

DOI: [10.7242/1999-6691/2016.9.1.8](https://doi.org/10.7242/1999-6691/2016.9.1.8)

УДК 533.6.011.34

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ И ШУМОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДОЗВУКОВЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГРАФИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОРОВ

Е.В. Коромыслов^{1,2,3}, М.В. Усанин¹, Л.Ю. Гомзиков¹, А.А. Синер^{1,3}, Т.П. Любимова^{2,3}

¹ОАО «Авиадвигатель», Пермь, Российская Федерация

²Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Российская Федерация

³Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Российская Федерация

В работе рассмотрены две задачи для дозвуковых турбулентных струй. В первой из них для числа Маха $M = 0,75$ и числа Рейнольдса $Re = 1 \cdot 10^6$ определялись аэродинамические характеристики струи при истечении из модельного дозвукового сопла, исследуемого в рамках европейского проекта JEAN (Jet Exhaust Aerodynamics And Noise). Во второй задаче рассчитывалась генерация шума струей, истекающей из модельного конического сопла ($M = 0,9$; $Re = 1,6 \cdot 10^6$). Обе задачи решены с помощью параллельного газодинамического программного пакета GHOST CFD, разрабатываемого авторами. Процесс истечения струй описывался уравнениями Навье–Стокса для совершенного газа в криволинейной системе координат методом конечных разностей на многоблочных структурированных расчетных сетках. Для минимизации отражений от внешних границ расчетной области использовался специальный поглощающий слой. При вычислении пространственных производных в пакете применялись схемы 4-го порядка аппроксимации с улучшенными диссипативными и дисперсионными характеристиками (схемы типа DRP – Dispersion Relation Preserving). Интегрирование по времени выполнялось по схеме Рунге–Кутты 4-го порядка аппроксимации (LDDRK – Low Dispersion and Dissipation Runge–Kutta), также имеющей улучшенные диссипативные и дисперсионные свойства. Моделирование турбулентности осуществлялось методом крупных вихрей с релаксационной фильтрацией. Расчетная сетка в обеих задачах содержала около 12 млн. ячеек. Расчеты проводились на графических процессорах, производительность которых на порядок превышает производительность многоядерных центральных процессоров, что позволило более чем в 10 раз уменьшить время счета. Результаты для средней скорости сопла JEAN показали хорошее соответствие экспериментальным данным. Пульсационная составляющая осевой скорости вдоль оси имела несколько заниженное относительно эксперимента максимальное значение, но была сопоставимой с результатами других авторов. Для конического сопла найденное звуковое давление сравнивалось как с экспериментальными данными, так и с величинами, найденными на более подробной сетке в коммерческом пакете ANSYS Fluent. Вычисленные в GHOST CFD значения хорошо согласовались как с экспериментом (в пределах 3–4 Дб для широкого диапазона частот), так и с данными, рассчитанными на более подробной сетке в ANSYS Fluent. При этом для расчета в пакете GHOST CFD требовалось меньше время.

Ключевые слова: аэроакустика, реактивное сопло, графические процессоры, численные схемы высокого порядка

NUMERICAL SIMULATION OF AERODYNAMIC AND NOISE CHARACTERISTICS OF SUBSONIC TURBULENT JETS USING GRAPHIC PROCESSING UNITS

E.V. Koromyslov^{1,2,3}, M.V. Usanin¹, L.Yu. Gomzikov¹, A.A. Siner^{1,3} and T.P. Lyubimova^{2,3}

¹OJSC «Aviadvigatel», Perm, Russian Federation

²Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russian Federation

³Perm State University, Perm, Russian Federation

The work considers two turbulent jet problems. The first includes the evaluation of the aerodynamic characteristics of the jet, which emits from the model subsonic nozzle investigated in the framework of the European project JEAN (Jet Exhaust Aerodynamics and Noise) for the Mach number $M = 0.75$ and the Reynolds number $Re = 1 \cdot 10^6$. The second problem focuses on the simulation of the noise emission from the model conical nozzle ($M = 0.9$; $Re = 1.6 \cdot 10^6$). These problems were solved with use of parallel CFD solver GHOST CFD, which is being developed by authors. The simulations were conducted using the Navier–Stokes equations for perfect gas in a curvilinear coordinate system by a finite difference method. A sponge layer was utilized to minimize the reflections from the outer border of computational domain. Spatial derivatives were computed by the 4th order of approximation scheme with improved dissipative and dispersive characteristics (DRP schemes – Dispersion Relation Preserving). Turbulence modeling was conducted by large eddy simulation with relaxation filtering. Time integration was conducted by the 4th order Runge–Kutta scheme (LDDRK – Low Dispersion and Dissipation Runge–Kutta), which had also improved dissipative and dispersive characteristics. A computational mesh for both problems consisted of 12 million cells. Simulations were performed with graphic processing units, whose performance surpasses greatly (by an order of magnitude) that of multicore central processing units, granting more than 10 times decrease in the required computational time. Results for the mean velocity for the JEAN nozzle have shown good agreement with experimental data. The RMS velocity along the nozzle centerline was moderately underpredicted, which, however, coincided with the results of other authors. The conical nozzle sound pressure level obtained in current study was compared with the experimental data, as well as with the results of simulations on a finer grid with ANSYS Fluent commercial solver. The comparison has shown a good agreement of GHOST CFD results with experimental data within 3–4 dB for a wide range of frequencies. Moreover, the GHOST CFD results were consistent with the ANSYS Fluent results on a finer grid, but their evaluation required much less computational time.

Key words: aeroacoustics, jet nozzle, graphic processing units, high order numerical schemes

1. Введение

Постоянное ужесточение норм уровня шума самолетов приводит к необходимости многофакторного проектирования узлов авиационных двигателей, являющихся основными источниками шума, таких как

вентилятор и сопло. Для их проектирования требуется точное и быстрое моделирование процессов образования и распространения шума, что неизбежно приводит к высоким вычислительным затратам.

Следует сказать, что задача расчета генерации шума соплом сложна в плане физической постановки: при ее решении необходимо с достаточной точностью описывать как течение внутри сопла турбулентной струи с большими градиентами ее физических величин, так и распространение генерированных ею звуковых волн, которые имеют значительно меньшую амплитуду. В данном случае только схемы высокого порядка точности и, в частности, схемы, специально оптимизированные под описание распространения звука, дают возможность получить необходимую точность. Эти схемы, в силу своих свойств, позволяют также уменьшить размерность применяемой расчетной сетки.

В настоящее время методы высокого порядка точности наряду с методом крупных вихрей (LES) [1] приобретают все большую популярность в задачах течения жидкостей и газов. В работе [2] для моделирования турбулентных струй используется неявный метод крупных вихрей (ILES) и комбинация схем — центральной 4-го порядка и противопоточной 5-го порядка, с адаптивно выбираемым весовым коэффициентом между ними. В [3] в вычислениях участвуют центральная схема 5-го порядка и комбинация неявного метода крупных вихрей и осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса. В работе [4] для описания турбулентных струй авторы прибегают к низкодиссипативной схеме CABARET. Повышение популярности метода крупных вихрей и схем высокого порядка объясняется не только высокой точностью результатов, которая достигается с помощью этих методов, но и непрерывным ростом мощностей вычислительных ресурсов. На основе таких ресурсов как графические процессоры, чья производительность значительно превышает производительность обычных (центральных) процессоров, становятся осуществимыми нестационарные расчеты достаточно больших конструкций (в том числе и турбомашин) на подробных сетках в короткие сроки [5].

В предлагаемой вниманию работе рассматривается метод крупных вихрей с релаксационной фильтрацией [6, 7], применяемый в комбинации с низкодиссипативными и малодисперсионными схемами высокого порядка аппроксимации по пространству (DRP — Dispersion Relation Preserving) [8] и времени (LDDRK — Low Dispersion and Dissipation Runge–Kutta) [9]. Метод реализован в разрабатываемом авторами программном пакете GHOST CFD, использующем в качестве вычислительных ресурсов графические процессоры. Цель работы заключается в выявлении возможностей названного метода для моделирования сложных турбулентных сдвиговых течений, например реактивных струй. В работе изучаются как среднее поле течения и его пульсационные составляющие, так и характеристики шума, генерируемого струей. Для оценки средних и пульсационных составляющих полей течения в самой струе решается задача истечения воздуха из дозвукового модельного сопла, рассмотренного в европейском проекте JEAN (Jet Exhaust Aerodynamics and Noise). Генерация шума рассматривается на примере истечения воздуха из дозвукового конического сопла. Численные результаты сравниваются как с экспериментальными данными, так и данными других авторов и результатами расчетов в коммерческом пакете ANSYS Fluent. Также оценивается эффективность расчетов на графических процессорах с помощью схем DRP в авторском пакете GHOST CFD.

2. Постановка задачи

Первая из рассматриваемых в работе задач заключалась в определении аэродинамических характеристик (средней и пульсационной составляющих скорости) струи, истекающей из сопла JEAN. Схема расчетной области представлена на рисунке 1. Само сопло имеет криволинейный внутренний профиль.

Для упрощения построения расчетной сетки расчетная область для этой задачи имела прямоугольное сечение в плоскости (x, y) . Граничные условия на входе в сопло подбирались так, чтобы числа Маха и Рейнольдса на выходе из него соответствовали: $M = 0,9$ и $Re = 1,6 \cdot 10^6$ (последнее рассчитывалось по выходному диаметру D_j). На внешних границах области задавалось статическое давление, равное одной атмосфере.

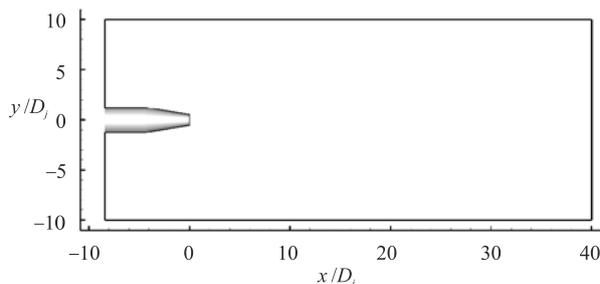


Рис. 1. Схема расчетной области для сопла JEAN в плоскости (x, y) ; $D_j = 50$ мм – внутренний диаметр на выходе из сопла

Вторая задача состояла в определении акустических характеристик конического сопла. Сопло имело форму простого усеченного конуса. Его внешний вид и схема расчетной области представлены на рисунке 2. Стенки сопла считались бесконечно тонкими. Для этой задачи расчетная область имела грушевидное сечение в плоскости (x, y) . Такая форма обусловлена процедурой акустической обработки, для которой необходимо записывать данные на поверхности, окружающей струю (подробнее акустическая обработка рассматривается далее, см. раздел 5).

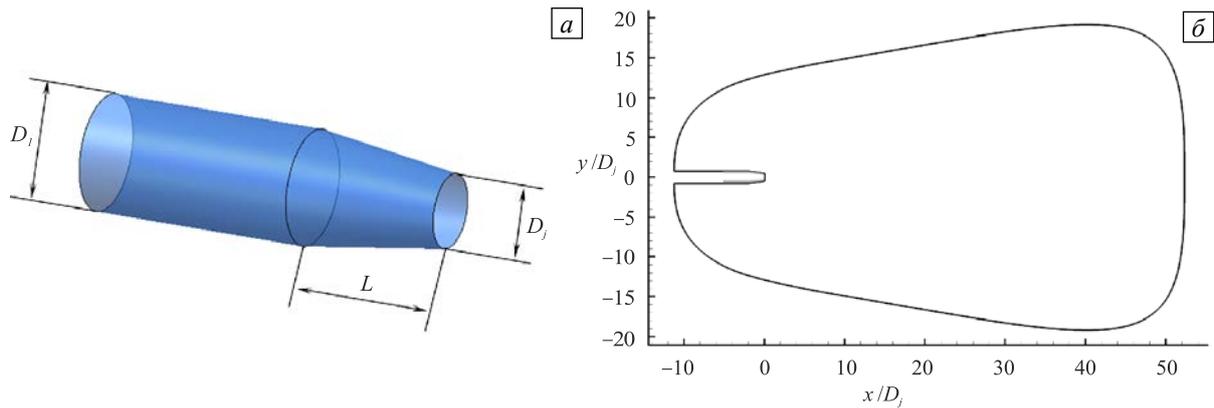


Рис. 2. Внешний вид (а) и схема расчетной области в плоскости (x, y) (б) для конического сопла; $D_1 = 96,77$ мм, $L = 124,46$ мм, $D_j = 62,32$ мм – внутренний диаметр на выходе из сопла

Граничные условия на входе в коническое сопло подбирались по аналогии с условиями для модельного сопла: числа Маха и Рейнольдса на выходе из сопла составляли $M = 0,9$ и $Re = 1,6 \cdot 10^6$ (последнее также рассчитывалось по диаметру D_j на выходе). На внешних границах области, по аналогии с первой задачей, задавалось статическое давление, равное одной атмосфере. На внутренних и наружных стенках сопел в обеих задачах ставилось условие прилипания. Обе задачи решались в трехмерной постановке. Трехмерные расчетные области получались вращением сечений, представленных на рисунках 1 и 2б, вокруг оси x . Во всей расчетной области в начальный момент времени в обеих задачах газ покоился и имел постоянное давление, равное давлению на наружной границе (1 атм), а температура совпадала по значению с полной температурой на входе в сопло.

3. Определяющие уравнения

Неизотермическое течение вязкого сжимаемого газа описывалось системой уравнений Навье–Стокса:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \rho + \rho \nabla \cdot \mathbf{U} &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U} + \nabla p / \rho &= \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{T}, \\ \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla p + \gamma p \nabla \cdot \mathbf{U} &= (\gamma - 1)(\mathbf{T} : \nabla \mathbf{U} + \kappa \Delta T). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь: ρ — плотность газа; $\mathbf{U} = (u, v, w)^T$ — вектор скорости; p — давление; $T = P/\rho R$ — температура; R — индивидуальная газовая постоянная (использовался воздух с $R = 287,1$); $\gamma = 1,4$ — показатель адиабаты воздуха; κ — коэффициент теплопроводности (для воздуха принималось значение $\kappa = 0,024$ Вт/(м·К)); \mathbf{T} — тензор вязких напряжений: $\mathbf{T} = \mu \left(-\frac{2}{3}(\nabla \cdot \mathbf{U})\mathbf{E} + \nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T \right)$, где \mathbf{E} — единичный тензор, μ — молекулярная вязкость воздуха, определяемая в зависимости от температуры T по закону Сазерленда $\mu(T) = C_1 T^{3/2} / (T + C_2)$ с константами $C_1 = 1,458 \cdot 10^{-6}$ кг/(м·с· $\sqrt{\text{К}}$), $C_2 = 110,4$ К. Как и в подавляющем большинстве работ по обсуждаемой тематике (см., например, [2–4]), объемная вязкость газа принималась равной нулю.

Система (1) записана в переменных плотности, компонент скорости и давления в неконсервативном виде. Подобная постановка задачи обусловлена, прежде всего, ее вычислительной сложностью. При отсутствии разрывов в решении консервативная и неконсервативная формы уравнений эквивалентны, при этом алгоритму расчетов в неконсервативном случае требуется меньший объем оперативной памяти вычислительной машины, а также сокращается количество необходимых операций, что ведет к ускорению расчетов.

Для проведения вычислений в областях с криволинейными границами осуществлялся переход от физических координат (x, y, z) к расчетным (ξ, η, ζ) :

$$\begin{aligned} \xi &= \xi(x, y, z), \\ \eta &= \eta(x, y, z), \\ \zeta &= \zeta(x, y, z). \end{aligned} \quad (2)$$

Координаты криволинейной системы (2) находились численно, индивидуально для каждого блока расчетной сетки в зависимости от его геометрии, и вводились таким образом, что расчетная сетка в криволинейной системе была равномерной, и имела шаг, равный единице, то есть $\Delta\xi = \Delta\eta = \Delta\zeta = 1$. Фактически координатными линиями системы (2) служили индексные линии блоков сетки. Метрические коэффициенты $\partial\xi/\partial x$, $\partial\eta/\partial x$, $\partial\zeta/\partial x$ и другие определялись численно с помощью тех же схем, что и для пространственных производных полей неизвестных [10].

При расчетах генерации шума реактивным соплом необходимо, чтобы звуковые волны, достигающие внешних границ расчетной области, покидали ее, не отражаясь. Для выполнения этого требования использовались так называемые неотражающие граничные условия. Одним из вариантов такого рода условий является поглощающий слой (Absorbing Sponge Layer — ASZ), описанный в работе [11].

При наличии поглощающего слоя в некотором количестве ячеек вблизи выходной границы вид решаемых уравнений изменялся. В правые части уравнений системы (1) вводились специальные демпфирующие члены, соответственно: $\sigma(\rho - \rho^*)$, $\sigma(\mathbf{U} - \mathbf{U}^*)$ и $\sigma(p - p^*)$, где ρ^* , \mathbf{U}^* , p^* — плотность, вектор скорости и давление на бесконечности, $\sigma > 0$ — коэффициент поглощения. В рассматриваемых задачах полагалось, что давление на бесконечности p^* равно давлению, заданному на внешней границе (1 атм), скорость \mathbf{U}^* на бесконечности считалась нулевой, а плотность ρ^* пересчитывалась по уравнению состояния при условии неизменности температуры.

Внутри поглощающего слоя коэффициент σ менялся по закону

$$\sigma = \sigma_m (d/D)^\beta. \tag{3}$$

Здесь: D и d — соответственно ширина слоя и расстояние от начала слоя до текущей точки, отсчитываемые в физической системе координат (x, y, z) (Рис. 3); β — степенной показатель, задающий форму распределения интенсивности поглощения вдоль слоя; σ_m — максимальный коэффициент поглощения. Для простоты реализации ширина слоя D и расстояние d измерялись вдоль сеточных линий, перпендикулярных границе расчетной области. При расположении поглощающего слоя на стыке нескольких границ коэффициент σ в точке, лежащей в «углу», рассчитывался по формуле (3) для всех границ, после чего из всех вычисленных значений выбиралось наибольшее.

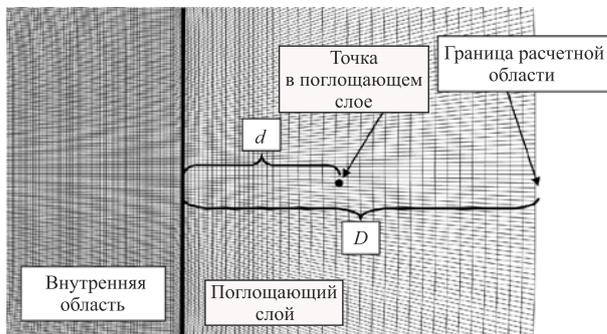


Рис. 3. Расчетная область с примером поглощающего слоя

Ширина слоя D , обуславливаемая количеством ячеек в нем, параметры σ_m и β определялись в результате численных экспериментов. В данной работе параметры задачи составляли: ширина слоя — от 10 до 30 ячеек; параметр β — 1,8; коэффициент σ_m — десятки тысяч.

4. Оптимизированные конечно-разностные схемы

При решении нестационарных задач гидро- и газодинамики важен не только формальный порядок точности применяемой расчетной схемы, но и такие ее свойства, как диссипация и дисперсия. К примеру, схемы высокого порядка с разностями против потока (upwind) имеют большие значения дисперсии и диссипации, чем центрально-разностные схемы того же порядка. Вследствие этого волны, распространяющиеся в расчетной области, при использовании схемы upwind будут уменьшаться по амплитуде, а их частота будет меняться. Кроме того, как для схем upwind, так и для стандартных центрально-разностных схем погрешность зависит от волнового числа. Для уменьшения диссипативных и дисперсионных ошибок необходимы специальные (оптимизированные) схемы, имеющие как высокий порядок точности, так и пониженные дисперсию и диссипацию.

Основной идеей при построении оптимизированных схем являлся выбор коэффициентов схемы не только из условия достижения наибольшего порядка аппроксимации, но и из условия соответствия значений получаемого численно и аналитически волнового числа. Для этого при аппроксимации пространственной производной на равномерной сетке с постоянным шагом Δx использовался центрально-разностный шаблон:

$$\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_i \approx \frac{1}{\Delta x} \sum_{j=-N}^N a_j F(x_i + j\Delta x),$$

где F — дифференцируемая функция, N — целое число, a_j — коэффициенты разностной схемы.

В работе [12] С. Там и J. Webb предложили подход к построению конечно-разностных схем, основанный на минимизации дисперсионных ошибок (DRP). В развитие их подхода С. Vogeу и С. Bailly в [8] применили подобные схемы высокого (4-го) порядка, имеющие шаблоны от 9 до 13 точек. Коэффициенты a_j этих схем представлены в таблице 1. В данной работе использовалась схема DRP6 с 13-точечным шаблоном; интегрирование по времени осуществлялось с помощью явной двухслойной 6-шаговой оптимизированной схемы Рунге–Кутты 4-го порядка точности [9].

Таблица 1. Коэффициенты различных схем DRP 4-го порядка

	DRP4	DRP5	DRP6
a_1	0,841570125482	0,872756993962	0,907646591371
a_2	-0,244678931765	-0,286511173973	-0,337048393268
a_3	0,059463584768	0,090320001280	0,133442885327
a_4	-0,007650904064	-0,020779405824	-0,045246480208
a_5	–	0,002484594688	0,011169294114
a_6	–	–	-0,001456501759

При решении системы вида

$$\partial Q / \partial t = R(Q) = -\partial F / \partial x$$

двухслойную схему можно записать как

$$\left. \begin{aligned} W_i^j &= \alpha^j W_i^{j-1} + \Delta t R(t^j, Q_i^{j-1}), \\ Q_i^j &= Q_i^{j-1} + \beta^j W_i^j, \end{aligned} \right\} \quad (j = 1, \dots, S).$$

Таким образом, необходимо хранить только два слоя переменных, что приводит к существенному снижению необходимой оперативной памяти вычислительной машины по сравнению со стандартной схемой. Коэффициенты двухслойной схемы приведены в таблице 2.

Таблица 2. Коэффициенты двухслойной оптимизированной 6-шаговой схемы Рунге–Кутты 4-го порядка

j	α_j	β_j
1	0,0	0,032918605146
2	-0,737101392796	0,823256998200
3	-1,634740794341	0,381530948900
4	-0,744739003780	0,200092213184
5	-1,469897351522	1,718581042715
6	-2,813971388035	0,27

При использовании схем с центральным шаблоном возникают паразитные пульсации с длиной волны, соответствующей двум ячейкам расчетной сетки [8]. Для подавления паразитных пульсаций, а также диссипации энергии подсеточных масштабов в работе приходилось обращаться к методу крупных вихрей с релаксационной фильтрацией — LES-RF [6, 7]), основанный на специальной процедуре [13, 14]. В конце каждого шага по времени к рассчитанным газодинамическим полям по каждому индексному направлению сетки применялся явный фильтр вида

$$U'_i = U_i - \sigma_d \sum_{l=-N}^N d_l U_{i+l},$$

где $\sigma_d \in [0, 1]$ — константа демпфирования. Для коэффициентов фильтра выполнялось условие $d_l = d_{-l}$, уменьшающее дисперсионную ошибку.

Коэффициенты различных фильтров 4-го порядка, имеющих шаблоны от 9 до 13 точек, взятые из [8], приведены в таблице 3. В вычислениях участвовал фильтр SFO6 с 13-точечным шаблоном и константой демпфирования $\sigma_d = 0,8$. Предполагалось, что значение константы демпфирования влияет на получаемое решение в малой степени [6, 13].

Таблица 3. Коэффициенты оптимизированных фильтров для схем DRP

	SFO4	SFO5	SFO6
d_0	0,24352749312	0,215044884112	0,190899511506
d_1	-0,20478888064	-0,187772883589	-0,171503832236
d_2	0,12000759168	0,123755948787	0,123632891797
d_3	-0,04521111936	-0,059227575576	-0,069975429105
d_4	0,00822866176	0,018721609157	0,029662754736
d_5	-	-0,002999540835	-0,008520738659
d_6	-	-	0,001254597714

5. Параллельные расчеты на графических процессорах

Для того чтобы иметь возможность производить расчеты с применением схем высокого порядка точности в короткие сроки, необходимо использовать высокопроизводительные вычислительные ресурсы. Одним из таких ресурсов являются графические процессоры (ГПУ), содержащие в себе сотни и даже тысячи вычислительных ядер (например, в Nvidia Tesla K40 2880 ядер). По своей сути графические процессоры — это процессоры видеокарт, выводящих изображение на мониторы компьютеров. В силу роста потребностей в трехмерных графических вычислениях со временем они превратились в мощный инструмент, позволяющий быстро проводить расчеты общего назначения. Их пиковая производительность в настоящее время на порядок превышает производительность многоядерных центральных процессоров.

Чтобы наилучшим образом задействовать преимущества графических процессоров, авторами разрабатывается программный пакет GHOST CFD (Gpu High Order Structured). В пакете реализованы описанные выше оптимизированные схемы высокого порядка точности в совокупности с криволинейными структурированными многоблочными сетками. Распараллеливание для графических процессоров в GHOST CFD производилось с помощью технологии Nvidia CUDA [15], дающей возможность добиться максимальной оптимизации для графических процессоров Nvidia. Ускорение, достигнутое в GHOST CFD на 1 ГПУ Nvidia Tesla M2090 (512 ядер, пиковая производительность 665 Гфлопс) по сравнению с 1 ЦПУ Intel Xeon E5-2680 (8 ядер, пиковая производительность порядка 200 Гфлопс) составляет порядка 12-14 раз. ЦПУ-версия распараллеливалась с помощью пакета OpenMP. Загрузка, как для ЦПУ, так и для ГПУ во время тестов была порядка 100%, при этом в том и другом случаях задействовались все ядра. Такая разница в скорости расчета была обусловлена тем, что для применяемых вычислительных схем требовалось большое количество операций доступа к памяти. Подобные операции осуществляются на ГПУ значительно быстрее, чем на ЦПУ, за счет большей векторности процессора, разрядности шины памяти и ее частоты. Именно доступ к памяти является в этом случае лимитирующим фактором скорости расчета, и производительность операций с плавающей точкой играет меньшую роль. В пакете также допустим расчет на нескольких ГПУ, которые могут располагаться на одном или нескольких узлах вычислительного кластера. Для передачи данных между ГПУ внутри одного узла используется технология GPUDirect [15]. Узлы взаимодействуют между собой посредством интерфейса MPI. Масштабируемость GHOST CFD представлена на рисунке 4.

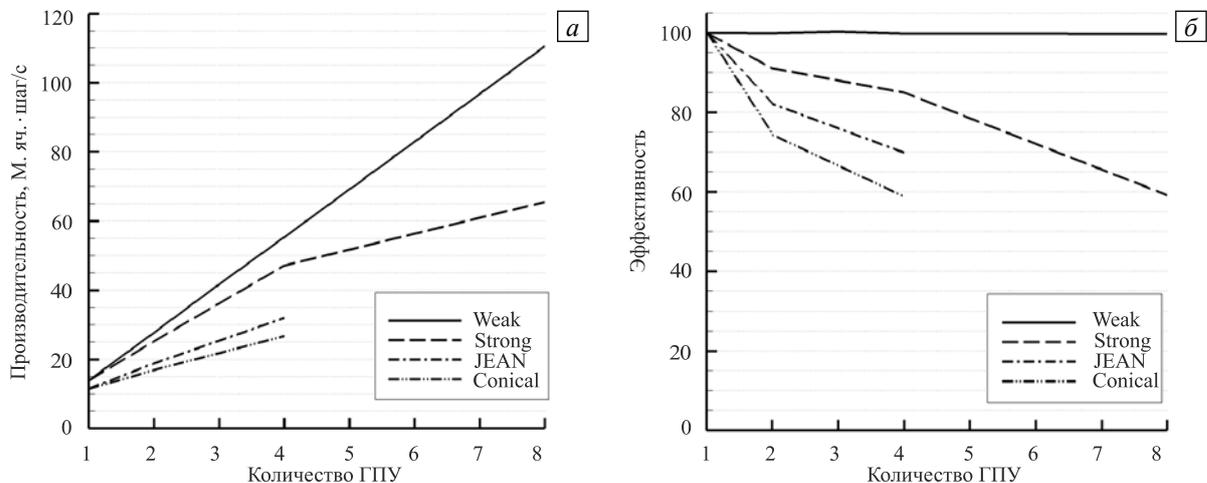


Рис. 4. Производительность (а) и эффективность распараллеливания (в процентах) (б) для различных задач в GHOST CFD (Weak – слабая масштабируемость; Strong – сильная масштабируемость; Conical – коническое сопло)

Производительность определялась по формуле $P = M \cdot S$, где M — количество ячеек сетки (в миллионах), а S — скорость расчета (в шагах по времени в секунду). Для ЦПУ-версии пакета она составляла порядка единицы, что означало, что при сетке размерностью в 1 миллион узлов расчет проходил со скоростью один шаг по времени в секунду. Таким образом, величину P можно рассматривать и как ускорение GHOST CFD при работе на ГПУ по сравнению с работой на восьми ядрах ЦПУ Intel Xeon E5-2680. Сплошная и штриховая линия на графиках соответствуют слабой и сильной масштабируемости GHOST CFD. При исследовании слабой масштабируемости размерность сетки увеличивалась пропорционально числу задействуемых ГПУ. Таким образом, нагрузка на каждое ГПУ оставалась одинаковой. На рисунке 4 можно видеть, что эффективность распараллеливания при этом оставалась порядка 100%. Сильная масштабируемость рассматривалась на сетке размерностью порядка 11 миллионов ячеек, которая не менялась при увеличении числа ГПУ. При этом эффективность распараллеливания падала, но оставалась достаточно высокой минимум для 4 ГПУ.

6. Результаты

С помощью описанного выше программного пакета GHOST CFD было проведено исследование истечения газа из сопла JEAN, а также генерации шума коническим соплом. Размерность расчетной сетки для сопла JEAN составляла около 12 миллионов ячеек. Внешний вид сетки вблизи сопла представлен

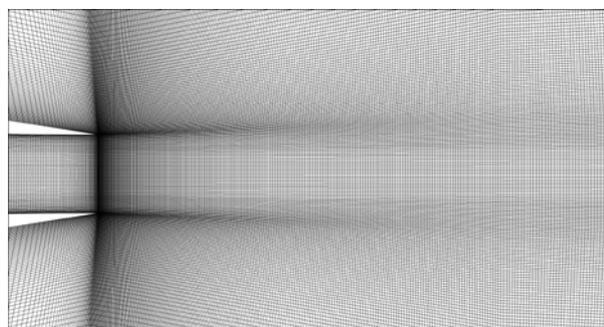


Рис. 5. Внешний вид расчетной сетки вблизи сопла JEAN

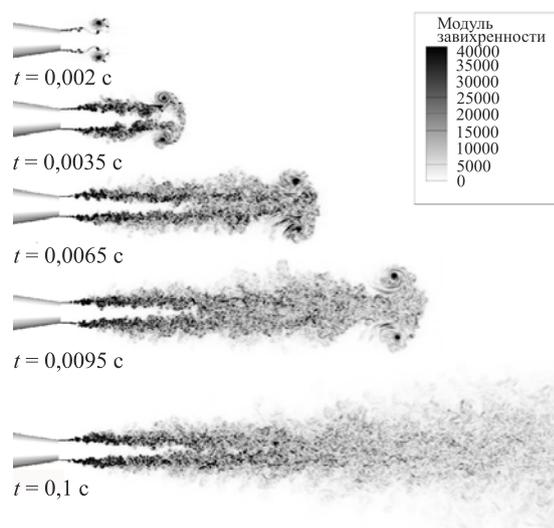


Рис. 6. Эволюция течения на примере модуля завихренности ($|\omega| = c^{-1}$) в осевом сечении сопла JEAN

на рисунке 5. Эволюция истечения струи из сопла JEAN на примере модуля завихренности $|\omega| = |\nabla \times \mathbf{U}|$ показана на рисунке 6.

Расчет проводился в течение 0,2 с физического времени, при этом первые 0,1 с течение устанавливалось, а последующие 0,1 с записывались результаты в точках для осреднения и нахождения среднеквадратичного отклонения. Критерием сходимости служило постоянство расхода воздуха через внешнюю границу расчетной области. На рисунке 6 хорошо видно распространение вихревого кольца, образующегося в начальные моменты времени, и его исчезновение, а также дальнейшее расширение струи при сформировавшемся течении.

Распределение числа Маха в сечении в момент времени $t = 0,1$ с для сопла JEAN представлено на рисунке 7. На данных рисунках отчетливо видны мелкомасштабные вихревые структуры, свидетельствующие о высокой разрешающей способности выбранных расчетных схем.

Профили средней осевой скорости и пульсаций осевой скорости вдоль осевой линии приведены на рисунке 8. Сравнение результатов GHOST CFD проводилось как с экспериментом (данные были взяты из работы [16]), так и с результатами расчетов нескольких авторов: Н. Андерссона с коллегами в рамках проекта JEAN [16]; с более поздними результатами Ц. Покоры с коллегами [17]. Расчеты Андерссона осуществлялись на сетке из порядка 3 млн. ячеек низкодиссипативным численным

методом с 3-м порядком аппроксимации по пространству и 2-м порядком (на основе явной схемы) — по времени. Турбулентность моделировалась методом крупных вихрей и подсеточной моделью Смагоринского с константой $C_s = 0,12$. Кроме того, число Рейнольдса, рассчитанное по диаметру сопла, составляло 50000 (а не 10^6 , как в экспериментах) в предположении, что течение имеет слабую зависимость от числа Рейнольдса. Расчеты Покоры проводились на сетке из 16 млн. ячеек с использованием центральной схемы 2-го порядка аппроксимации по пространству и неявной схемы 2-го порядка аппроксимации по времени. Моделирование турбулентности было аналогичным проделанному Андерссоном с коллегами. Число Рейнольдса равнялось 10^6 , как в данной работе и эксперименте.



Рис. 7. Распределение числа Маха в осевом сечении сопла JEAN в момент времени $t = 0,1$ с

Кроме того, Покорой с коллегами исследовалось влияние дополнительного возбуждения пограничного слоя внутри сопла. Такое возбуждение позволяет получить более быструю турбулизацию слоя смешения струи с внешним воздухом, что ближе к условиям эксперимента.

Как видно из рисунка 8, наблюдается достаточно хорошее согласование расчетной средней скорости потока с экспериментальной. При этом результаты GHOST CFD близки к результатам Покоры с возбуждением пограничного слоя. Исходя из этого можно заключить, что слой смешения в GHOST CFD турбулизируется достаточно быстро, даже без дополнительного возбуждения пограничного слоя внутри сопла за счет высокой разрешающей способности используемых схем.

Пульсации осевой скорости вдоль оси сопла качественно описываются достаточно хорошо, но их уровень остается несколько заниженным по сравнению с экспериментальным, что справедливо и для расчетов Андерссона с коллегами (в работе Покоры эта характеристика не приводится). Занижение уровня пульсаций на начальном участке характерно как для вычислений в GHOST CFD, так и для расчета Андерссона, что объясняется отсутствием турбулентности на входе в сопло в расчете, в то время как в эксперименте она имела место. Радиальные распределения средней и пульсационной осевой скоростей на различных удалениях от выхода из сопла представлены на рисунке 9. Экспериментальные данные были взяты из работы [17].

Для радиальных распределений результаты GHOST CFD также близки к результатам Покоры с возбуждением пограничного слоя. При возбуждении пограничного слоя внутри сопла слой смешения становится турбулентным практически на самой кромке, что хорошо соответствует условиям эксперимента, где турбулентность присутствует на входе в сопло, и внутри него пограничный слой турбулентен. Без дополнительного возбуждения пограничного слоя при использовании методов низкого порядка точности или грубых сеток, турбулизация слоя смешения происходит с запозданием и скачкообразно. При этом (как видно на рисунке 8 для расчетов Андерссона и Покоры без возбуждения пограничного слоя) значительно увеличиваются амплитуды пульсаций и падает средняя скорость. Схемы, описанные выше и применяемые в GHOST CFD, позволяют достичь достаточно быстрой турбулизации слоя смешения без дополнительного возбуждения пограничного слоя благодаря своей высокой разрешающей способности.

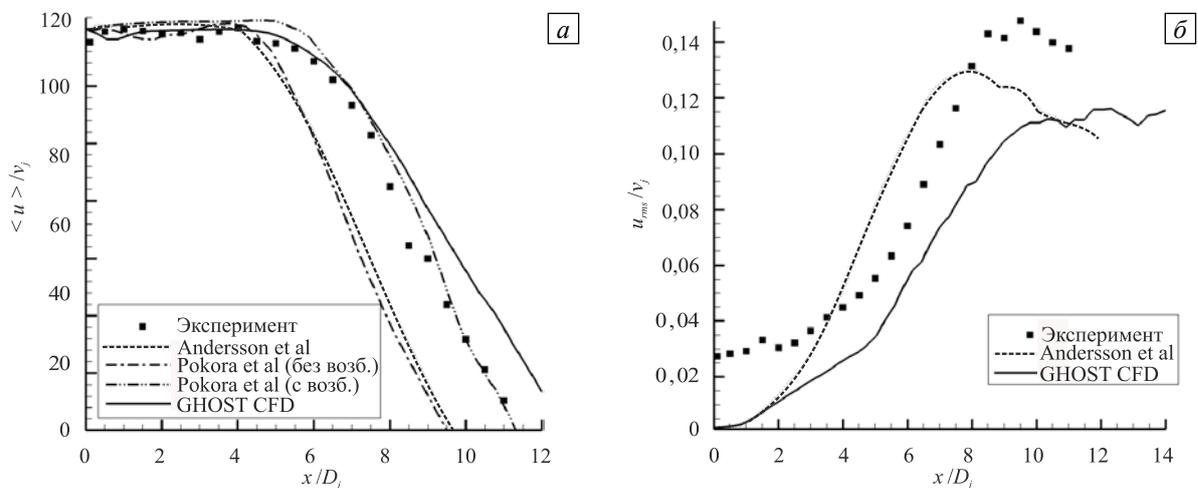


Рис. 8. Профили средней (а) и пульсационной (б) составляющих осевой скорости вдоль оси сопла: эксперимент и расчетные данные разных авторов; V_j – осредненное по времени значение скорости в центре выходного сечения сопла

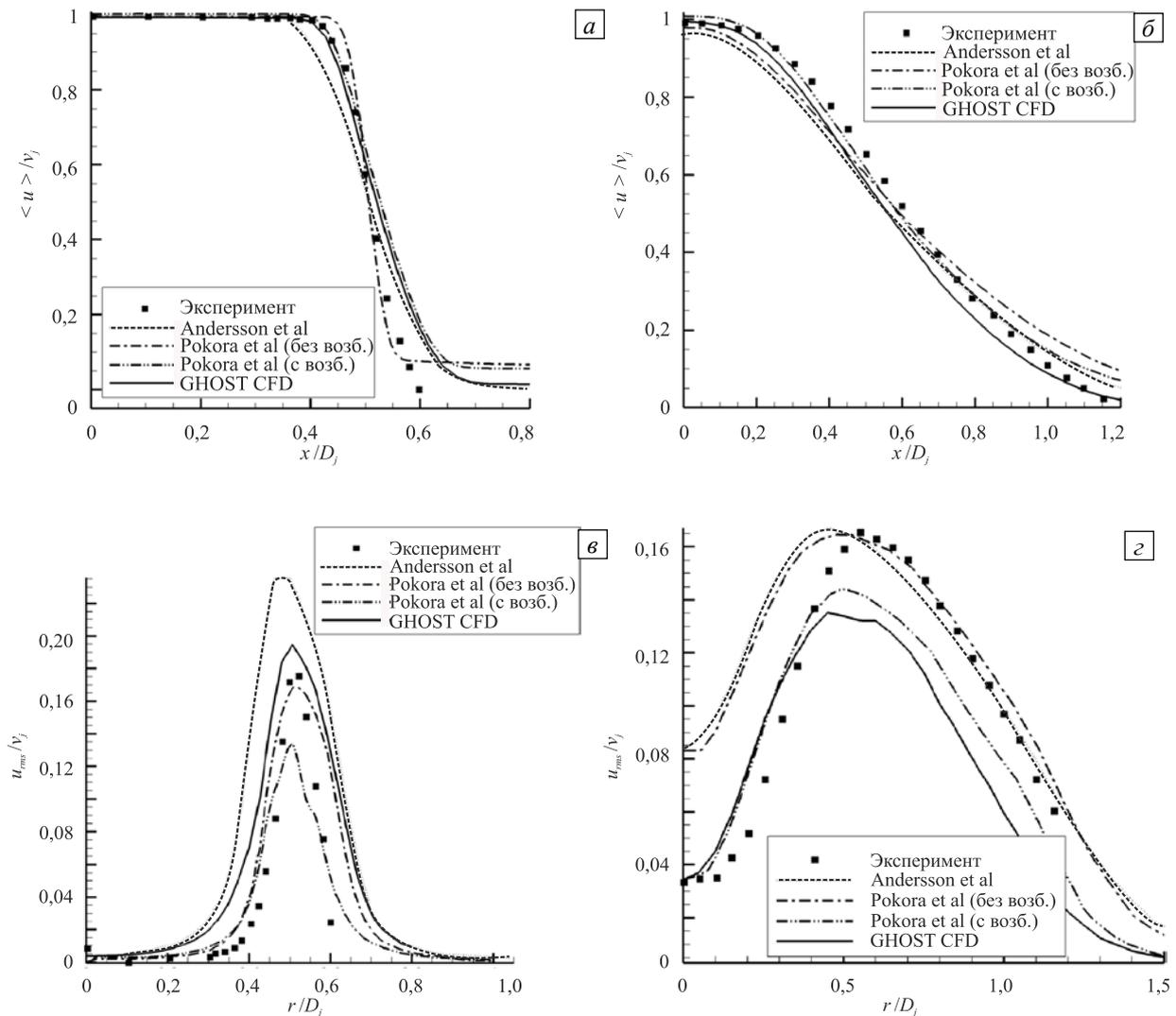


Рис. 9. Радиальные профили средней (а, б) и пульсационной (в, г) составляющих осевой скорости вдоль оси сопла на расстоянии 1 (а, в) и 5 (б, г) диаметров D_j от выхода из сопла

На рисунке 10 представлены спектральные плотности мощности для осевой скорости в различных точках сдвигового слоя ($y = D_j/2$, $z = 0$). Рисунок свидетельствует, что в областях достаточно развитой турбулентности (Рис. 10б, в) применяемый в работе метод LES-RF обеспечивает наклон инерционного интервала, равный теоретическому: $-5/3$. В области слабо развитой турбулентности (Рис. 10а) энергии на малых масштабах меньше, в силу чего наклон получаемого спектра круче, чем $-5/3$. Вертикальными линиями на рисунке 10 обозначены предельные частоты f_{cut} , на которых начинает значительно проявляться фильтрация. Данные частоты вычислялись из соотношения

$$f_{cut} = |\hat{\mathbf{U}}| / (P_{pw} \Delta x),$$

где Δx — осевой размер соответствующей ячейки, $|\hat{\mathbf{U}}|$ — средняя скорость потока в ней, P_{pw} — максимальное число ячеек на длину волны, в которых фильтр мало влияет на решение ($P_{pw} = 3,74$ для используемого в работе фильтра SFO6 [8]). Видно (Рис. 10), что амплитуда быстро падает после предельных частот, что объясняется постепенно растущей по мере увеличения частоты диссипацией за счет фильтра.

Во второй из рассмотренных задач — расчете генерации шума коническим дозвуковым соплом, размер сетки составлял также около 12 млн. ячеек. Внешний вид сопла и расчетной сетки представлен на рисунке 11.

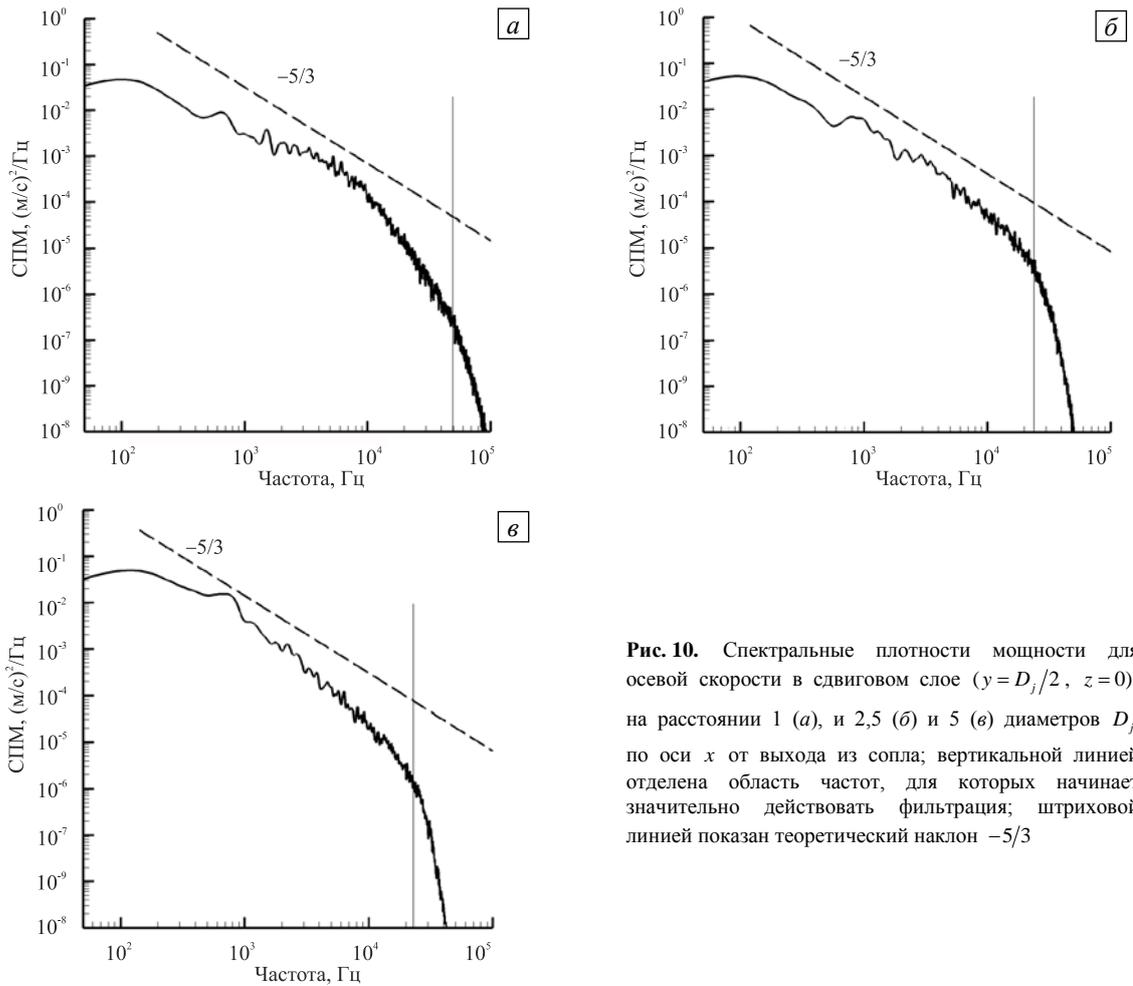


Рис. 10. Спектральные плотности мощности для осевой скорости в сдвиговом слое ($y = D_j/2, z = 0$) на расстоянии 1 (а), и 2,5 (б) и 5 (в) диаметров D_j по оси x от выхода из сопла; вертикальной линией отделена область частот, для которых начинает значительно действовать фильтрация; штриховой линией показан теоретический наклон $-5/3$

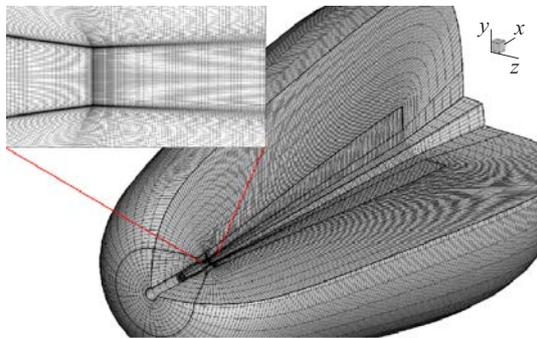


Рис. 11. Расчетная сетка для конического сопла (показана каждая четвертая сеточная линия)

Расчет звукового давления вдали от сопла производился с помощью метода акустической аналогии [18]. Для этого в расчетной области выделялась специальная поверхность, охватывающая струю снаружи. С этой поверхности в течение расчета снимались значения полей скорости, плотности и давления, которые впоследствии обрабатывались специальной программой, производящей вычисление интеграла Фокса Вильямса–Хоукинга и позволяющей получить сигнал давления в произвольных точках, расположенных вдали от сопла [18].

На рисунке 12 показано распределение давления вблизи сопла с хорошо видимыми генерируемыми звуковыми волнами. Положение точек наблюдения и отвечающее им звуковое давление представлены на рисунке 13.

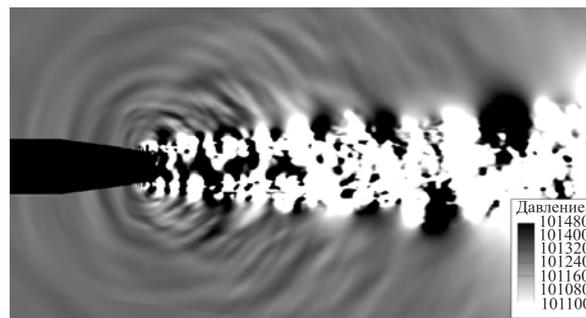


Рис. 12. Мгновенное распределение давления (в Па) вблизи конического сопла после установления течения

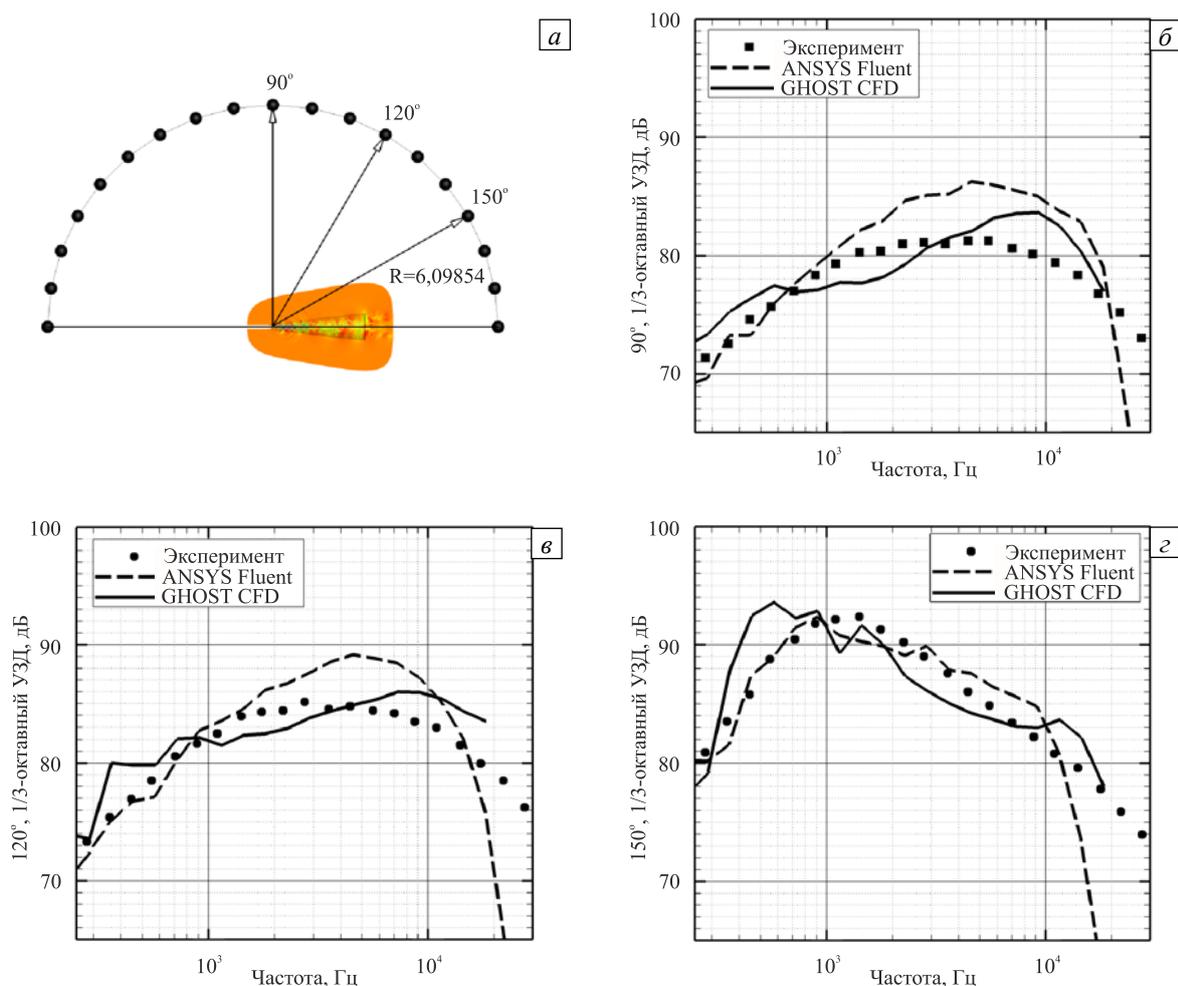


Рис. 13. Точки наблюдения (а) и соответствующие им звуковые давления для конического сопла, полученные в эксперименте и расчетах в GHOST CFD и ANSYS Fluent на углах наблюдения в 90 (б), 120 (в) и 150 (г) градусов от оси сопла

Значения звукового давления сопоставлялись как с экспериментальными данными, так и с расчетом в коммерческом пакете ANSYS Fluent. При расчете в ANSYS Fluent использовалась схема 2-го порядка по пространству и времени, метод крупных вихрей (LES) с подсеточной моделью Смагоринского ($C_s = 0,1$). Число ячеек сетки для ANSYS Fluent составляло 21 млн, что почти вдвое больше соответствующего значения для GHOST CFD. Как и в случае сопла JEAN, расчет производился для физического времени, равного 0,2 с. При этом в первые 0,1 с происходило установление течения, а в течение вторых 0,1 с производилась запись результатов.

Время счета для сопла JEAN в GHOST CFD при использовании 4 ГПУ Nvidia Tesla M2090 составило порядка 3 суток. Шаг по времени равнялся $3 \cdot 10^{-7}$ с, а общее физическое время — 0,2 с (порядка 670000 шагов по времени). Для конического сопла счет длился порядка 13 суток для того же физического времени и с теми же вычислительными ресурсами. Шаг по времени при этом имел значение $1 \cdot 10^{-7}$ с (итого 2000000 шагов). Размер шага по времени выбирался из условия Куранта ($CFL \sim 0,8$). Шаг в ANSYS Fluent составлял $5 \cdot 10^{-6}$ с. Счет с сеткой из 21 млн ячеек для 0,2 с физического времени (40000 шагов) при этом продолжался около 24 суток на 64 ядрах (8 ЦПУ Intel Xeon E5-2680) и 14 суток на 128 ядрах (16 ЦПУ Intel Xeon E5-2680).

Как видно из рисунка 13, результаты расчета в GHOST CFD в пределах 3–4 Дб совпадают с экспериментальными данными, и, в целом, близки к результатам, полученным в ANSYS Fluent на более подробной сетке. Рисунок также свидетельствует, что в силу низкой разрешающей способности схем 2-го порядка, применяемых в ANSYS CFX, звуковая энергия для конического сопла накапливается в области средних частот (порядка 2000–20000 Гц), и не переходит в область высоких частот, как в эксперименте. Для GHOST CFD максимальное отклонение от экспериментальных значений меньше, при этом видно, что энергия свободно переходит к высоким частотам и имеет даже несколько заниженный уровень в области от 1000 до 2000 Гц, что свидетельствует о необходимости повышения силы фильтрации.

7. Заключение

С помощью газодинамического программного пакета GHOST CFD решены две задачи для дозвуковых сопел: истечение и генерация шума. Благодаря низкодиссипативным разностным схемам высокого порядка точности и методу крупных вихрей на основе релаксационной фильтрации данный пакет позволил достичь хорошего согласования с экспериментом по аэродинамическим и шумовым характеристикам сопел. В частности, для сопла JEAN была достигнута быстрая турбулизация слоя смешения без введения дополнительного возбуждения в пограничном слое внутри сопла, которая требовалась при использовании схемы 2-го порядка в работе Покоры с коллегами [17]. Для конического сопла, благодаря высокой разрешающей способности применяемых схем, в расчете GHOST CFD присутствовал более широкий, чем в коммерческом пакете ANSYS Fluent, спектр частот звуковых волн, в силу чего звуковая энергия не скапливалась на средних частотах, а, как и в эксперименте, переходила в более высокочастотную область.

Благодаря применению графических процессоров расчеты с помощью выбранных схем в GHOST CFD были ускорены в 12-14 раз для одного ГПУ Nvidia Tesla M2090 по сравнению с 8 ядрами ЦПУ Intel Xeon E5-2680, что позволило провести моделирование аэродинамических и акустических характеристик турбулентных струй за приемлемое время.

Работа выполнена при поддержке фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (грант УМНИК №6183ГУ2015).

Литература

1. Волков К.Н., Емельянов В.Н., Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений – М.: Физматлит, 2008. – 368 с.
2. Shur M.L., Garbaruk A.V., Kravchenko S.V., Spalart Ph.R., Strelets M.Kh. LES-based numerical system for noise prediction in complex jets // *Computational Fluid Dynamics 2010*. – 2011. – P. 163-168. DOI
3. Любимов Д.А. Исследование с помощью комбинированного RANS/ILES-метода влияния геометрии сопла и режима истечения на характеристики турбулентности выхлопных струй // *TBT*. – 2009. – Т. 47, № 3. – С. 412-422. (English version DOI).
4. Зайцев А.М., Семенов В.Н., Швецов Ю.Е. Математическое моделирование смешения разнотемпературных струй методом CABARET // *Вычисл. мех. сплош. сред.* – 2013. – Т. 6, № 4. – С. 430-437. DOI
5. <http://www.turbostream-cfd.com/> (дата обращения: 10.03.2016).
6. Fauconnier D., Bogey C., Dick E. On the performance of relaxation filtering for large-eddy simulation // *Journal of Turbulence*. – 2013. – Vol. 14, no. 1. – P. 22-49. DOI
7. Коромыслов Е.В., Усанин М.В., Гомзииков Л.Ю., Синер А.А. Использование схем типа DRP высокого порядка аппроксимации и метода крупных вихрей с релаксационной фильтрацией для расчёта турбулентных течений газа на примере распада вихря Тейлора–Грина // *Вычисл. мех. сплош. сред.* – 2015. – Т. 8, № 1. – С. 24-34. DOI
8. Bogey C., Bailly C. A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations // *J. Comput. Phys.* – 2002. – Vol. 194, no. 1. – P. 194-214. DOI
9. Berland J., Bogey C., Bailly C. Optimized explicit schemes: matching and boundary schemes and 4th-order Runge–Kutta algorithm // *AIAA Paper 2004–2814*. – 2004. (URL: http://acoustique.ec-lyon.fr/publi/aiaa_2004_2814.pdf).
10. Visbal M.R., Gaitonde D.V. On the use of higher-order finite-difference schemes on curvilinear and deforming meshes // *J. Comput. Phys.* – 2002. – Vol. 181, no. 1. – P. 155-185. DOI
11. Israeli M., Orszag S.A. Approximation of radiation boundary conditions // *J. Comput. Phys.* – 1981. – Vol. 41, no. 1. – P. 115-135. DOI
12. Tam C.K.W., Webb J.C. Dispersion–relation–preserving finite difference schemes for computational acoustics // *J. Comput. Phys.* – 1993. – Vol. 107, no. 2. – P. 262-281. DOI
13. Bogey C., Bailly C. Computation of a high Reynolds number jet and its radiated noise using large eddy simulation based on explicit filtering // *Comput. Fluids*. – 2006. – Vol. 35, no. 10. – P. 1344-1358. DOI
14. Bogey C., Bailly C. Large eddy simulations of round free jets using explicit filtering with/without dynamic Smagorinsky model // *Int. J. Heat Fluid Fl.* – 2006. – Vol. 27, no. 4. – P. 603-610. DOI
15. <https://developer.nvidia.com/cuda-zone> (дата обращения: 10.03.2016).
16. Andersson N., Eriksson L.-E., Davidson L. Large-eddy simulation of a Mach 0.75 jet // *AIAA Paper 2003-3312*. – 2003. – 13 p. DOI
17. Pokora C.D., McMullan W.A., Page G.J., McGuirk J.J. Influence of a numerical boundary layer trip on spatio-temporal correlations within LES of a subsonic jet // *AIAA Paper 2011-2920*. – 2011. – 21 p. DOI
18. Prieur J., Rahier G. Aeroacoustic integral methods, formulation and efficient numerical implementation // *Aerosp. Sci. Technol.* – 2001. – Vol. 5, no. 7. – P. 457-468. DOI

References

1. Volkov K.N., Emel'yanov V.N. Modelirovanie krupnykh vikhrej v raschetakh turbuletnykh techenij [Large-eddy simulation of turbulent flows]. Moscow: Fizmatlit, 2008. 368 p.
2. Shur M.L., Garbaruk A.V., Kravchenko S.V., Spalart Ph.R., Strelets M.Kh. LES-based numerical system for noise prediction in complex jets. *Computational Fluid Dynamics 2010*, 2011, pp. 163-168. DOI

3. Lyubimov D.A. The application of hybrid RANS/ILES approach for the investigation of the effect of nozzle geometry and mode of efflux on the characteristics of turbulence of exhaust jets. *High Temp.*, 2009, vol. 47, no. 3, pp. 390-399. DOI
4. Zaitsev A.M., Semenov V.N., Shvetsov Y.E. Simulation of mixing different temperature jets using CABARET method. *Vycisl. meh. splos. sred – Computational Continuum Mechanics*, 2013, vol. 6, no. 4, pp. 430-437. DOI
5. <http://www.turbostream-cfd.com/> (accessed 10 March 2016)
6. Fauconnier D., Bogey C., Dick E. On the performance of relaxation filtering for large-eddy simulation. *Journal of Turbulence*, 2013, vol. 14, no. 1, pp. 22-49. DOI
7. Koromyslov E.V., Usanin M.V., Gomzikov L.Yu., Siner A.A. Utilization of high order DRP-type schemes and large eddy simulation based on relaxation filtering for turbulent gas flow computations in the case of Taylor–Green vortex breakdown. *Vycisl. meh. splos. sred – Computational Continuum Mechanics*, 2015, vol. 8, no. 1, pp. 24-34. DOI
8. Bogey C., Bailly C. A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations. *J. Comput. Phys.*, 2002, vol. 194, no. 1, pp. 194-214. DOI
9. Berland J., Bogey C., Bailly C. Optimized explicit schemes: matching and boundary schemes and 4th-order Runge–Kutta algorithm. *AIAA Paper 2004–2814*, 2004. (URL: http://acoustique.ec-lyon.fr/publi/aiaa_2004_2814.pdf).
10. Visbal M.R., Gaitonde D.V. On the use of higher-order finite-difference schemes on curvilinear and deforming meshes. *J. Comput. Phys.*, 2002, vol. 181, no. 1, pp. 155-185. DOI
11. Israeli M., Orszag S.A. Approximation of radiation boundary conditions. *J. Comput. Phys.*, 1981, vol. 41, no. 1, pp. 115-135. DOI
12. Tam C.K.W., Webb J.C. Dispersion–relation–preserving finite difference schemes for computational acoustics. *J. Comput. Phys.*, 1993, vol. 107, no. 2, pp. 262-281. DOI
13. Bogey C., Bailly C. Computation of a high Reynolds number jet and its radiated noise using large eddy simulation based on explicit filtering. *Comput. Fluids*, 2006, vol. 35, no. 10, pp. 1344-1358. DOI
14. Bogey C., Bailly C. Large eddy simulations of round free jets using explicit filtering with/without dynamic Smagorinsky model. *Int. J. Heat Fluid Fl.*, 2006, vol. 27, no. 4, pp. 603-610. DOI
15. <https://developer.nvidia.com/cuda-zone> (accessed 10 March 2016).
16. Andersson N., Eriksson L.-E., Davidson L. Large-eddy simulation of a Mach 0.75 jet. *AIAA Paper 2003-3312*, 2003. 13 p. DOI
17. Pokora C.D., McMullan W.A., Page G.J., McGuirk J.J. Influence of a numerical boundary layer trip on spatio-temporal correlations within LES of a subsonic jet. *AIAA Paper 2011-2920*, 2011. 21 p. DOI
18. Prieur J., Rahier G. Aeroacoustic integral methods, formulation and efficient numerical implementation. *Aerosp. Sci. Technol.*, 2001, vol. 5, no. 7, pp. 457-468. DOI

Поступила в редакцию 09.12.2015; опубликована в электронном виде 30.03.2016

Сведения об авторах

Коромыслов Евгений Васильевич, асп., Институт механики сплошных сред УрО РАН (ИМСС УрО РАН), 614013, Пермь, ул. Академика Королева, д. 1; e-mail: koromyslov@avid.ru

Усанин Михаил Владимирович, ктн, вед. констр., ОАО «Авиадвигатель», 614990, Пермь, Комсомольский пр., д. 93; e-mail: usanin@avid.ru

Гомзи́ков Леонид Юльевич, ктн, нач. отд., ОАО «Авиадвигатель»; e-mail: gomzikov@avid.ru

Синер Александр Александрович, ктн, доц., Пермский государственный национальный исследовательский университет (ПГНИУ), 614990, Пермь, ул. Букирева, д. 15; e-mail: siner@avid.ru

Любимова Татьяна Петровна, дфмн, проф., зав. лаб., ИМСС УрО РАН; e-mail: lubimova@psu.ru