

**ТЕСТИРОВАНИЕ ПОДСЕТОЧНОГО МАСШТАБА, АДАПТИРОВАННОГО К СЛОЯМ СМЕШЕНИЯ, В РАМКАХ МЕТОДА DDES****АННОТАЦИЯ**

На примере решения задач об обтекании выпуклости на плоской поверхности и о течении за донным срезом цилиндра, обтекаемого сверхзвуковым потоком, проведено тестирование метода DDES в сочетании с новым подсеточным масштабом, адаптированным к слоям смешения. Результаты расчетов показали, что использование модифицированного масштаба приводит к существенному улучшению согласия с экспериментальными данными за счет ускорения развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в слоях смешения. Кроме того, модифицированный масштаб обеспечивает ослабление чувствительности метода к размерам ячеек расчетной сетки в поперечном направлении.

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Точность расчета характеристик теплообмена плохообтекаемых тел в значительной степени определяется точностью описания потока в следе, формирующемся за такими телами. Как известно, расчет отрывных течений с помощью экономичных подходов, основанных на осредненных по Рейнольдсу уравнениях Навье-Стокса (Reynolds Averaged Navier-Stokes, RANS), как правило, не обеспечивает приемлемой для практики точности. С другой стороны, применение метода моделирования крупных вихрей (Large Eddy Simulation, LES), позволяющего рассчитывать такие течения с достаточно высокой точностью, требует непомерно высоких вычислительных затрат. В связи с этим в настоящее время все большее применение при расчете течений рассматриваемого класса находят так называемые гибридные RANS-LES подходы, сочетающие в себе экономичность RANS при расчете присоединенных областей потока с высокой точностью LES при расчете отрывных областей. Наиболее популярным среди них является метод моделирования отсоединенных вихрей (Detached Eddy Simulation, DES [1]) и его более поздняя версия DDES [2]. Однако при использовании этих методов в оторвавшихся слоях смешения наблюдается сильная задержка развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и турбулизации потока [3], что, в свою очередь, приводит к значительному снижению точности расчета. Для устранения этого недостатка в работе [4] предложено новое определение подсеточного линейного масштаба турбулентности  $\Delta_{SLA}$ , специальным образом адаптированного к слоям смешения, и представлены результаты успешного применения метода DDES [2] в сочетании

с этим масштабом к задаче о течении в плоском канале с внезапным расширением. В настоящей работе, для проверки справедливости выводов [4] о высокой эффективности предложенного подхода, его тестирование выполнено для двух других отрывных турбулентных течений, а именно, для обтекания выпуклости на плоской поверхности и течения за донным срезом цилиндра, обтекаемого сверхзвуковым потоком.

**2. ФОРМУЛИРОВКА МОДИФИЦИРОВАННОГО DDES МЕТОДА**

Метод DDES относится к категории незонных гибридных RANS-LES моделей. Как и другие модели типа DES, он построен на основе одной базовой модели, функционирующей как RANS модель в присоединенных пограничных слоях и как ее подсеточный аналог вдали от стенок. Для этого в базовой RANS модели линейный масштаб турбулентности  $l_{RANS}$  заменяется гибридным масштабом  $l_{DDES} = l_{RANS} - f_d \max\{0, (l_{RANS} - C_{DES}\Delta)\}$ , (1) где  $f_d$  – эмпирическая функция, обеспечивающая работу метода в RANS режиме внутри присоединенных пограничных слоев,  $\Delta$  – подсеточный линейный масштаб, который в рамках оригинальной формулировки DDES определяется как максимальный размер стороны расчетной ячейки  $\Delta_{max} = \max\{\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z\}$ , а константа  $C_{DES} = 0.65$ .

В работе [4] предлагается заменить  $\Delta_{max}$  на новый масштаб, при построении которого реализованы две основные идеи.

Первая из них состоит в использовании при построении подсеточного масштаба величины  $\tilde{\Delta}_\omega$ :

$$\tilde{\Delta}_\omega = \frac{1}{\sqrt{3}} \max_{n,m=1,8} |(\mathbf{I}_n - \mathbf{I}_m)|, \quad (2)$$

где  $\mathbf{I}_n = \mathbf{n}_\omega \times \mathbf{r}_n$ ,  $\mathbf{n}_\omega$  – единичный орт вектора завихренности потока, а  $\mathbf{r}_n$  – радиус-вектор  $n$ -ого узла ячейки.

В областях развитой трехмерной турбулентности величина  $\tilde{\Delta}_\omega$  имеет тот же порядок, что и величина  $\Delta_{max}$ . В то же время, на начальном участке слоя смешения, развивающегося, например, в плоскости  $\{x, y\}$ , где течение имеет квазидвумерный характер (в связи с этим в этой области используется сильно неизотропные сетки), а направление вектора завихренности совпадает с направлением  $z$ , она имеет порядок  $O(\max\{\Delta_x, \Delta_y\})$ . Таким образом, на начальном участке слоя смешения

$\tilde{\Delta}_\omega$  не зависит от шага сетки в поперечном направлении  $\Delta z$ , который, как правило, значительно превышает шаги в направлениях  $x$  и  $y$ . В результате в этой области  $\tilde{\Delta}_\omega$  и, следовательно, пропорциональная ее квадрату величина подсеточной вязкости оказываются существенно меньшими, чем  $\Delta_{\max}$  и рассчитанная по ней подсеточная вязкость, что приводит к разблокировке развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца.

Вторая из упомянутых выше идей обеспечивает дополнительное (не связанное с особенностями используемой сетки) снижение турбулентной вязкости на начальных участках слоев смешения. Этого удается добиться путем умножения  $\tilde{\Delta}_\omega$  на специальным образом сконструированную эмпирическую функцию от кинематического критерия VTM (Vortex Tilting Measure), позволяющего идентифицировать области потока близкие к двумерным:

$$VTM = \frac{\sqrt{6} |(\hat{S} \cdot \omega) \times \omega|}{\omega^2 \sqrt{3tr(\hat{S}^2) - [tr(\hat{S})]^2}}, \quad (3)$$

где  $\hat{S}$  - тензор скоростей деформаций,  $tr()$  - означает след тензора, а  $\omega$  - вектор завихренности.

Величина VTM близка к нулю в квазидвумерных областях потока и к единице - в областях с развитой турбулентностью.

Упомянутая выше эмпирическая функция имеет вид:

$$F_{KH} (< VTM >) = \max\{F_{KH}^{\min}, \min\{F_{KH}^{\max}, F_{KH}^{\min} + \frac{F_{KH}^{\max} - F_{KH}^{\min}}{a_2 - a_1} (< VTM > - a_1)\}\}, \quad (4)$$

где угловые скобки означают осреднение по текущей и соседним ячейкам сетки, а эмпирические константы имеют значения:  $a_1 = 0.1$ ,  $a_2 = 0.2$ ,  $F_{KH}^{\min} = 0.1$ ,  $F_{KH}^{\max} = 1.0$ .

Как следует из (4), на начальных участках слоев смешения, где величина  $< VTM >$  близка к 0,  $F_{KH} = 0.1$ , что приводит к уменьшению подсеточного масштаба в 10 раз, а подсеточной вязкости примерно в 100 раз. В то же время, в областях с развитой турбулентностью функция  $F_{KH}$  неактивна (равна 1). Кроме того, чтобы деактивировать эту функцию во внешнем потоке, величина  $< VTM >$  в формуле (4) умножается на величину  $\max\{1, (0.2v/\max\{v_t - v_{\infty}\}, 10^{-6})\}$ , что гарантирует равенство  $F_{KH}$  единице в области, где турбулентная вязкость близка к турбулентной вязкости внешнего потока  $v_{\infty}$ . Наконец, для деактивации  $F_{KH}$  внутри присоединенных пограничных слоев, где должна работать RANS ветвь метода DDES, предлагается использовать следующее ограничение:

$$F_{KH}^{\lim} = \begin{cases} 1.0, & \text{if } f_d < (1 - \varepsilon) \\ F_{KH}, & \text{if } f_d \geq (1 - \varepsilon) \end{cases}, \quad \varepsilon = 0.01 \quad (5)$$

Таким образом, окончательное определение подсеточного линейного масштаба турбулентности, предложенное в [4] и используемое в настоящей работе в рамках метода DDES на основе модели Спаларта-Аллмараса (Spalart-Allmaras, SA) [5], имеет вид:

$$\Delta_{SLA} = \tilde{\Delta}_\omega F_{KH}^{\lim} \quad (6)$$

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИМЕНЕНИЯ МОДИФИЦИРОВАННОГО DDES МЕТОДА

Все представленные ниже результаты были получены с помощью NTS кода, подробно описанного в [6].

#### 3.1. Обтекание выпуклости на поверхности

Рассматривается обтекание выпуклости длиной  $c$  и высотой  $h=0.128c$ , расположенной на плоской поверхности. Данное течение экспериментально исследовалось в работе [7] (рис. 1) при числе Рейнольдса, построенном по длине выпуклости и максимальной скорости на входе  $U_0$ , равном 936000.

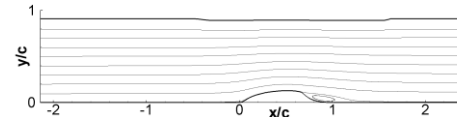


Рис. 1. Схема обтекания выпуклости на поверхности плоского канала [7].

На входной границе ( $x = -2.14c$ ), задавался профиль скорости, полученный с помощью предварительного RANS расчета пограничного слоя на плоской пластине с толщиной, соответствующей экспериментальному значению в этом сечении. На верхней стенке использовались условия проскальзывания, а на нижней - условия прилипания и непроницаемости. На выходной границе задавалось значение давления, а остальные переменные определялись путем линейной экстраполяции из внутренних точек области. Наконец, в направлении поперек потока (ось  $z$ ) использовались условия периодичности.

Число узлов базовой расчетной сетки (grid 1) составляло порядка  $5 \cdot 10^6$ . Кроме того, для исследования чувствительности метода к шагу сетки в поперечном направлении, использовалась сетка grid 2, в которой шаг сетки по  $z$  был в два раза больше, чем в базовой.

Интегрирование по времени проводилось в течение 30 "конвективных времен"  $c/U_0$ . При этом время выхода решения на статистически установившийся режим составляло примерно  $10c/U_0$ , после чего для получения средних характеристик потока проводилось осреднение решения по временному интервалу  $20c/U_0$ . Кроме того, решения осреднялись в поперечном ("гомогенном") направлении.

Основные результаты расчетов, наглядно демонстрирующие преимущества предложенного в [4] определения линейного подсеточного масштаба, представлены на рис. 2-4.

Как видно из рис.2, на котором показаны мгновенные поля завихренности из расчетов с использованием стандартного ( $\Delta_{\max}$ ) и модифицированного ( $\Delta_{SLA}$ ) масштабов, использование последнего обеспечивает значительное ускорение распада и турбулизации оторвавшегося слоя смешения.

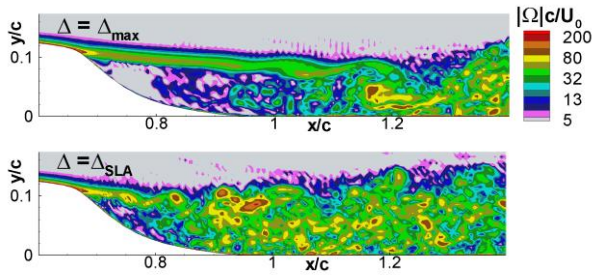


Рис. 2. Мгновенные поля безразмерного модуля завихренности, полученные стандартным (сверху) и модифицированным (снизу) DDES методами

В результате существенно сокращается длина зоны рециркуляции за выпуклостью  $L_p$  (рис. 3, табл. 1) и улучшается согласование расчетных и экспериментальных данных по распределению коэффициента трения вдоль обтекаемой поверхности.

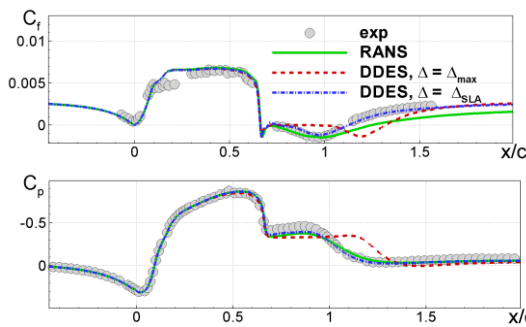


Рис. 3. Продольные распределение коэффициентов трения и давления

Таблица 1. Сравнения результатов расчета длины зоны рециркуляции с экспериментальными данными

Метод	$L_p/c$
SA RANS	0.58
Стандартный SA DDES	0.66
Модифицированный SA DDES	0.47
Эксперимент [7]	0.45

Наконец, рис. 4 иллюстрирует влияние двукратного увеличения шага сетки по  $z$  на результаты расчетов с использованием стандартного и модифицированного масштабов турбулентности. Из него следует, что в первом случае решение достаточно сильно изменяется и еще больше отклоняется от эксперимента, а во втором – остается практически таким же, как и на базовой сетке, что является важным дополнительным достоинством модифицированного масштаба.

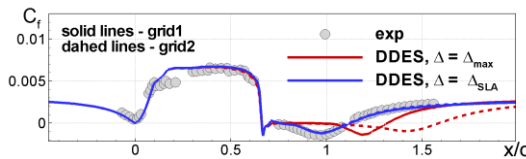


Рис. 4. Распределения коэффициента трения вдоль нижней стенки, полученные с использованием стандартного и модифицированного масштабов на базовой (grid 1) и заглубленной по  $z$  (grid 2) сетках

### 3.2. След за донным срезом цилиндра, обтекаемого сверхзвуковым потоком

Данное течение исследовалось в экспериментах [8]. Скорость набегающего потока в этих экспериментах  $U_\infty$  была равна 564.2 м/с (число Маха потока  $M=2.46$ ), радиус цилиндра  $R = 0.03175$  м, температура торможения  $T = 293$  К, а число Рейнольдса, построенное по радиусу цилиндра, составляло  $1.632 \cdot 10^6$ .

Расчеты проводились на сетке с двумя перекрывающимися блоками. Внутренний декартов блок введен для устранения сингулярности на оси симметрии потока, а внешний - представляет собой сетку O-типа (рис. 5). Общее число узлов сетки равно  $1.8 \cdot 10^6$ . Вблизи цилиндра сетка сильно сгущается как в продольном, так и в радиальном направлении, что необходимо для разрешения слоя смешения, оторвавшегося от цилиндра. В азимутальном направлении сетка является равномерной и имеет 96 узлов.

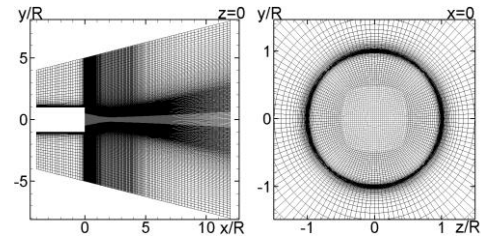


Рис. 5. Расчетная сетка в плоскости  $z = 0$  и в плоскости  $x = 0$

На стенках цилиндра задавались условия непроницаемости и прилипания для скорости и условие равенства нулю теплового потока для температуры. На входной границе области были заданы параметры внешнего потока, а на выходной границе проводилась линейная экстраполяция всех переменных из внутренних точек области.

Интегрирование по времени проводилось в течение 250 “конвективных времен”  $RM/U_0$ . При этом время выхода решения на статистически установившийся режим составляло около  $50 RM/U_0$ , после чего для получения средних характеристик потока проводилось осреднение решения по временному интервалу  $200 RM/U_0$  и в гомогенном азимутальном направлении.

Основные результаты расчетов, их сравнение с результатами [9], полученными с использованием зонного гибридного метода (ZDES) на гораздо более мелкой сетке (14 миллионов узлов), и с экспериментальными данными [8], представлены на рис. 6 – 8.

В частности, из рисунка 6 видно, что как и в предыдущей задаче, применение нового линейного подсеточного масштаба  $\Delta_{SLA}$  значительно ускоряет турбулизацию слоя смешения и, как следствие, улучшает разрешение турбулентных структур в зоне рециркуляции за донным срезом цилиндра. В результате значительно повышается и точность расчета поля касательных Рейнольдсовых напряжений (рис. 7)

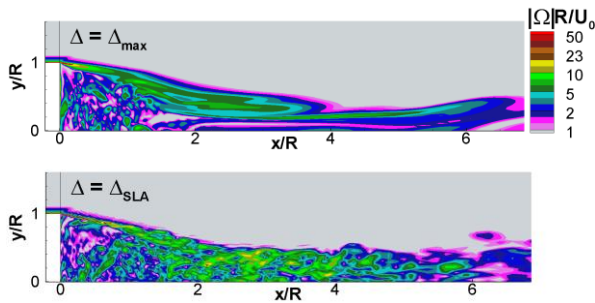


Рис. 6. Мгновенные поля безразмерного модуля завихренности, полученные с использованием стандартного и модифицированного подсеточного масштаба турбулентности

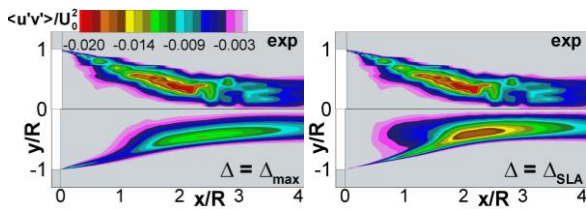


Рис. 7. Сравнение расчетных полей касательных напряжений, рассчитанных с использованием стандартного и модифицированного подсеточного масштаба турбулентности, с экспериментальными данными

Результаты расчета основных характеристик осредненного потока, полученные с использованием различных методов, представлены на рис. 8. Видно, что в целом наилучшее согласование с экспериментом достигается в рамках DDES в комбинации с модифицированным подсеточным линейным масштабом. При использовании стандартного определения этого масштаба заметно ухудшается согласование с экспериментом по длине зоны рециркуляции и скорости в ближнем следе. При этом результаты расчетов с использованием RANS, замкнутых с помощью модели Спаларта-Аллараса с поправкой на сжимаемость потока [10], значительно отличаются от экспериментальных данных по скорости возвратного течения в зоне рециркуляции за донным срезом цилиндра. В результате неверно предсказывается давление в донной области, являющееся одной из наиболее важных с практической точки зрения характеристик рассматриваемого течения. Аналогичная тенденция наблюдается в результатах расчетов с помощью зонного гибридного метода ZDES [9], несмотря на использование в этих расчетах существенно более мелкой сетки.

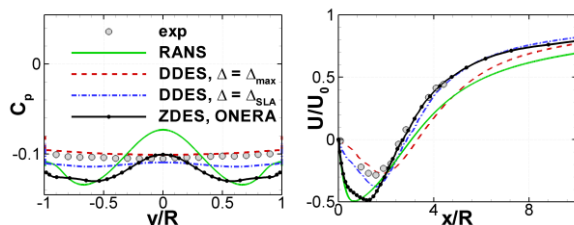


Рис. 8. Радиальное распределение статического давления вдоль донного среза цилиндра и распределение осевой скорости вдоль оси симметрии следа

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты расчетов двух достаточно сложных отрывных турбулентных течений (обтекание выпуклости на плоской стенке и течение в донном следе за цилиндром) с использованием адаптированного к слоям смешения линейного подсеточного масштаба турбулентности в рамках модели DDES. Полученные результаты свидетельствуют о том, что использование этого масштаба позволяет существенно улучшить согласование расчета с экспериментом за счет ускорения распада и турбулизации оторвавшихся слоев смешения. Кроме того, серьезным преимуществом модифицированной версии DDES является ее менее жесткие требования к размеру вычислительной сетки. Таким образом, можно заключить, что использование нового подсеточного масштаба  $\Delta_{SLA}$  в рамках DDES позволяет значительно повысить точность метода и не влечет за собой каких-либо негативных побочных эффектов.

Данная работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 14-11-00060) с использованием ресурсов СПб Филиала МЦИ РАН (<http://scc.ioffe.ru/>).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Spalart P.R. et al. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach // Proceedings of first AFOSR international conference on DNS/LES. Ruston, Louisiana, USA, 1997. P. 137–147.
2. Spalart P.R. et al. A New Version of Detached-eddy Simulation, Resistant to Ambiguous Grid Densities // Theor. Comput. Fluid Dyn. 2006. Vol. 20, № 3. P. 181–195.
3. Spalart P.R. Detached-eddy simulation // Annu. Rev. Fluid Mech. 2009. Vol. 41, № 1. P. 181–202.
4. Shur M.L. et al. An enhanced version of DES with rapid transition from RANS to LES in separated flows // Flow Turbul. Combust. 2015. Vol. 95.
5. Spalart P.R., Allmaras S.R. A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows // 30th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada, USA, 1992. P. AIAA paper 92–0439.
6. Shur M., Strelets M., Travin A. High-Order Implicit Multi-Block Navier-Stokes Code: Ten-Year Experience of Application to RANS / DES / LES / DNS of Turbulence [Online] // [http://cfd.spbstu.ru/agarbaruk/c/document\\_library/DLFE-42505.pdf](http://cfd.spbstu.ru/agarbaruk/c/document_library/DLFE-42505.pdf). 2004.
7. Greenblatt D. et al. A Separation Control CFD Validation Test Case Part 2. Zero Efflux Oscillatory Blowing // 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada, USA, 2005. Vol. 485.
8. Herrin J., Dutton J. Supersonic Base Flow Experiments in the Near Wake of a Cylindrical Afterbody // AIAA J. 1994. Vol. 32, № 1. P. 77–83.
9. Simon F. et al. Reynolds-Averaged Navier-Stokes/Large-Eddy Simulations of Supersonic Base Flow // AIAA J. 2006. Vol. 44, № 11. P. 2578–2590.
10. Spalart P. Trends in turbulence treatments // Fluids 2000 Conference and Exhibit. Denver, CO, USA, 2000. P. AIAA paper 2000–2306.