

УДК 519.6

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ НА СЕТКАХ ГИБРИДНОЙ СТРУКТУРЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СХЕМ ВЫСОКОГО ПОРЯДКА ТОЧНОСТИ

А. С. Козелков, Р. Н. Жучков, А. А. Уткина, К. Б. Володченкова
(РФЯЦ-ВНИИЭФ, г. Саров)

Представлен подход к моделированию нестационарных отрывных турбулентных течений и генерируемых ими акустических полей для объектов сложной формы с использованием сеток, состоящих из усеченных шестигранников, и рассмотрены принципы его реализации. На примерах решения задач моделирования трансзвукового нестационарного турбулентного течения в каверне и генерируемого им акустического поля, а также обтекания тандема цилиндров показано, что используемые алгоритмы являются перспективными для данного класса задач.

Ключевые слова: повышенный порядок точности, модель отсоединенных вихрей, усеченные шестигранники, оценка уровня шума, пакет программ ЛОГОС.

Введение

В настоящее время при численном моделировании отрывных турбулентных течений применяются DES-модели [1, 2]. В этих моделях для описания вихревых структур в турбулентных зонах, удаленных от пограничных слоев, используется LES-подход, а сам пограничный слой описывается полуэмпирическими RANS-моделями турбулентности. Приемлемая точность RANS-моделей для разрешения пограничных слоев, адекватные вычислительные затраты LES-моделей в обширных *отрывных* зонах, а также достаточно простая численная реализация сделали DES-подход достаточно мощным и привлекательным инструментом для расчета широкого круга задач вычислительной гидродинамики. С помощью DES-подхода удалось существенно повысить точность расчета аэродинамических течений с обширными отрывными зонами, возникающими, например, при обтекании различных препятствий и тел сложной формы под большими углами атаки [3–6].

Однако практика указанного подхода в большей части сводится к расчетам на многоблочных структурированных сетках с применением схем высокого порядка точности, вплоть до седьмого [7–9]. Использование сеток такого класса вызывает определенные неудобства при моделиро-

вании течений в промышленных конструкциях сложной конфигурации, где построение блочно-структурированной сетки возможно, но неоправданно дорого и крайне неэффективно.

Направление построения схем повышенного порядка точности на неструктурированных сетках развито достаточно хорошо, однако их использование в прикладных приложениях сильно ограничено. Практическое применение получили конечно-объемные методы, построенные на тетраэдральных сетках [10] и на базе конечно-элементного метода Галеркина [11, 12]. Обзоры существующих методов построения схем повышенного порядка точности могут быть найдены, например, в [13–16]. Существует несколько удачных примеров применения методов на базе разрывного метода Галеркина для решения задач аэроакустики [11, 12], но их основной недостаток — высокая вычислительная нагрузка. Перспективным представляется подход, основанный на схемах типа ENO/WENO, математический аппарат которых к настоящему времени хорошо развит [17–19]. Наилучшим образом указанные методы проявляют себя на структурированных и неструктурированных сетках с почти равномерным распределением размеров и форм соседних ячеек. Однако при построении расчетной сетки для промышленной задачи вы-

полнить это условие затруднительно. Распространение же методов ENO/WENO на неструктурированные сетки в трехмерном случае достаточно сложно и затратно с вычислительной точки зрения [20].

Для моделирования отрывных турбулентных течений в областях сложной геометрической формы наиболее перспективным представляется подход, основанный на выделении структурированных областей в общей неструктурированной расчетной сетке. Типичная такая сетка, в частности, состоит из усеченных шестигранников; из нее можно выделить локальные структурированные области с преобладающими отрывными течениями, для моделирования которых необходимо использовать численные схемы высокого порядка точности.

В данной работе представлено описание указанного подхода и рассмотрены принципы его реализации. На примерах решения задач моделирования трансзвукового нестационарного турбулентного течения в каверне и генерируемого им акустического поля, а также обтекания тандема цилиндров показано, что используемые алгоритмы являются перспективными для данного класса задач.

Общий подход к моделированию задач аэродинамики

Моделирование гидродинамических течений в промышленных конструкциях ведет к существенному усложнению геометрических форм расчетной области, и все больше инженерных расчетов проводится на неструктурированных сетках, состоящих из сложных многогранников произвольной формы. На таких сетках возможно использование только численных схем с порядком точности не выше второго. В настоящее время при аэродинамических расчетах наиболее популярны схемы, построенные на основе решения задачи Римана. К ним относятся схемы семейств Ro_u и AUSM [21, 22]. Эти схемы довольно просты в реализации и дают приемлемый по точности результат для широкого круга инженерных задач.

Существенной особенностью процесса моделирования отрывных турбулентных течений является необходимость использования вихреразрешающих DES-моделей, требующих численных схем высокого порядка точности, реализация и использование которых на неструктурирован-

ных сетках крайне трудоемка. Кроме того, использование численных схем высокого порядка для этих моделей необходимо только в областях, удаленных от твердых поверхностей, а для области пограничного слоя применяются RANS-модели, для которых низкий порядок дискретизации интерпретируется как небольшая неточность, что вполне допустимо, когда турбулентная вязкость рассчитывается при помощи полуэмпирических моделей.

Другая особенность связана с тем, что размеры расчетной области берутся всегда много больше размеров моделируемого объекта и зачастую требуется исключить влияние граничных условий; здесь также не везде нужно применять схемы повышенного порядка точности.

Таким образом, при расчете отрывных течений повышенный порядок точности необходим лишь в выделенных локальных областях, для большей же части расчетной области наиболее эффективно использование стандартных схем низкого порядка. Такую технологию удобнее всего реализовать, выделив локальные структурированные зоны, в которых используется свой порядок аппроксимации. Для реализации данного подхода при моделировании нестационарных отрывных турбулентных течений необходимо определить тип расчетной сетки в каждой из расчетных областей и разработать сценарий автоматического выбора численных схем.

Дискретизация расчетной области

Составляющими неструктурированной сетки являются, как правило, ячейки нескольких основных типов: тетраэдры, многогранники, усеченные шестигранники (рис. 1). Под многогранником обычно подразумевают ячейку, образованную путем группировки тетраэдров.

На практике достаточно перспективным представляется использование в качестве дискретной модели сетки, состоящей из усеченных шестигранников с зонами локального измельчения ячеек. В структуре такой сетки многогранные ячейки, не являющиеся топологическими шестигранниками, встречаются только в области стыковки пограничного слоя и ядра расчетной области, а также в местах перехода уровней разбиения. Такая структура позволяет автоматически определить локальные структурированные зоны и "привязать" их к моделируемой физике течения.

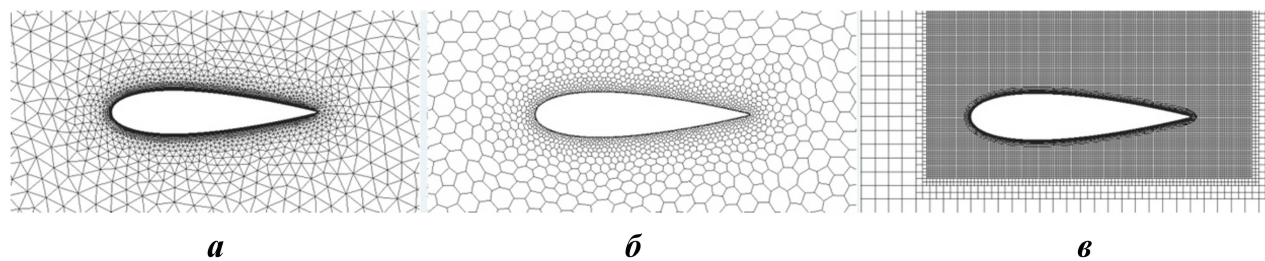


Рис. 1. Типы расчетных сеток: *a* — из тетраэдров; *б* — из многогранников; *в* — из усеченных шестигранников

Структуру нестационарного турбулентного отрывного течения можно схематично представить разделенной на несколько областей: внешнюю удаленную область, область пограничного слоя, область развитого турбулентного течения и отрывную область (рис. 2) [23].

Боковую от обтекаемого тела зону и зону вверх по потоку относят к внешней удаленной области, в которой никогда не образуется турбулентного течения, за исключением случаев генерации внешними возмущениями или ударными волнами. Это невозмущенная область с практически невязким течением, в которой расчетная сетка может быть достаточно грубой, поскольку газодинамические параметры в ней изменяются крайне медленно. Удаленная область покрывает большую часть сетки и содержит незначительную долю ячеек от общего их количества.

Тонкую область, прилегающую непосредственно к телу, называют пограничным слоем

и математически подразделяют на внешнюю и внутреннюю области в зависимости от расстояния до стенки и скорости потока, выраженных в безразмерных единицах.

Внутренняя область, состоящая из вязкого подслоя, переходной зоны и области логарифмического профиля, как правило, составляет пятую часть всего пограничного слоя, но в ней генерируется более двух третей всей энергии турбулентности. В данной области профиль скорости практически не зависит от числа Рейнольдса (Re), продольного градиента давления и всевозможных внешних факторов.

Это послужило стимулом развития двух подходов моделирования турбулентности в рамках RANS-моделей. При первом подходе строятся специальные универсальные соотношения (пристеночные функции), связывающие параметры течения с расстоянием от стенки. При втором подходе полуэмпирические модели турбулентно-

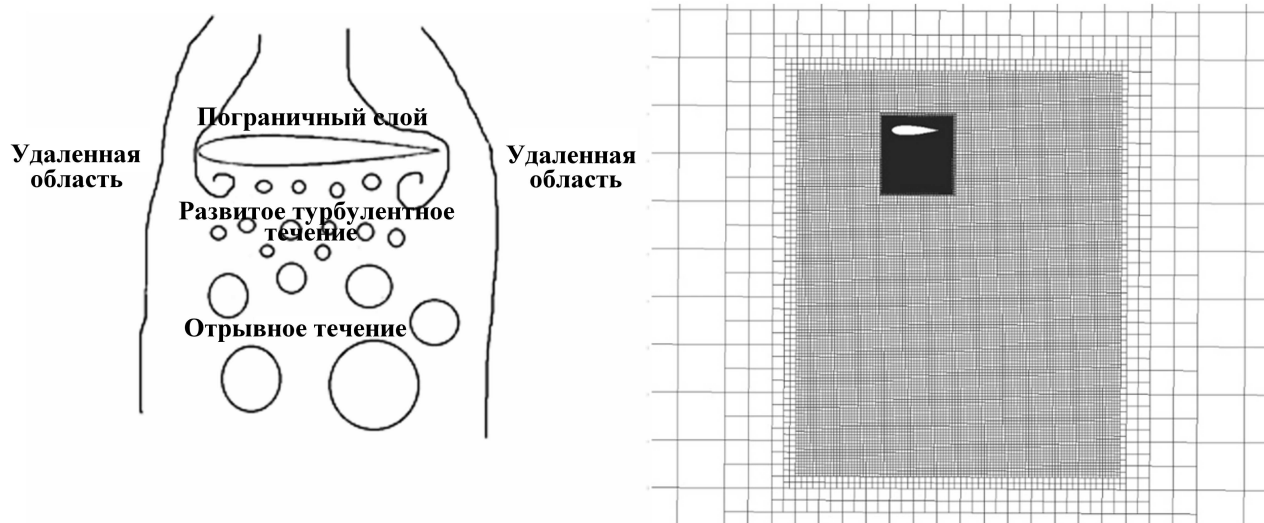


Рис. 2. Отрывное обтекание профиля: *a* — структура течения; *б* — пространственная дискретизация

сти модифицируются таким образом, чтобы моделировать весь пограничный слой. Для обоих подходов требуется обеспечить необходимый размер пристеночной ячейки y^+ : $30 < y^+ < 200$ для первого подхода и $y^+ \sim 1$ для второго. Для второго подхода характерна медленная скорость роста размеров ячеек, высокое отношение размеров ячеек в направлениях потока и нормали к стенке.

Использование LES-моделей для внутренней области в настоящее время практикуется только для тел простейшей геометрической конфигурации ввиду повышенных требований к вычислительным ресурсам. Вблизи стенок вихревые структуры имеют очень малые масштабы, и число ячеек в сетках для LES-моделей пропорционально $Re^{1,8}$, причем 99 % из них находятся во внутренней области [24].

Внешняя область пограничного слоя является переходной к области полностью развитого турбулентного течения. Иногда ее называют *серой*, она находится на стыке RANS- и LES-областей. Здесь напряжения могут в существенной степени искажаться из-за малой вязкости, но в то же время эта вязкость еще достаточно велика для правильного разрешения необходимых турбулентных пульсаций. Модель DES в данной области наиболее уязвима, первые ее версии давали здесь некорректные результаты, что привело к разработке модификаций DDES и IDDES [25].

Область развитого турбулентного течения содержит вихревые структуры различных масштабов, свойства которых зависят от предыстории потока. Эта область моделируется уравнениями Навье—Стокса, либо осредненными по Рейнольдсу в случае использования RANS-моделей, либо отфильтрованными в случае использования LES/DES-моделей. При использовании DES-модели это LES-область, непосредственно влияющая на течение в окрестности тела, для которой требуется качественная сетка. Ячейки сетки в этой области должны быть наиболее близки к правильным шестигранникам, поскольку характерный размер фильтра есть максимальное значение длины ребра счетной ячейки.

Наконец, отрывная область крайне слабо влияет на структуру течения около тела, через нее сформировавшиеся вихревые структуры уносятся от тела. Сетка в этой области может быть довольно грубой, но достаточной для того, чтобы сохранить общую структуру потока и не привести к искажению решения в области развитого

турбулентного течения и внешней области пограничного слоя.

В общем случае не существует строгих рекомендаций по выбору размеров и параметров расчетной сетки каждой из рассмотренных областей; выбирать их нужно, исходя из специфики конкретной задачи. Однако можно сформулировать некоторые рекомендации для построения расчетной сетки при моделировании отрывных турбулентных течений:

- для наилучшего предсказания поведения потока в пристеночной области рекомендуется использовать толщину пристеночных ячеек $y^+ \sim 1$;
- стыковку ячеек пограничного слоя и области развитого турбулентного течения лучше располагать на таком расстоянии, чтобы она находилась в RANS-области модели DES;
- сетка в области развитого турбулентного течения должна быть изотропной, с минимальным размером ячеек. Конкретные размеры ячейки выбираются исходя из специфики задачи и доступности вычислительных ресурсов;
- для отрывной области по возможности должна использоваться структурированная сетка, но требования ее изотропности и небольших размеров ячеек здесь не столь критичны, поскольку основное назначение области — сохранить структуру потока;
- для внешней удаленной области рекомендуется неструктурированная сетка с ячейками большого размера. Размеры этой области выбираются из соображения исключения влияния внешних граничных условий.

Расчетные сетки существенно отличаются в зависимости от структуры течения. В свою очередь, структура расчетной сетки определяет требования к численным схемам, применяемым в этих областях.

Численные схемы

Разделение структуры турбулентного потока на области с различающимися требованиями к параметрам расчетной модели позволяет создать методологию расчета с автоматическим выбором типа численной схемы в каждой из рассматриваемых зон. От свойств выбранной схемы дискретизации напрямую зависит качество DES-моделирования: схема должна иметь малую дис-

сипацию и обеспечивать устойчивость счета на произвольной неструктурированной сетке.

Малую численную диссипацию при построении схем повышенного порядка точности в рамках конечно-объемного подхода обеспечивают процедура интерполяции величин на грани расчетной сетки и метод расчета конвективных потоков, которые отличаются способом реализации для разных типов расчетных сеток.

С точки зрения применения численных схем на общей неструктурированной сетке, состоящей из усеченных шестигранников, можно выделить несколько областей. Область структурированной сетки состоит из правильных шестигранников, на которых возможна одномерная реконструкция высокого порядка точности с ограничителями потока. На границе стыковки двух областей, в общем случае с различными размерами ячеек, осуществляется реконструкция решения из центра ячейки на грань с использованием градиента величины.

Для нахождения значения величины ϕ_f на грани ячейки в неструктурированной области можно использовать выражение вида [26]

$$\phi_f = \phi_0 + \vec{r}_f \alpha(\phi) \nabla \vec{\phi}, \quad (1)$$

где ϕ_0 — значение величины в центре ячейки; \vec{r}_f — расстояние от центра ячейки до центра грани; $\nabla \vec{\phi}$ — градиент величины в ячейке; $\alpha(\varphi)$ — функция-ограничитель для предотвращения осцилляций на разрывных решениях. При интерполяции вида (1) на неструктурированной сетке схема будет обладать порядком точности выше первого, но ниже второго.

В структурированной области расчетной сетки значение величины на грани ячейки вычисляется с использованием интерполяции высокого порядка. Для третьего порядка точности, принятого в настоящей работе, данная интер-

поляция записывается следующим образом [27] (рис. 3):

$$\phi_{i-1/2,L} = \phi_{i-1} + \frac{1}{4} \left\{ \left[1 - \left(\frac{4}{3} |r| - 1 \right) \right] \Delta\phi_- + \left[1 + \left(\frac{4}{3} |r| - 1 \right) \right] \Delta\phi \right\}; \quad (2)$$

$$\Delta\phi = \phi_i - \phi_{i-1};$$

$$\Delta\phi_- = \frac{\Delta l_{i,i-1}}{\Delta l_{i-1,i-2}} (\phi_{i-1} - \phi_{i-2}),$$

$$\Delta l_{i,i-1} = \sqrt{(x_i + x_{i-1})^2 + (y_i + y_{i-1})^2 + (z_i + z_{i-1})^2},$$

$$\Delta l_{i-1,i-2} =$$

$$= \sqrt{(x_{i-1} + x_{i-2})^2 + (y_{i-1} + y_{i-2})^2 + (z_{i-1} + z_{i-2})^2};$$

$$r = \frac{2\Delta\phi\Delta\phi_- + \frac{1}{3}}{\Delta\phi^2 + \Delta\phi_-^2 + \frac{1}{3}},$$

где r — функция-ограничитель, известная как van Albada light. Данная реконструкция включается в зонах развитого турбулентного течения, где необходим повышенный порядок точности для обеспечения низкой численной диссипации турбулентной энергии при моделировании вихревых структур различных масштабов.

Низкую численную диссипацию при расчете отрывных турбулентных течений обеспечивает также схема расчета конвективных потоков. Существует большое количество схем дискретизации конвективных потоков, применимых на произвольных неструктурированных сетках [21, 22, 28, 29]. Наивысший рейтинг среди них при решении прикладных задач имеют схемы Роу и AUSM [21, 22].

В данной работе используется гибридная схема Роу, которая хорошо зарекомендовала себя при расчете турбулентных течений на произвольных неструктурированных сетках. Эта схема записывается следующим образом:

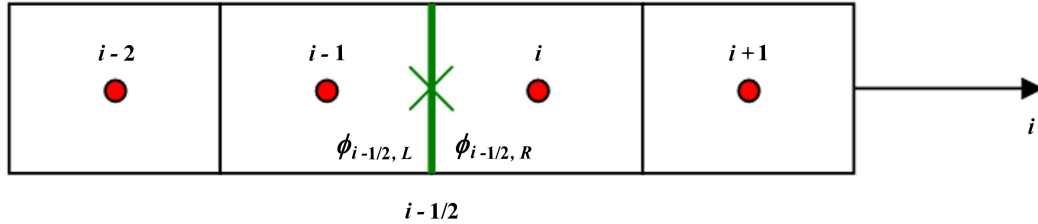


Рис. 3. Шаблон для определения переменных слева ($\phi_{i-1/2,L}$) и справа ($\phi_{i-1/2,R}$) от грани $i-1/2$ ячеек разностной сетки с центрами в узлах $i-1$ и i

$$\begin{aligned}
 F_f &= (1 - s) F_{f_{CD}} + s F_{f_{UD}}; \\
 F_{f_{CD}} &= \frac{1}{2} (F_L + F_R); \\
 F_{f_{UD}} &= \frac{1}{2} (F_L + F_R) - \frac{1}{2} |A| dW,
 \end{aligned} \tag{3}$$

где F_f — конвективный поток через грань расчетной ячейки; F_L , F_R — односторонние потоки; $F_{f_{CD}}$ — поток, вычисленный по центрально-разностной схеме; $F_{f_{UD}}$ — поток, вычисленный по противопоточной схеме; $|A| dW$ — диффузионное слагаемое, назначение которого — стабилизация центрально-разностной составляющей схемы; s — коэффициент численной диффузии.

Формула (3) предоставляет возможность баланса между точностью и устойчивостью: в случае $s = 0$ поток рассчитывается с использованием низкодиссипативной симметричной схемы, в случае $s = 1$ применяется стандартная противопоточная формулировка. В настоящее время существуют подходы, которые предлагают пути автоматического выбора s для каждой точки расчетной области и момента времени [3].

Дискретизация по времени выполняется с использованием алгоритма двойного временного шага (Dual Time Stepping) [30]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{W} dV + \frac{\partial}{\partial \tau} \int_V \mathbf{W} dV + \oint_S (\mathbf{F} - \mathbf{G}) dS = 0, \tag{4}$$

где \mathbf{W} — вектор консервативных переменных; \mathbf{F} , \mathbf{G} — векторы конвективных и диффузионных потоков соответственно; t — физическое время; τ — псевдовремя. Первый член уравнения (4) может быть дискретизирован по формулам первого либо второго порядка точности. При дискретизации второго члена обычно используют первый порядок точности, так как его назначение — обеспечить устойчивость схемы в случае, когда выбран большой шаг интегрирования по физическому времени. При $\tau \rightarrow \infty$ второе слагаемое исчезает. Отметим, что при решении задач аэроакустики для физического времени рекомендуется выбирать второй порядок точности дискретизации. Шаг же интегрирования должен соответствовать числу Куранта, равному единице в области развитого турбулентного течения.

Алгоритм метода

При практическом применении предлагаемого подхода выделение структурированных областей

в общей неструктурированной расчетной сетке происходит автоматически, путем анализа топологии ячейки и ее соседей. Общую технологию расчета в предположении, что построена сетка из усеченных шестигранников с зонами локального измельчения ячеек, можно представить в виде следующих шагов:

- 1) в неструктурированной расчетной сетке автоматически выделяются структурированные подобласти. В структурированных областях для интерполяции величин на грань ячейки используется формула (2), в неструктурированных — формула (1);
- 2) на каждом шаге расчета в ячейках выполняется анализ необходимого режима (RANS или LES). В случае RANS-режима для расчета конвективных потоков используется противопоточная формулировка (3), в случае LES-режима — центрально-разностная низкодиссипативная версия (3).

В случае применения центрально-разностной схемы порядок точности формулы (3) становится на единицу выше, чем порядок точности односторонних интерполяций величин на грань ячейки сетки [31]. Следовательно, в структурированной RANS-области формула (3) будет обладать третьим порядком, а в LES-области — четвертым порядком точности. Таким образом, ожидаемое распределение порядка аппроксимации численных схем в расчетной области будет следующим: во внешней области и области пограничного слоя, где построена неструктурированная сетка, используется аппроксимация второго порядка; в области развитого турбулентного течения — аппроксимация четвертого порядка; в области отрывного течения в зависимости от режима (RANS или LES) используется аппроксимация третьего или четвертого порядка соответственно.

Данная технология реализована в пакете программ инженерного анализа ЛОГОС [32–34], разработанном в РФЯЦ-ВНИИЭФ. Отечественный пакет программ ЛОГОС, применяемый для численного моделирования турбулентных течений в рамках вихререзающих подходов (LES, DES), представляет собой мощный инструмент для решения исследовательских фундаментальных задач и выполнения крупномасштабных суперкомпьютерных расчетов при решении практических задач различной направленности.

В следующем разделе представлены примеры решения промышленно-ориентированных задач,

включающих нестационарные отрывные турбулентные течения и акустические возмущения.

Численные эксперименты

Расчет обтекания прямоугольной каверны М219 турбулентным трансзвуковым потоком. Данная задача, в которой рассматривается трансзвуковое обтекание прямоугольной каверны на плоской пластине, экспериментально исследованной в работе [35], является популярным тестом для нестационарных подходов к моделированию турбулентности и оценке уровня пульсаций давления (шума) [36].

При определенных условиях и геометрии каверны в ней реализуется течение, в котором слой смешения, формирующийся при отрыве пограничного слоя от переднего края каверны, теряет устойчивость и взаимодействует с ее задней стенкой. В результате в каверне возникают самоподдерживающиеся осцилляции давления, которые могут приводить к появлению интенсивных пиков в спектре генерируемого им аэродинамического шума. Типичная ситуация возникает, например, при обтекании *колодца* шасси самолета и грузовых отсеков для хранения ракет, когда нестационарные акустические нагрузки могут приводить к разрушению конструкций из-за усталостных напряжений. По этой причине основной интерес при расчете данного течения представляют его нестационарные характеристики, в первую очередь нестационарные поля давления на стенках каверны.

Для оценки возможностей моделирования нестационарных отрывных турбулентных тече-

ний и генерируемых ими акустических полей с использованием представленной в работе технологии проводится сравнение численных результатов и экспериментальных данных интегральных уровней пульсаций давления по координате x на дне каверны в точках мониторинга.

Длина и ширина пластины, на которой располагается каверна, составляют 72 и 17 дюймов соответственно, а длина, ширина и глубина полости каверны — соответственно 20, 4 и 4 дюйма. Трехмерный вид и структура расчетной сетки представлены на рис. 4.

Из рисунка видно, что основная часть расчетной сетки является неструктурированной и состоит из многогранников различных размеров. В области же самой каверны, где ожидается появление осцилляций давления, введена структурированная сетка с локальным измельчением и фиксированным размером ячеек. Построенная сетка обладает следующими характеристиками: общее количество ячеек около 6,2 млн, размер грани ячейки в структурированной подобласти 2 мм, толщина первой ячейки пограничного слоя составляет 1 мкм для обеспечения условия $y^+ < 1$.

Для моделирования обтекания в качестве параметров невозмущенного потока, набегающего на каверну, выбраны следующие значения: $P_\infty = 62\,100$ Па; $T_\infty = 266,53$ К, $M_\infty = 0,85$, что соответствует числу Рейнольдса, приведенному к длине в один метр, $Re = 1,347 \cdot 10^7$. Расчет проводился с использованием модели турбулентности SST (DDES). На рис. 5, 6 (см. также цветную вкладку) приведены мгновенные распределения числа Маха и модуля скорости в области каверны на различные моменты времени.

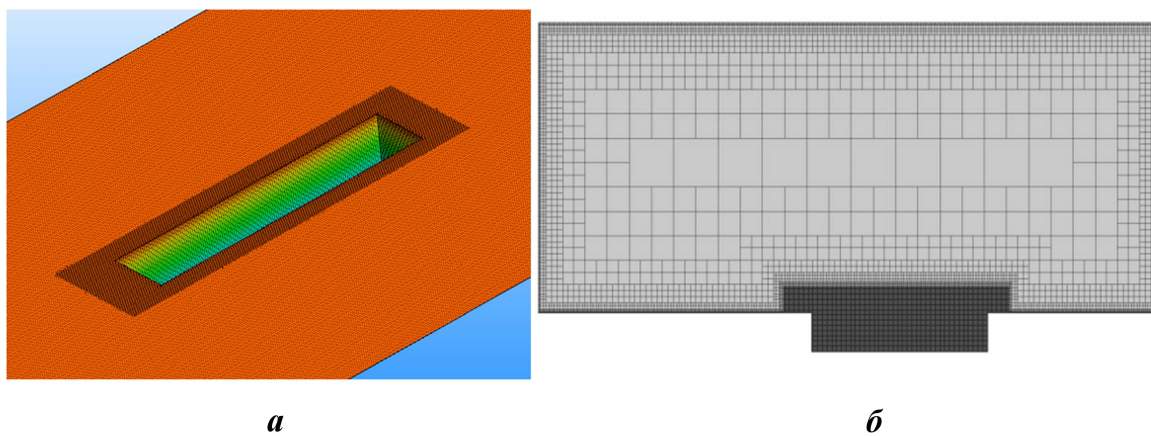


Рис. 4. Расчетная область: *a* — трехмерный вид; *б* — структура расчетной сетки

Чтобы оценить точность результатов, выполняется сравнение спектров давления, полученных в расчете и эксперименте для выбранных точек. На рис. 7 (см. также цветную вкладку) с экспериментальными данными для нескольких сенсоров из таблицы сравниваются уровни звукового давления, полученные по пакету программ ЛОГОС. Видно, что максимумы расчетных частотных спектров хорошо согласуются с экспериментальными данными по частоте и уровню воздействия.

Другой оценкой является распределение интегрального уровня пульсаций давления (OASPL)

в точках мониторинга (рис. 8). По уровню OASPL отличие результатов расчетов от экспериментальных данных не превышает 2%.

Таким образом, расчеты нестационарных отрывных турбулентных течений и генерируемых ими акустических полей с применением представленной в работе технологии позволяют получать приемлемые результаты по уровню воздействия на стенки каверны.

Расчет обтекания тандема цилиндров. В последнее время аэродинамические шумы от фюзеляжа, в частности от выпущенных стоек

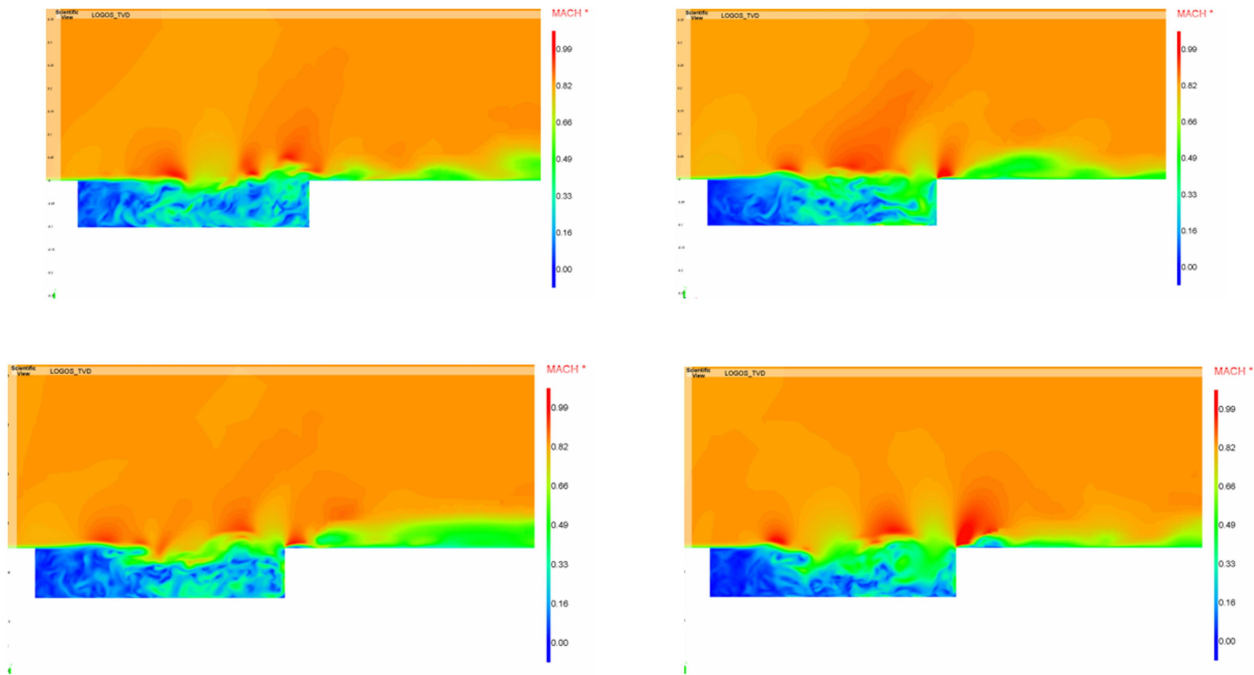


Рис. 5. Поле числа Маха на различные моменты времени в задаче об обтекании прямоугольной каверны

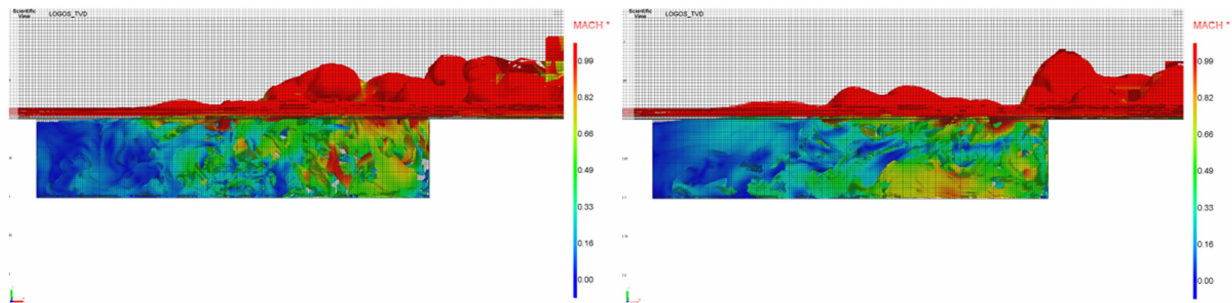


Рис. 6. Исоповерхности модуля завихренности (цветовая палитра по числу Маха) в задаче об обтекании каверны

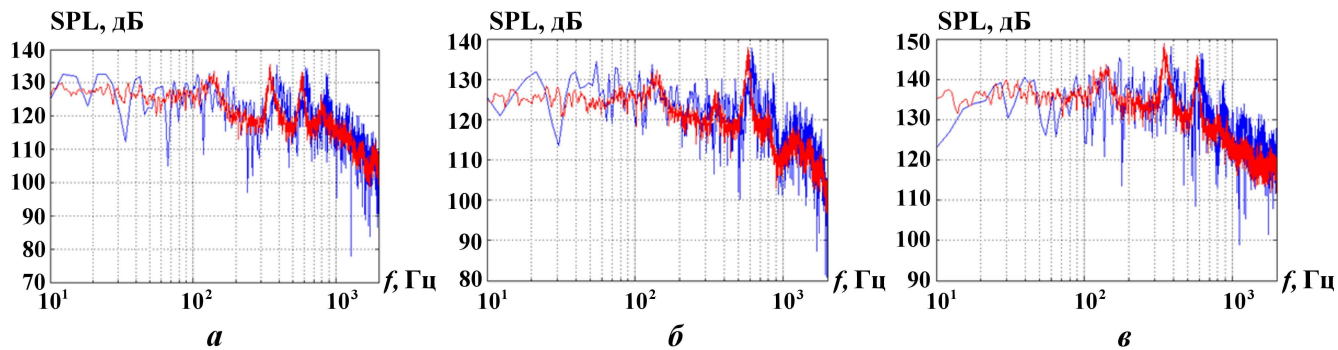


Рис. 7. Расчетные и экспериментальные спектры звукового давления (SPL) в задаче об обтекании прямоугольной каверны: *a* — сенсор *k20*; *б* — сенсор *k22*; *в* — сенсор *k29*

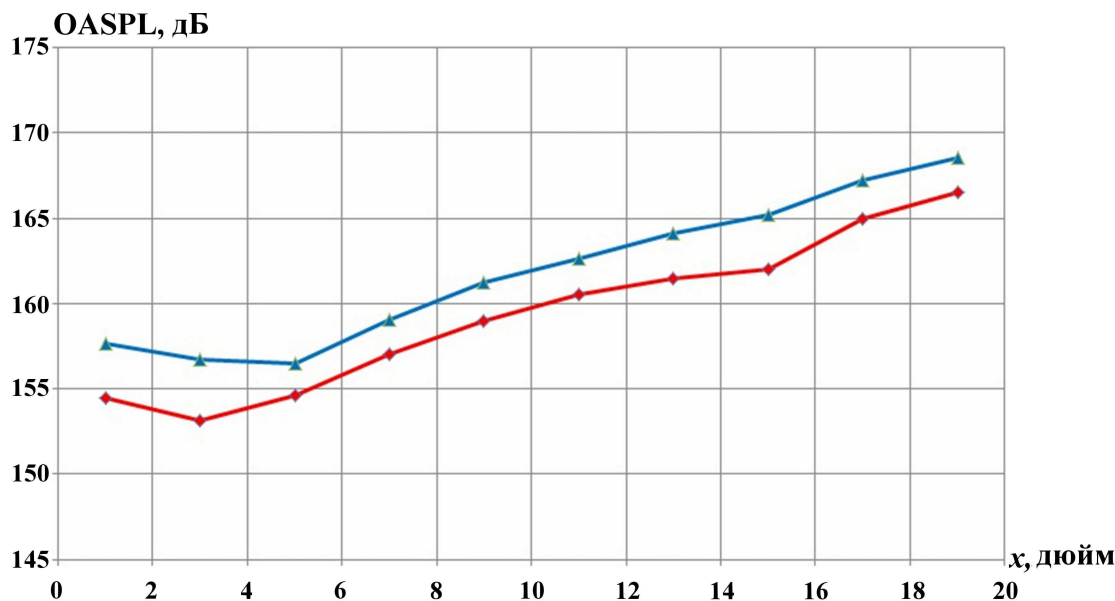


Рис. 8. Интегральный уровень пульсаций давления в точках мониторинга на дне каверны: \blacklozenge — эксперимент; \blacktriangle — ЛОГОС

Расположение точек мониторинга на дне каверны в эксперименте

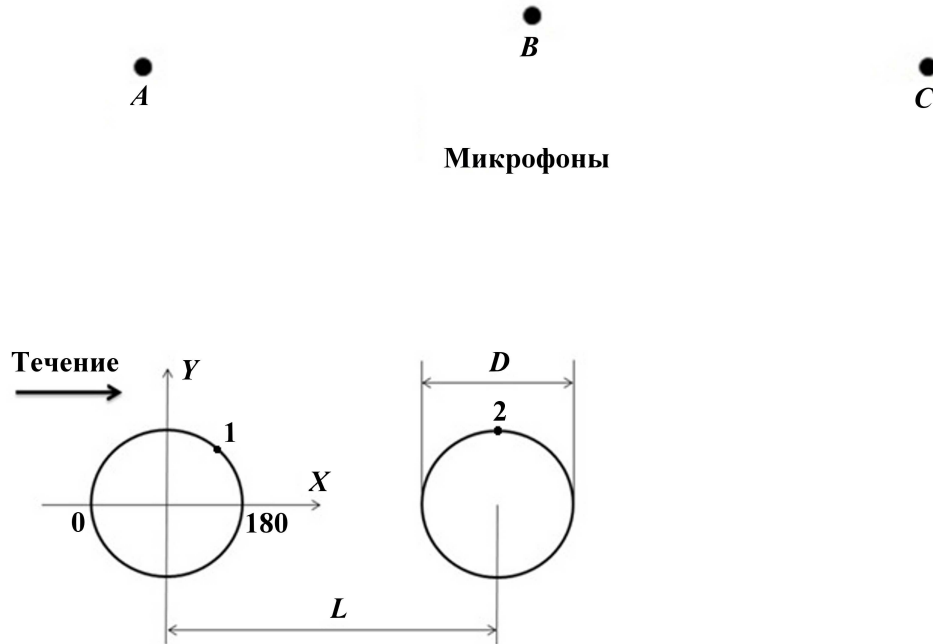
Номер сенсора	<i>X</i>	<i>Y</i>	<i>Z</i>
<i>k20</i>	1	-4	0
<i>k21</i>	3	-4	0
<i>k22</i>	5	-4	0
<i>k23</i>	7	-4	0
<i>k24</i>	9	-4	0
<i>k25</i>	11	-4	0
<i>k26</i>	13	-4	0
<i>k27</i>	15	-4	0
<i>k28</i>	17	-4	0
<i>k29</i>	19	-4	0

шасси, стали основными шумами на этапе посадки летательных аппаратов. Одним из тестовых примеров при численном моделировании ближнего и дальнего акустических полей обтекания стойки шасси является обтекание тандема цилиндров. Экспериментальные исследования этой задачи были выполнены в аэродинамических трубах Basic Aerodynamic Research Tunnel (BART) [37] и Quiet Flow Facility (QFF) [38]. Геометрия рассматриваемой модели и расположение относительно цилиндров микрофонов, предназначенных для оценки нагрузок в дальнем поле, представлены на рис. 9.

Для расчетов выбрана следующая постановка задачи. Диаметры цилиндров $D = 0,05715$ м, их длина по третьей координате составляет $3,7D$;

расстояние между цилиндрами $L = 3,7D$. На границе области задаются условия симметрии потока. Параметры набегающего потока соответствуют числу $Re_D = 1,66 \cdot 10^5$ при числе Маха $M = 0,128$. Микрофоны располагаются на расстоянии около $30D$ от обтекаемых цилиндров.

На рис. 10 представлена используемая в расчете сетка с усеченными шестигранниками. Ячейки с наименьшим размером, в которых длина ребра составляет 0,8 мм, сосредоточены в области между цилиндрами. Всего построенная модель содержит ~ 30 млн ячеек.



Микрофоны

Рис. 9. Геометрия тандема цилиндров

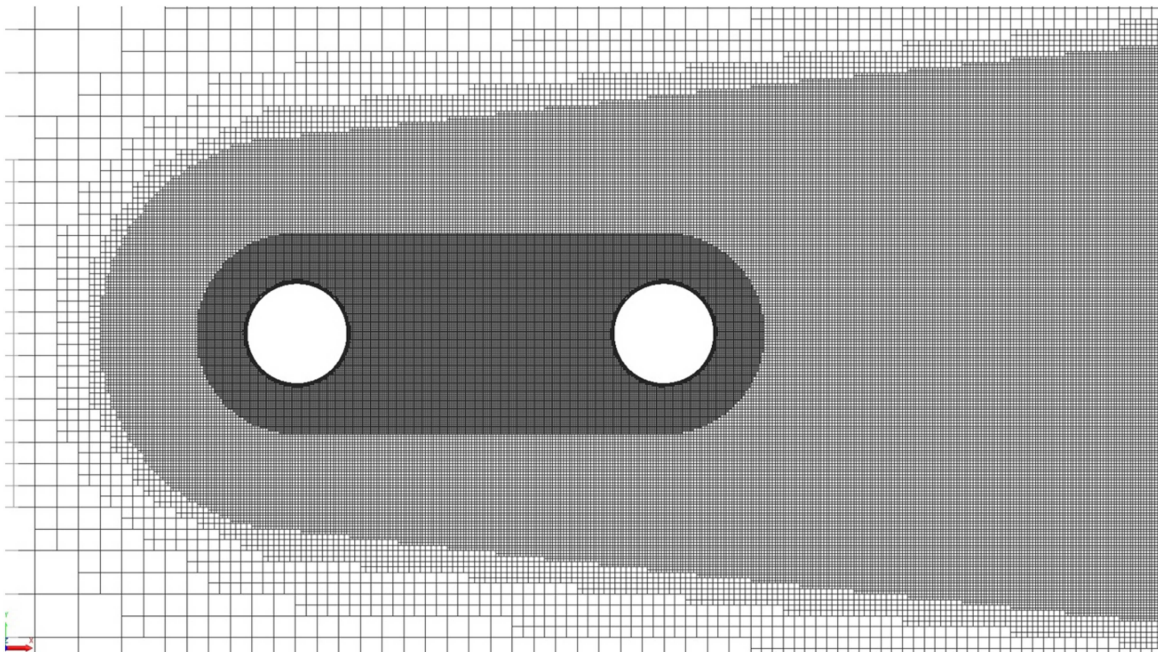


Рис. 10. Расчетная сетка в окрестности цилиндров

Полученная при расчете структура течения, сформированного при обтекании тандема цилиндров, представлена на рис. 11 (см. также цветную вкладку) в виде мгновенных изоповерхностей модуля тензора завихренности. Видно, что в пространстве между цилиндрами, где построена сетка с минимальным размером ячеек, удается разрешить вихри очень мелких масштабов.

Из количественных оценок точности решения данной задачи наиболее интересными являются спектры пульсаций давления на поверхности цилиндров и акустические нагрузки в дальнем поле, зафиксированные микрофонами. На рис. 12 (см. также цветную вкладку) приводятся спек-

тры акустического давления (PSD) в точке 1, расположенной на 135° от точки торможения первого цилиндра, и в точке 2, расположенной на 90° от точки торможения второго цилиндра (см. рис. 9). Акустические нагрузки в дальнем поле в виде спектра пульсаций давления, зафиксированного микрофонами, приводятся на рис. 13 (см. также цветную вкладку).

Видно, что на рис. 12, 13 уровень пульсаций давления, взаимное положение спектральных максимумов и наклоны спектров хорошо согласуются с экспериментальными данными. Обратим внимание, что всюду положения спектральных максимумов смещены относительно экспе-

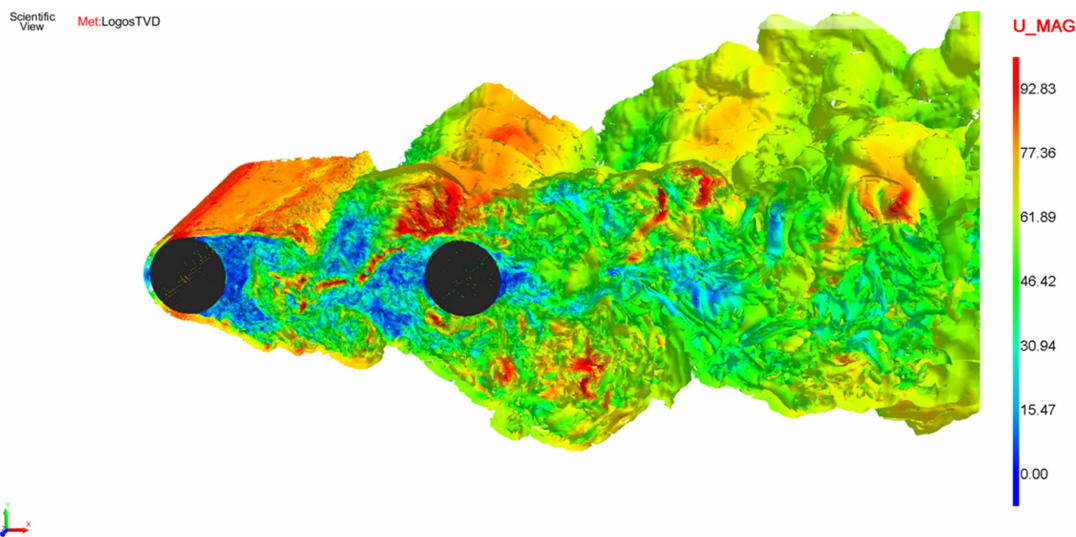


Рис. 11. Изоповерхности модуля завихренности (цветовая палитра по модулю скорости, м/с) в задаче обтекания тандема цилиндров

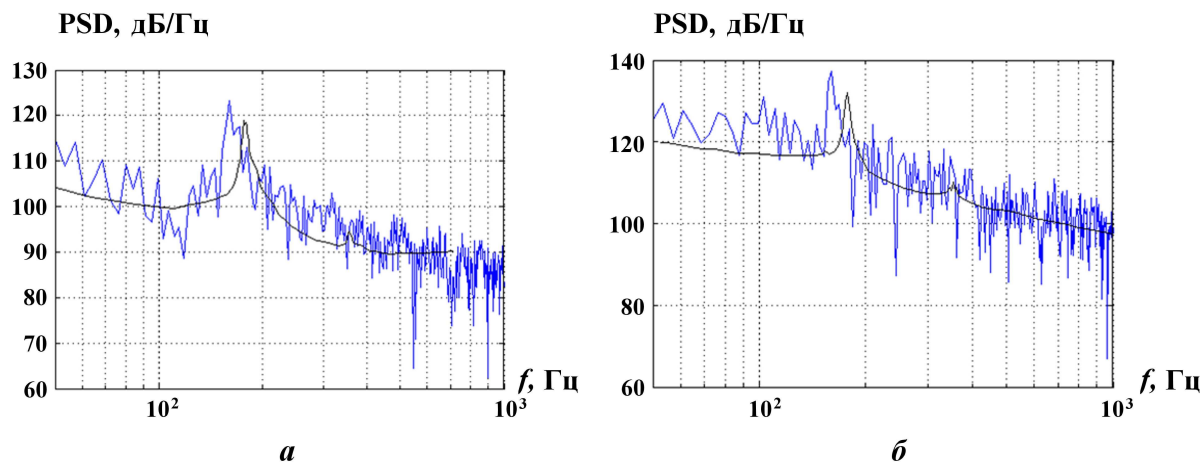


Рис. 12. Спектры давления на поверхности цилиндров в точках 1 (а) и 2 (б)

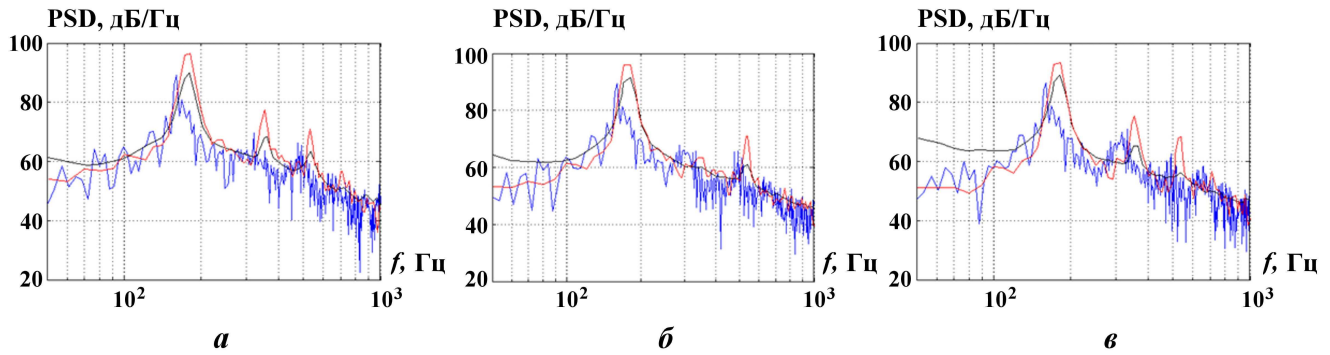


Рис. 13. Спектры акустического давления в точках мониторинга в задаче обтекания тандема цилиндров: *а* — микрофон *A*; *б* — микрофон *B*; *в* — микрофон *C*

риментальных данных. Этот же эффект наблюдается и в других исследованиях [39], что может свидетельствовать не о методической ошибке, а о некоторых неучтенных факторах при проведении численного эксперимента.

Заключение

Предложена методика расчета нестационарных отрывных турбулентных течений и генерируемых ими акустических полей для объектов сложной формы с использованием сеток, состоящих из усеченных шестигранников. Описанный подход может рассматриваться как логическое продолжение существующих методов расчета на блочных сетках и сетках типа *химера*. Показано, что использование усеченных шестигранников с выделением локальных структурированных областей, с одной стороны, экономит время при построении модели, а с другой, позволяет получать результаты с приемлемой точностью.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (государственный контракт № 14.514.12.0002) и частично Российского фонда фундаментальных исследований (в рамках научного проекта № 13-07-12079).

Список литературы

1. *Spalart P. R., Deck S., Shur M. L. et al.* A new version of detached eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities // *Theor. Comput. Fluid Dyn.* 2006. Vol. 20. P. 181–195.
2. *Strelets M. Kh.* Detached eddy simulation of massively separated flows // 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Nevada, Reno. January 8–11, 2001.
3. *Travin A., Shur M., Strelets M., Spalart P. R.* Physical and numerical upgrades in the detached eddy simulation of complex turbulent flows // *Proc. of EUROMECH Colloquium 412*, Dordrecht, Boston, London: Kluwer Academic Publishers, 2002. P. 239–254.
4. *Schmidt S., Thiele F.* Detached eddy simulation of flow around A-Airfoil // *Flow, Turbulence and Combustion.* 2003. Vol. 71. P. 261–278.
5. *Spalart P. R., Deck S., Shur M. L. 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.
6. *Стрелец М. Х., Травин А. К., Шур М. Л., Спаларт Ф. Р.* Метод моделирования отсоединенных вихрей для расчета отрывных турбулентных течений: предпосылки, основная идея и примеры применения // *Науч.-тех. ведомости № 2(36)*. С.-Пб.: Изд-во Политех. ун-та, 2004. С. 22–33.
7. *Chase N., Carrica P. M.* Submarine propeller computations and application to self-propulsion of DARPA Suboff // *Ocean Engineering.* 2013. Vol. 60. P. 68–80.
8. *Uzun A., Hussaini M. Y.* An application of delayed detached eddy simulation to tandem cylinder flow field prediction // *Computers & Fluids.* 2012. Vol. 60. P. 71–85.
9. *Xiao Z., Liu J., Fu S.* Calculations of massive separation around landing-gear-like geometries // *Journal of Hydrodynamics. Ser. B.* 2010. Vol. 22(5). P. 926–931.

10. *Абалкин И. В., Козубская Т. К.* Многопараметрическое семейство схем повышенной точности для линейного уравнения переноса // Математическое моделирование. 2007. № 19(7). С. 56—66.
11. *Roux A., Gicquel L. Y. M., Sommerer Y., Poinso T. J.* Large eddy simulation of mean and oscillating flow in a side-dump ramjet combustor // Combustion and Flame. 2008. Vol. 152(1—2). P. 154—176.
12. *Boileau M., Staffelbach G., Cuenot B. et al.* LES of an ignition sequence in a gas turbine engine // Ibid. Vol. 154(1—2). P. 2—22.
13. *Cockburn B., Karniadakis G. E., Shu C.-W.* Discontinuous Galerkin Methods: Theory, Computation and Applications. Springer-Verlag, 2000.
14. *Deville M. O., Fischer P. F., Mund E. H.* High-order Methods for Incompressible Fluidflow. Cambridge University Press, 2002.
15. *Vincent P. E., Jameson A.* Facilitating the adoption of unstructured high-order methods amongst a wider community of fluid dynamicists // Mathematical Modelling of Natural Phenomena. 2011. Vol. 6, No. 3. P. 97—140.
16. *Wang Z. J.* High-order methods for the Euler and Navier-Stokes equations on unstructured grids // Progress in Aerospace Sciences. 2007. Vol. 43, No. 1—3. P. 1—41.
17. *Harten A., Chakravarthy S. R.* Multi-dimensional ENO Schemes for General Geometries. NASA 187637 ICASE Report, 1991. № 91-76.
18. *Jiang G.-S., Shu C.-W.* Efficient implementation of weighted ENO schemes // J. Comp. Phys. 1996. Vol. 126, No. 1. P. 77—99.
19. *Karniadakis G. E., Sherwin S. J.* Spectral/hp Element Methods for Computational Fluid Dynamics. Oxford Scientific Publications, 2005.
20. *Barth T. J., Deconinck H.* High-order Methods for Computational Physics. Springer-Verlag, 1999.
21. *Liou M.-S.* A Sequel to AUSM: AUSM+ // J. Comp. Phys. 1996. Vol. 129. P. 364—382.
22. *Roe P. L.* Characteristic based schemes for the Euler equations // Annual Review of Fluid Mechanics. 1986. Vol. 18. P. 337—365.
23. *Spalart P. R.* Strategies for turbulence modeling and simulations // Int. J. Heat Fluid Flow. 2000. Vol. 21. P. 252—263.
24. *Piomelli U.* Large-eddy simulation: achievements and challenges // Progress in Aerospace Sciences. 1999. Vol. 35, No. 4. P. 335—362.
25. *Shur M. L., Spalart P. R., Strelets M. K., Travin A. K.* A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modeled LES capabilities // Int. J. Heat Fluid Flow. 2008. Vol. 29. P. 1638—1649.
26. *Haselbacher A., Blazek J.* On the accurate and efficient discretisation of the Navier-Stokes equations on mixed grids // AIAA Journal. 2000. Vol. 38. P. 2094—2102.
27. *Hirsch Ch.* Numerical Computation of Internal & External Flows. Vol. 2: Computational Methods for Inviscid and Viscous Flows. Brussels: A Wiley-Interscience Publication, 1988.
28. *Rogers S. E., Kwak D.* An upwind differencing scheme for the steady-state incompressible Navier-Stokes equations // J. Appl. Num. Math. 1991. Vol. 8, No. 1. P. 43—64.
29. *Van Leer B.* Towards the ultimate conservative difference schemes. V. A second order sequel to Godunov's method // J. Comp. Phys. 1979. Vol. 32. P. 101—136.
30. *Pandya S. A., Venkateswaran S., Pulliam T. H.* Implementation of Dual-time Procedures in Overflow. Technical Report AIAA-2003-0072, 2003.
31. *Гарбарук А. В., Стрелец М. Х., Шур М. Л.* Моделирование турбулентности в расчетах сложных течений. Учебное пособие. С.-Пб: Изд-во политех. ун-та, 2012.
32. *Погосян М. А., Савельских Е. П., Стрелец Д. Ю., Корнев А. В.* Отечественные суперкомпьютерные технологии в авиационной промышленности // Наука и технологии в промышленности. 2012. № 2. С. 26—35.
33. *Козелков А. С., Дерюгин Ю. Н., Зеленский Д. К. и др.* Многофункциональный пакет программ ЛОГОС для расчета задач гидродинамики и теплопереноса на многопроцессорных ЭВМ: базовые технологии и алгоритмы // Тр. XII Межд. семинара "Супервычисления и математиче-

- ское моделирование". Саров, 11—15 октября 2010 г. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2011. С. 215—230.
34. Козелков А. С., Дерюгин Ю. Н., Зеленский Д. К. и др. Многофункциональный пакет программ ЛОГОС: физико-математические модели расчета задач аэро-, гидродинамики и теплопереноса: Препринт 111-2-13. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2013.
35. Henshaw M. J. de C. M219 cavity case // Verification and Validation Data for Computational Unsteady Aerodynamics. [http://ftp.rta.nato.int/public/PubFulltext/RTO/TR/RTO-TR-026/TR-026-\\$\\$ТОС.pdf](http://ftp.rta.nato.int/public/PubFulltext/RTO/TR/RTO-TR-026/TR-026-$$ТОС.pdf)
36. Khorrami M. R., Choudhari M. M., Lockard D. P. et al. Unsteady flowfield around tandem cylinders as prototype for component interaction in airframe noise // AIAA Journal. 2007. Vol. 45, No. 8. P. 1930—1941.
37. Jenkins L. N., Khorrami M. R., Choudhari M. M., McGinley C. B. Characterization of unsteady flow structures around tandem cylinders for component interaction studies in airframe noise // AIAA Paper. 2005. No. 2005-2812.
38. Hutcheson F. V., Brooks T. F. Noise radiation from single and multiple rod configurations // AIAA Paper. 2006. No. 2006-2629.
39. Lockard D. P., Khorrami M. R., Choudhari M. M. et al. Tandem cylinder noise predictions // AIAA Paper. 2007. No. 2007-3450.
- Статья поступила в редакцию 11.09.13.
-