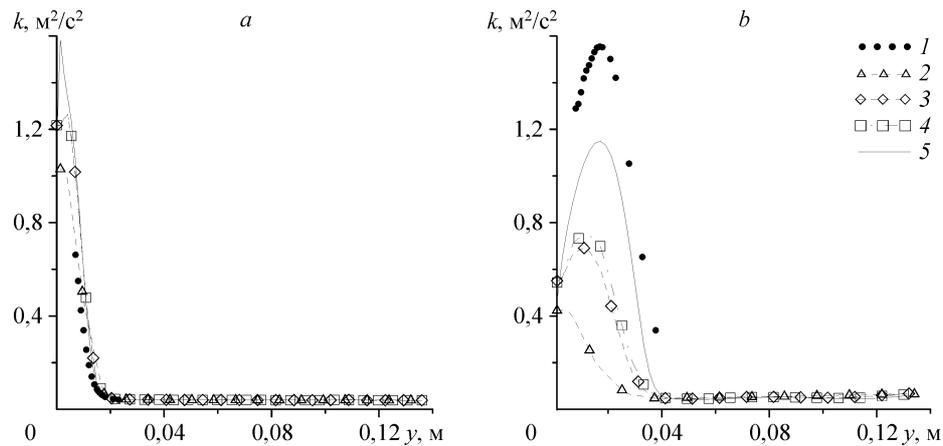


Рис. 6. Диффузор (К), энергия турбулентных пульсаций в сечениях $x = 25$ мм (*a*) и $x = 405$ мм (*b*) в зависимости от расчетной сетки.

Эксперимент (1), ячейки: 40 000 (2), 170 000 (3), 300 000 (4), 590 000 (5).

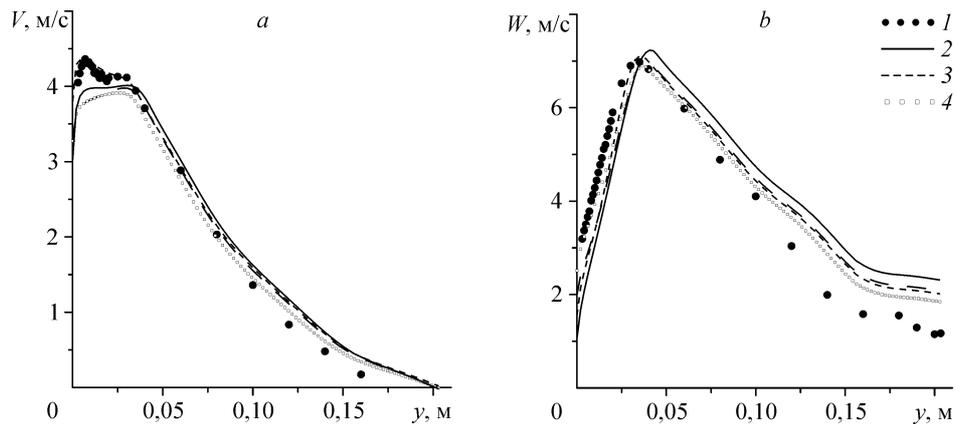


Рис. 7. Диффузор (V , W), профили компонент скорости в сечении $x = 405$ мм в зависимости от модели турбулентности, полученные с помощью расчетной сетки, содержащей 590 тыс. ячеек. Эксперимент (1), $k-\omega$ SST (2), $k-\epsilon$ Чена (3), стандартная $k-\epsilon$ (4), SA (5).

собственно диффузора должна включать часть открытого пространства за ним. В этом случае постановка задачи лучше соответствует экспериментальной установке, в которой выход потока после диффузора осуществлялся в атмосферу. В то же время, постановка “мягких” граничных условий на выходе из диффузора приводит к существенно более равномерному профилю W -компоненты скорости, чем в эксперименте.

Так же, как и для предыдущей задачи, в работе [10] рекомендуется рассчитывать скорость диссипации по формуле $\epsilon_{in} = k^{3/2}/L$, $L = 0,06 D$, что снижает турбулентную вязкость на входе.

Сравнение различных моделей турбулентности показывает, что профили компонент скорости практически не отличаются друг от друга, различие проявляется только ближе к концу диффузора (рис. 7). Можно отметить, что модель $k-\omega$ SST лучше воспроизводит профиль тангенциальной скорости. Модель SA также хорошо воспроизводит профиль тангенциальной компоненты скорости V , но завышает компоненту скорости W на оси. Энергия турбулентных пульсаций оказывается несколько ниже экспериментальных значений для всех моделей. Поправка на кривизну линий тока почти не влияет на результаты моделирования. По-видимому, это связано с низким уровнем пульсации в ядре потока на входе. Поскольку в области закрутки турбулентные пульсации и вихревая вязкость имеют небольшую величину, то конвективный перенос преобладает над турбулентным, и моделирование турбулентности влияет несущественно. В пристеночном слое поправка на кривизну линий тока мало отличается от единицы и также не влияет на течение.

2.3. Вихревое течение после внезапного расширения

Для исследования прецессии вихревого ядра в работе [6] проведены измерения закрученного турбулентного потока в канале с внезапным расширением. В этих экспериментах измерены скорости и пульсационные характеристики. Также данное течение исследовалось численно в работах [13] и [14].

В данных расчетах проводилось моделирование закрученного потока при числе Рейнольдса $Re = U_{in} D / \nu = 3 \cdot 10^4$, где D — диаметр меньшего канала, и параметре закрутки $S_w = 0,6$. В качестве U_{in} была взята максимальная аксиальная скорость на входе. Расчетная область представляла собой канал радиусом 1 м и длиной 1 м, расширяющийся в канал радиусом 2 м и длиной 40 м (рис. 8).

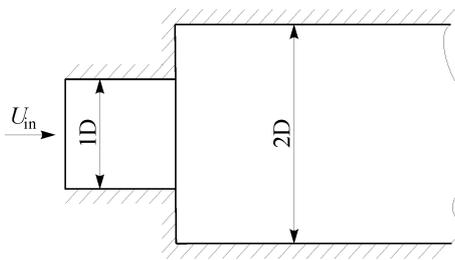


Рис. 8. Схема канала с внезапным расширением.

На входе задавался экспериментальный профиль скорости, измеренный для сечения $z/D = -0,5D$, соответствующего расположению входа расчетной области. Интенсивность турбулентных пульсаций оценивалась из экспериментального профиля турбулентных пульсаций и была задана равной $I = 20\%$. Варьирование интенсивности турбулентных пульсаций на входе не оказало существенного влияния на результаты. На выходе ставились “мягкие” граничные условия. Для расчетов использовались блочно-структурированные сетки, содержащие сетки 41 тыс. ячеек, 318 тыс. ячеек, 716 тыс. ячеек.

Для данной задачи также был проведен расчет по методу DES. В этом случае для дискретизации конвективных членов в уравнении переноса импульса использовалась схем Quick, для аппроксимации нестационарных членов — схема второго порядка точности. Шаг по времени выбирался $\Delta t = 0,05$ с и оставался постоянным. Такой шаг соответствовал числу Куранта менее 1,2 во всей расчетной области. После формирования квазипериодического режима проводилось усреднение нестационарных полей.

В данной задаче повысить точность расчета позволило использование метода DES. На рис. 9 видно существенное отличие в картине течения, получаемой с помощью различных моделей. Расчет с использованием метода DES дает большую длину зон рециркуляции как на оси, так и за уступом, по сравнению с расчетом по RANS модели.

На рис. 10 приведены графики сравнения расчетных и экспериментальных данных. На рисунках представлены профили тангенциальной V - и осевой W -составляющих скорости в трех измеренных сечениях на расстояниях от входа в широкий канал: $z/D = 0,25$, $z/D = 0,75$, $z/D = 1,5$. Расчеты на всех сетках с использованием модели SA дают близкие результаты, но с экспериментом достаточно хорошо совпадает только профиль осевой компоненты скорости в первом сечении. Рассмотрение профилей осевой компоненты скорости показывает, что расчет существенно занижает длину зоны рециркуляции возле стенки. Аналогично занижается длина зоны рециркуляции на оси.

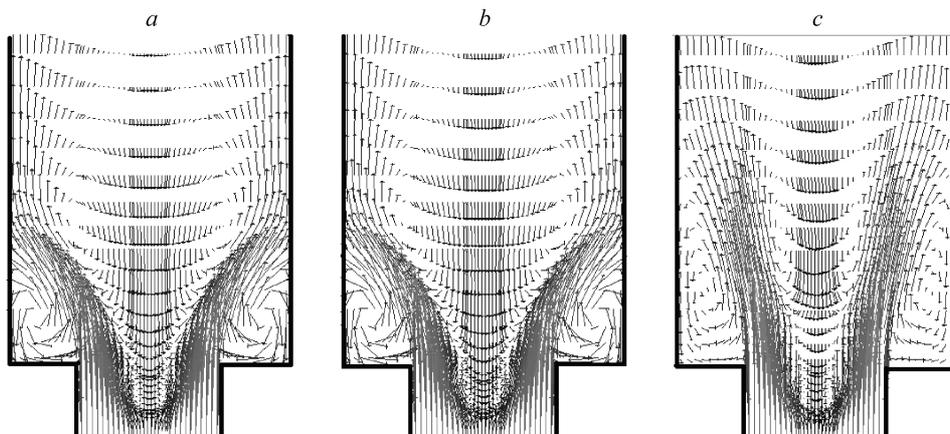


Рис. 9. Векторное поле скорости в центральном сечении.
SA (a), SARC (b), DES (c).

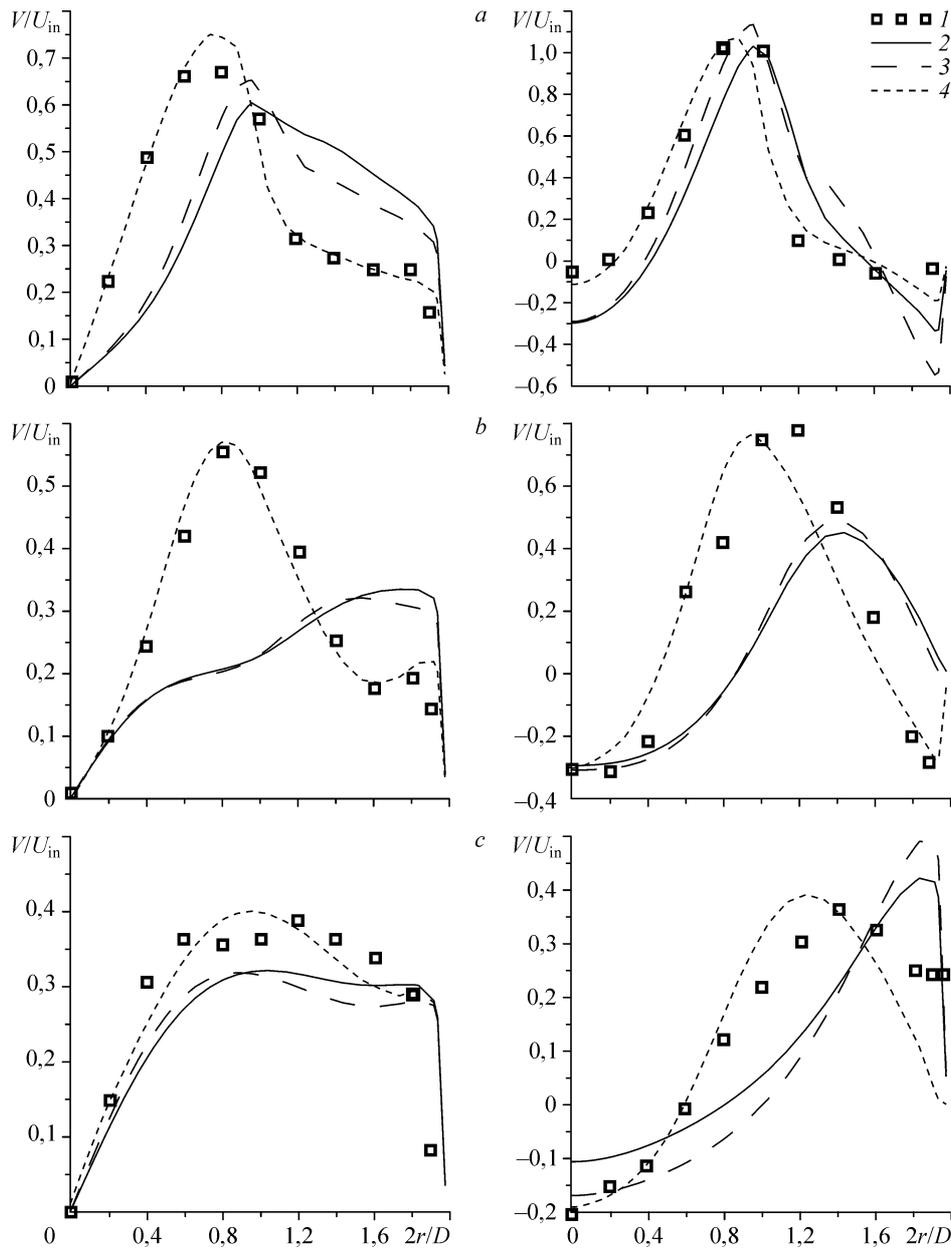


Рис. 10. Профили тангенциальной (V) и аксиальной (W) компонент скорости в сечениях $z = 0,25D$ (a), $z = 0,75D$ (b) и $z = 1,5D$ (c).

Эксперимент (1), SA (2), SARC (3), DES (4).

Расчетный профиль тангенциальной компоненты скорости во всех сечениях существенно отличается от экспериментального. В частности, расчет существенно завышает радиус вихря (радиус твердотельного вращения). Аналогичные результаты получились при расчетах концентрированного вихря в трубе. Использование поправки на кривизну линий тока несколько улучшает совпадение с экспериментом, но профили компонент скорости все равно остаются достаточно далекими от эксперимента. Расчет с помощью метода DES позволяет получить хорошее количественное совпадение с экспериментом, особенно для тангенциальной компоненты скорости.

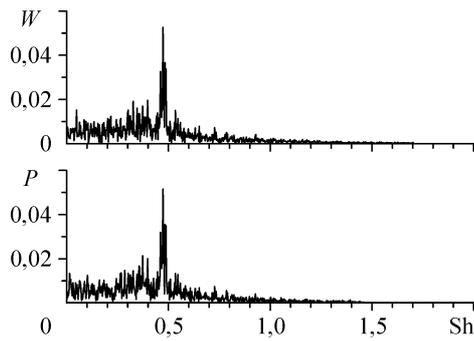


Рис. 11. Фурье-преобразование пульсаций давления.

Метод DES также позволяет определить величину пульсаций и характерные частоты крупномасштабных нестационарных структур. На рис. 11 приведено Фурье-преобразование пульсаций давления и скорости в зависимости от числа Струхала $Sh = f \cdot D / U_{in}$, где f — частота пульсаций.

Видно, что графики имеют острый пик при числе Струхала $Sh \approx 0,5$. Низкочастотные пульсации вызваны прецессией вихревого ядра. На рис. 12 приведены последовательные мгновенные изоповерхности некоторой отрицательной величины λ_2 . Эти области соответствуют расположению ядра вихря. На рисунке видна прецессия вихревого ядра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные задачи показывают, что моделирование закрученных турбулентных потоков требует специального подхода к моделям турбулентности и постановке входных условий на турбулентные характеристики. Поскольку закрутка потока подавляет генерацию турбулентности, то избыточная турбулентная вязкость на входе может привести к существенному искажению решения и быстрому размыванию концентрированного вихря. По той же причине для получения более корректных результатов следует использовать модели турбулентности, учитывающие закрутку усредненного потока. Тем не менее, для сильнозакрученных течений, для которых характерно образование зоны рециркуляции, указанных моделей может быть недостаточно даже для корректного предсказания усредненного поля скорости. В этом случае следует использовать модели, разрешающие крупномасштабные турбулентные вихри. В частности, хорошие результаты можно получить при помощи метода моделирования отсоединенных вихрей (DES).

Данный метод позволяет даже на относительно грубой сетке получить хорошее количественное совпадение с экспериментальными данными для сильнозакрученных течений с образованием зоны рециркуляции. Кроме того, данный метод позволяет моделировать нестационарное поведение крупномасштабных вихревых структур, определять величину и спектр пульсаций.

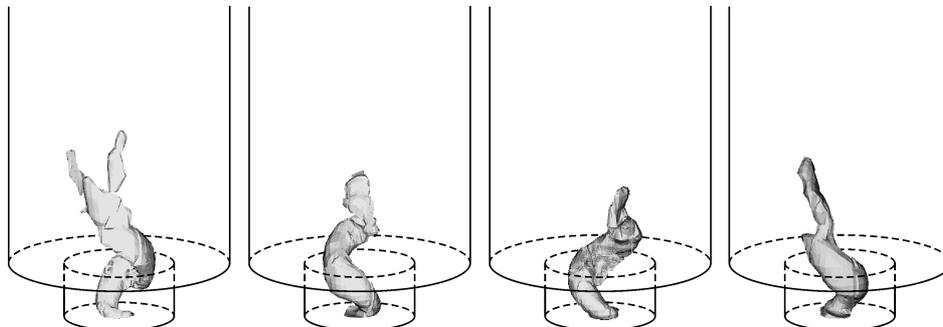


Рис. 12. Прецессия вихревого ядра, визуализированная изоповерхностью λ_2 .

СПИСОК ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

d — расстояние до стенки, м,	\mathbf{v} — вектор скорости, м/с,
k — удельная кинетическая энергия турбулентных пульсаций, $\text{м}^2/\text{с}^2$,	y_+ — безразмерное расстояние от стенки до центра пристеночного контрольного объема,
L_t — масштаб турбулентных вихрей, м,	ε — скорость диссипации энергии турбулентных пульсаций, $\text{м}^2/\text{с}^3$,
p — давление, Па,	μ — динамическая молекулярная вязкость, Па·с,
Re — число Рейнольдса,	ρ — плотность, $\text{кг}/\text{м}^3$,
S_{ij} — тензор скоростей деформации, с^{-1} ,	ω — удельная скорость диссипации энергии турбулентных пульсаций, с^{-1} ,
Sh — число Струхаля,	Ω_{ij} — тензор завихренности, с^{-1} .
Sw — параметр закрутки,	

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Spalart P.R., Shur, M.L. On the sensitization of turbulence models to rotational and curvature // Aerospace Science and Technology. 1997. Vol. 1, No. 5. P. 297–302.
2. Smirnov P., Menter F. Sensitization of the SST turbulence model to rotation and curvature by applying the Spalart-Shur correction term // Proc. of ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea and Air, GT 2008, Germany, Berlin, June 9-13, 2008. 10 p.
3. Spalart P.R., Jou W.-H., Strelets M., Allmaras S.R. Comments on the feasibility of LES for wings and on a hybrid, RANS/LES approach / Lue C. and Lue Z. (Eds). Advances in DNS/LES: Proc. of 1AFOSR Intern. Conf. on DNS/LES, Ruston, LA, August, 4-8. 1997. Columbus, OH: Greyden Press. 1997. P. 137–147.
4. Steenbergen W. Turbulent pipe flow with swirl // Eindhoven University of Technology, PhD Thesis. 1995. 199 p.
5. Clausen P.D., Koh S.G., Wood D.H. Measurements of a swirling turbulence boundary layer developing in a conical diffuser // Experimental Thermal and Fluid Science. 1993. Vol. 6. P. 39–48.
6. Dellenback P.A. Measurements in turbulent swirling flow through an abrupt expansion // AIAA J. 1988. Vol. 26, No. 6. P. 669–681.
7. Chen Y.S., Kim, S.W. Computation of turbulent flows using an extended k - ε turbulence closure model: NASA CR-179204, 1987.
8. Menter F.R. Zonal two equation k - ω turbulence models for aerodynamic flows // AIAA Paper. No. 93-2906. 1993. 21 p.
9. Быстров Ю.А., Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Леонтьев А.И. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб. СПб.: Судостроение, 2005. 392 с.
10. Mauri S. Numerical simulation and flow analysis of an elbow diffuser: PhD Thesis. 2002.
11. Muntean S. High performance computing for 3D unsteady swirling flow simulation in draft tube // Technical report. HPC Europa Program. 2005. 59 p.
12. Nilsson H., Page M., Beaudoin M., Gschaider B., Jasak H. The OpenFOAM turbomachinery working group, and conclusions from the turbomachinery session of the third openfoam workshop // IAHR, 24th Symp. on Hydraulic Machinery and Systems, Brazilian, 2008. 10 p.
13. Schluter J.U. Consistent boundary conditions for integrated LES/RANS simulations: LES inflow conditions // Center for Turbulence Research, Annual Research brief. 2002.
14. Gyllenram W., Nilsson H., Davidson L. Large eddy simulation of turbulent swirling flow through a sudden expansion // Proc. 23 IAHR Symp., Yokohama, Japan, October 2006.

Статья поступила в редакцию 22 апреля 2010 г.