

УДК 519.6

Б. П. РУДОЙ, А. А. ЧЕРНОУСОВ

ОПЫТ РАСЧЕТОВ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ ГАЗА С ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕХНОЛОГИИ МОДЕЛИРОВАНИЯ КРУПНЫХ ВИХРЕЙ

Приводятся результаты некоторых численных расчетов турбулентных течений газов по технологии моделирования крупных вихрей. Приведены результаты решения ряда тестовых задач: о течении газа в плоском слое смешения, об осесимметричной струе в спутном потоке и о турбулентном течении в гладкой трубе квадратного сечения с различными числами Re . Численное решение трехмерных нестационарных уравнений движения сжимаемого газа проводилось схемой типа Годунова повышенного порядка аппроксимации с применением линеаризованной сеточно-характеристической процедуры решения задачи о распаде разрыва. Турбулентные явления подсеточного масштаба в расчетах описывались моделью Смагоринского. *Турбулентные течения; моделирование крупных вихрей*

ВВЕДЕНИЕ

Течение газа в газоздушных трактах энергетических установок чаще всего является примером пространственного турбулентного течения в области со сложной и переменной геометрией. Для описания турбулентного течения в принципе достаточно пользоваться полной системой уравнений Навье–Стокса. Но вследствие того, что в обычных условиях для уверенного разрешения на расчетной сетке всех масштабов турбулентного движения потребовались бы неприемлемо мелкие расчетные сетки, для описания не разрешаемых расчетами на данной сетке турбулентных эффектов применяют модели турбулентности.

До последнего времени моделирование представляющих практический интерес течений проводилось на основе уравнений, осредненных по Рейнольдсу. Основной недостаток данного подхода — осреднение всех масштабов турбулентного движения, что затрудняет подбор достаточно адекватной модели, замыкающей уравнения Рейнольдса. Кроме того, осреднение по Рейнольдсу применительно к нестационарным течениям означает осреднение по ансамблю, т. е. на множестве независимых реализаций процесса. Поэтому неизбежным следствием такого подхода к моделированию является потеря важной информации об особенностях действительных процессов.

Более продуктивными оказываются модели, обеспечивающие некоторую детализацию структуры действительного турбулент-

ного течения, такие, как, например, подход, получивший название «моделирование крупных вихрей» (МКВ). При данном подходе модель турбулентного движения среды получается не осреднением во всем интервале масштабов, а «фильтрованием» с использованием размера расчетной ячейки в качестве характерного линейного масштаба, что позволяет разделить «подсеточный» и «надсеточный» масштабы движений и требует введения моделей только для описания подсеточных явлений, не передаваемых на данной расчетной сетке. Надсеточное движение рассчитывается с максимально возможным пространственно-временным разрешением, а полуэмпирические модели применяются только для приближенного описания вклада мелкомасштабных движений. Причем, поскольку характеристики мелкомасштабной турбулентности более универсальны (ближе к равновесию и изотропии), а роль ее меньше, чем при осреднении во всем спектре масштабов, по технологии МКВ удастся успешно рассчитывать сложные турбулентные течения даже при использовании подсеточных моделей достаточно простого вида.

В связи с необходимостью детального численного моделирования турбулентных газовых потоков в рабочих камерах двигателей потребовалось разработать и протестировать универсальный и эффективный метод численного решения уравнений течения газов. В качестве разностной схемы, аппроксимиру-

ющей «отфильтрованные» уравнения движения, была выбрана схема типа Годунова повышенного порядка аппроксимации для трехмерных течений, при применении которой газодинамическая составляющая потоков вычисляется со схемной диссипацией, характерной для схем третьего порядка аппроксимации по пространству, а «градиентные» потоки представлены центральными разностями второго порядка.

В качестве тестовых примеров для исследования применимости данной схемы к расчетам течений газа по МКВ были рассчитаны турбулентные течения нескольких видов, хорошо изученные экспериментально: плоский слой смешения, осесимметричная струя в спутном потоке и установившееся турбулентное течение в квадратной трубе.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Проблема детального вывода системы уравнений, по которым может быть рассчитано по МКВ турбулентное течение газа, выходит за рамки данной работы (см., например, [9]). Если при применении операции «фильтрации» к полным уравнениям Навье-Стокса появляющиеся в них корреляционные члены, соответствующие «подсеточным» пульсациям, замкнуть с помощью модельного представления о подсеточном градиентном переносе со скалярными коэффициентами переноса и пренебречь при этом нелинейными корреляциями, малыми при малых числах *M*, то, опуская обозначения для «отфильтрованных» искомым функций, получим основные уравнения сохранения в форме уравнений Навье-Стокса с «эффективными» коэффициентами переноса:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) &= 0, \\ \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i) &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\sigma_{эфф})_{ij}, \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j E + p u_j) &= \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j}(q_{эфф})_j + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_i(\sigma_{эфф})_{ij}), \end{aligned} \tag{1}$$

в которых

$$\begin{aligned} (\sigma_{эфф})_{ij} &= \mu_{эфф} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right), \\ (q_{эфф})_j &= -\lambda_{эфф} \frac{\partial T}{\partial x_j} \end{aligned}$$

— суммарные (эффективные) потоки количества движения и энергии для молекулярного и подсеточного турбулентного переноса со скалярными коэффициентами переноса $\mu_{эфф} = \mu_M + \mu_T$ и $\lambda_{эфф} = \lambda_M + \lambda_T = \frac{\mu_M c_p}{Pr_M} + \frac{\mu_T c_p}{Pr_T}$.

Для задания скалярной турбулентной вязкости нами использована широко известная модель Смагоринского [1]:

$$\mu_T = 2C\rho\Delta^2 |\bar{S}|,$$

где $C = C_s^2$, $C_s = 0,1$ — постоянная Смагоринского; Δ — пространственная ширина фильтра, в данной работе $\Delta = \sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z}$;

$$|\bar{S}| = \sqrt[2]{2S_{ij}S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$

Второй константой принятой нами модели является турбулентное «подсеточное» число Прандтля $Pr_T = 0,8$.

Для течений, ограниченных стенками (в примерах расчетов течений в кубе), производился учет эффекта турбулентности в пристеночно использована модель с демпфирующим множителем для коэффициента *C* из работы [2]:

$$C = 0,01 \cdot (1 - \exp(-(d^+ / 25)^3)), \tag{2}$$

где $d^+ = \frac{\rho u_\tau d}{\mu_M}$ — нормированное расстояние по нормали от стенки, $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$ — скорость трения. В задаче о течении в квадратной трубе, где в углах сходятся две стенки, для *d* была принята модифицированная формула [2]

$$d = \frac{2yz}{y + z + \sqrt{y^2 + z^2}}.$$

2. МЕТОД ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

Численное интегрирование основных уравнений модели (1), описывающей трехмерное движение газа в надсеточном масштабе, проводилось явной монотонной схемой повышенной точности типа Годунова для равномерной сетки в декартовой системе координат. Исходные уравнения (1) могут быть записаны в «векторной» форме:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{G}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{H}}{\partial z} = 0. \tag{3}$$

Пространственные производные в (3) аппроксимировались на равномерной прямоугольной сетке в пространстве (x, y, z, t) центрально-разностным оператором с сохранением свойства консервативности:

$$L_h(\bar{U}_{i,j,k}^n) = \frac{\bar{F}_{i-\frac{1}{2},j,k}^n - \bar{F}_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta x} + \frac{\bar{G}_{i,j-\frac{1}{2},k}^n - \bar{G}_{i,j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta y} + \frac{\bar{H}_{i,j,k-\frac{1}{2}}^n - \bar{H}_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n}{\Delta z}.$$

В примененной нами разностной схеме для повышения точности вычисления «невязкой» (газодинамической) составляющей потоков применены не кусочно-постоянные, как в схеме Годунова [3], а кусочно-параболические распределения параметров решения в ячейках вдоль направлений x, y, z [4, 5], что позволяет весьма значительно снизить собственную численную диссипацию разностной схемы.

Например, значения «консервативных» переменных с обеих сторон от некоторой x -границы между ячейками определяются соотношениями

$$\bar{U}_{i+\frac{1}{2},j,kL}^n = \bar{U}_{i,j,k}^n + [S_x^{-1}]_{i,j,k}^n \times \left\{ \frac{1+\varphi}{4} \tilde{\Delta}_x \bar{W}_{i,j,k}^n + \frac{1-\varphi}{4} \tilde{\nabla}_x \bar{W}_{i,j,k}^n \right\},$$

$$\bar{U}_{i+\frac{1}{2},j,kR}^n = \bar{U}_{i+1,j,k}^n + [S_x^{-1}]_{i+1,j,k}^n \times \left\{ \frac{1+\varphi}{4} \tilde{\nabla}_x \bar{W}_{i+1,j,k}^n + \frac{1-\varphi}{4} \tilde{\Delta}_x \bar{W}_{i+1,j,k}^n \right\},$$

где

$$\tilde{\Delta}_x \bar{W}_{i,j,k}^n = \min \text{mod}(\Delta_x \bar{W}_{i,j,k}^n, b \nabla_x \bar{W}_{i,j,k}^n),$$

$$\tilde{\nabla}_x \bar{W}_{i,j,k}^n = \min \text{mod}(\nabla_x \bar{W}_{i,j,k}^n, b \Delta_x \bar{W}_{i,j,k}^n),$$

$$b = 4, \quad \varphi = \frac{1}{3},$$

$$\Delta_x \bar{W}_{i,j,k}^n = [S_x]_{i,j,k}^n \Delta_x \bar{U}_{i,j,k}^n,$$

$$\nabla_x \bar{W}_{i,j,k}^n = [S_x]_{i,j,k}^n \nabla_x \bar{U}_{i,j,k}^n,$$

с использованием матриц, следующих из преобразования

$$\frac{\partial \bar{F}}{\partial x} = [A] \frac{\partial \bar{U}}{\partial x},$$

где $[A] = [S^{-1}][\Lambda][S]$; $[\Lambda]$ — диагональная матрица собственных значений $[A]$, и ограничительной функции $\min \text{mod}(\cdot, \cdot)$ [5]:

$$\min \text{mod}(x, y) = \begin{cases} 0, & xy \leq 0, \\ \text{sign}(x) \min(|x|, |y|), & xy > 0. \end{cases}$$

Расчет «невязкой» составляющей потоков производится с помощью линеаризованной процедуры решения задачи о распаде разрыва.

Для представления потоков импульса и энергии, соответствующих членам с вязкостью и теплопроводностью в (1), применены центральные аппроксимации второго порядка.

Численное интегрирование уравнений (3) по времени проводится двухшаговой схемой второго порядка аппроксимации с одним «промежуточным» слоем по времени и уточняющим пересчетом при переходе на новый слой (см., например, [6]):

$$\bar{U}_{i,j,k}^{(1)} = \bar{U}_{i,j,k}^n + \Delta t L_h(\bar{U}_{i,j,k}^n),$$

$$\bar{U}_{i,j,k}^{n+1} = \frac{1}{2} [\bar{U}_{i,j,k}^n + \bar{U}_{i,j,k}^{(1)} + \Delta t L_h(\bar{U}_{i,j,k}^{(1)})].$$

3. ЗАДАЧА О ТЕЧЕНИИ В ПЛОСКОМ СЛОЕ СМЕШЕНИЯ

Цель расчета — оценить совпадение рассчитанного по МКВ профиля осредненной по сечению скорости потока при течении газа в плоском слое смешения с измеренным в экспериментах. Течение воздуха такого типа, изученное экспериментально в [7], было рассчитано на сетке, содержащей 120, 90 и 41 расчетную ячейку в направлениях x, y и z соответственно. Для поддержания «турбулентного режима» течения в слое смешения в граничные условия на входе случайным образом вносились небольшие возмущения поля скорости. По результатам расчета построены поля мгновенного модуля вихря «отфильтрованной» скорости в средней z -плоскости (рис. 1): $|\text{rot}(\vec{V})| = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2}$, где $\omega_x = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial z} \right)$ и т. д., а также осредненные профили продольной скорости $u(y)$ в отдельных поперечных сечениях.

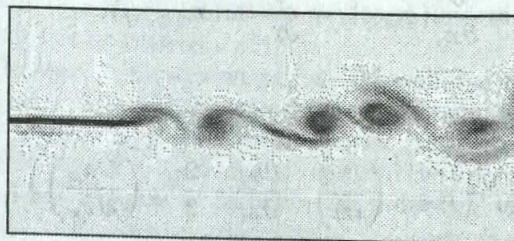


Рис. 1. Расчетное мгновенное поле модуля вихря «отфильтрованной» скорости $|\text{rot}(\vec{V})|$

На рис. 2 показано сравнение расчетного профиля скорости $u(y)$ с экспериментальным для сечения на относительном расстоянии $x/L = 0,75$, для которого $Re = \rho u_{max} x / \mu = 118000$. Осреднение проводилось по формуле

$$\bar{u} = \frac{\int_t^{t+T} \rho(t) u(t) dt}{\int_t^{t+T} \rho(t) dt} \approx \frac{\sum_{n=N}^{n=M} \rho^n u^n}{\sum_{n=N}^{n=M} \rho^n}$$

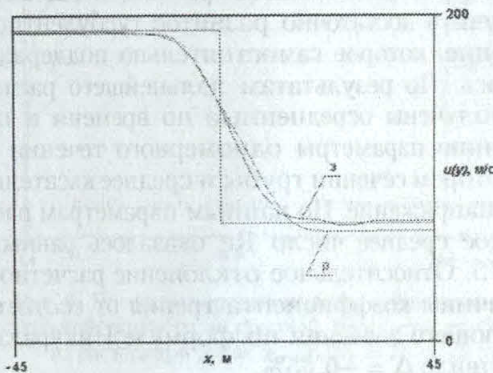


Рис. 2. Расчетный (р) и экспериментальный (э) профили осредненной скорости $u(y)$

Для получения статистически независимого от времени осредненного профиля $u(y)$ было сделано 18000 расчетных шагов по времени, что потребовало 15 суток непрерывного счета на рабочей станции с процессором PowerPC 604e с тактовой частотой 233 МГц под управлением ОС IBM AIX v.4.3.1. Как можно видеть из рис. 1 и 2, качественное воспроизведение течения и количественное совпадение данных расчета и эксперимента [7] вполне удовлетворительное.

4. ЗАДАЧА ОБ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ СТРУЕ В СПУТНОМ ПОТОКЕ

Целью данного расчета было оценить соответствие с экспериментальными данными расчетов свободного турбулентного струйного течения. Расчетная область содержала 185 ячеек в длину и по 105 ячеек в двух других направлениях ($\Delta x = 1,5 \Delta y = 1,5 \Delta z$). Приведенные ниже результаты получены после 55000 шагов по времени.

Численный расчет проводился на пятипроцессорной ЭВМ, построенной на базе процессора Intel Pentium III с тактовой частотой 700 МГц, установленной на кафедре ДВС УГАТУ, работающей под управлением ОС Mandrake Linux 7.0. Параллельная версия расчетной программы на языке С выполнена

в стандарте MPI (Message Passing Interface), использована реализация MPICH v.1.2.0 (<http://www.mcs.anl.gov/mpi/mpich/>). При проведении вычислений расчетная область была в продольном направлении равномерно поделена между 5 процессорами. Расчет занял 250 часов машинного времени.

На левой границе расчетной области задавались граничные условия: параметры втекающего воздуха: $\rho = 1 \text{ кг/м}^3$, $p = 100000 \text{ Па}$, в струе приблизительно круглой формы радиусом 5 расчетных ячеек задавалась скорость $u = 200 \text{ м/с}$ при скорости спутного потока $u_\infty = 50 \text{ м/с}$. Молекулярная вязкость газа в расчете была задана нулевой. В граничных условиях при втекании струи вносились случайные возмущения — ставились ненулевые поперечные компоненты скорости не более 8 м/с по абсолютной величине.

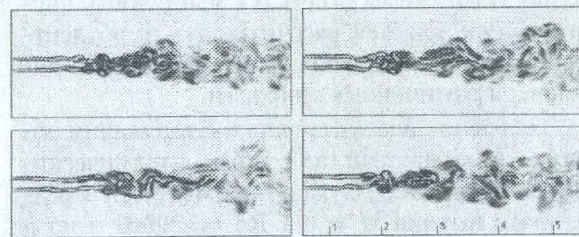


Рис. 3. Мгновенные поля $|\text{rot}(\vec{V})|$ из расчета осесимметричной струи

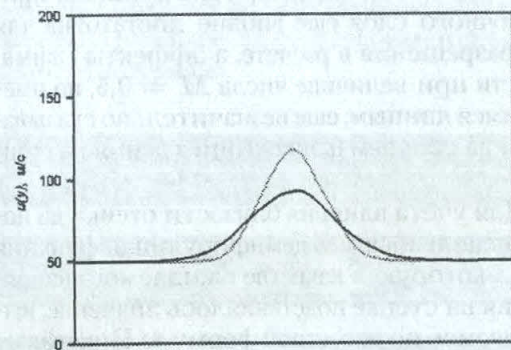


Рис. 4. Расчетные профили осредненной скорости $u(y)$ в сечениях 3 и 4

Из рис. 3 видно, что, согласно расчету, течение в струе достаточно развитое и хаотическое. Последнее подтверждается тем, что профили осредненной скорости, записанные в течение последних 45000 шагов расчета (рис. 4), имеют правильную форму и практически симметричны. Максимальные значения избыточной скорости на оси в сечениях 3 и 4 (см. рис. 3), согласно расчетам — 67,9 м/с и 42,7 м/с, что соответственно на 10 и 20%

меньше значений, следующих из многочисленных экспериментов [8] со струями в спутном потоке. Не вполне удовлетворительное соответствие может объясняться неадекватностью «возмущенных» условий втекания реальным условиям в ядре струи и на начальном участке, при котором завышенное выравнивание профилей средней скорости вниз по потоку может быть следствием «взрыва» расчетной турбулентности после «затянутого» устойчивого состояния струи. Следует ожидать, что при более реальных условиях выхода струи в расчетах на более подробной сетке эти погрешности могут быть значительно меньше.

5. ЗАДАЧА О СТАЦИОНАРНОМ ТЕЧЕНИИ В КВАДРАТНОЙ ТРУБЕ

Требовалось также показать, что по методике МКВ с использованием применяемой разностной схемы на сетках с умеренным числом ячеек удается рассчитывать турбулентное течение в условиях, характерных для потоков, ограниченных стенками.

Тестовая задача ставилась следующим образом. Сжимаемый газ с термодинамическими свойствами воздуха и параметрами осредненного потока $M = 0,5$, $Re = 20000$ течет в гладком канале с квадратным поперечным сечением. Данное значение $Re = 20000$ достаточно для поддержания развитого турбулентного режима течения, причем толщина пристеночного слоя еще вполне достаточна для его разрешения в расчете, а эффекты сжимаемости при величине числа $M = 0,5$, по имеющимся данным, еще незначительно сказываются на среднем напряжении трения на стенке.

Для учета влияния близости стенки на поток использовалась демпфирующая функция (2), в которую в качестве ожидаемого напряжения на стенке подставлялось значение, вычисляемое по известной формуле Никурадзе.

Для того чтобы скомпенсировать торможение потока напряжениями трения на стенках, в основные уравнения был включен источник член массовых сил, действующий продольно по потоку.

В первом расчете область содержала по 75 ячеек в ширину и высоту ($N_x = N_y = 75$) и 416 ячеек в длину (2,34 млн ячеек). Отношение длины рассчитываемого участка к высоте трубы составило 8:1. На боковых стенках трубы выставлялось граничное условие непротекания и адиабатичности, на входе и выходе — условие периодичности. В численном расчете

было сделано 50000 шагов по времени с шагом, близким к предельному по числу Куранта.

Численный расчет проводился на установленной в УГАТУ многопроцессорной ЭВМ, построенной на процессорах DEC Alpha 21164, работающей под управлением ОС Red Hat Linux 6.2. Для эффективной организации параллельных вычислений расчетная область была равномерно поделена между 13 процессорами. Расчет занял 193 часа машинного времени.

Первые 20000 шагов расчета позволили получить достаточно развитое турбулентное течение, которое самостоятельно поддерживалось. По результатам дальнейшего расчета получены осредненные по времени и по сечению параметры одномерного течения в некотором сечении трубы и среднее касательное напряжение. По данным параметрам расчетное среднее число Re оказалось равным 20075. Относительное отклонение расчетной величины коэффициента трения от соответствующего значения по формуле Никурадзе составило $\Delta = -0,65\%$.

Мгновенные поля вихря скорости в срединной плоскости трубы приведены на рис. 5. Видно развитое турбулентное течение, в котором на расчетной сетке представлены вихри, примерно на порядок различающиеся по величине.

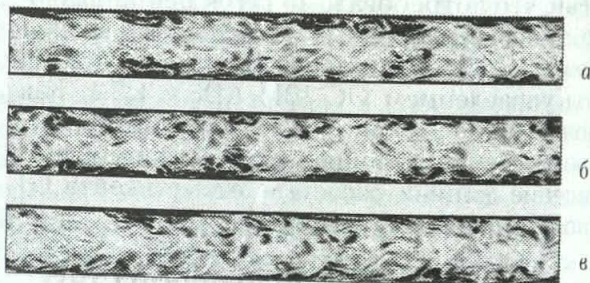


Рис. 5. Расчетные поля $|\text{rot}(\vec{V})|$ в срединной плоскости трубы на различном шаге по времени 30000 (а), 35000 (б), 40000 (в); $Re = 20000$; $N_x = N_y = 75$; $\Delta = -0,65\%$

На рис. 6 показан профиль осредненной по времени продольной компоненты скорости. Осреднение и в этом случае проводилось, начиная с 20000-го расчетного шага. Можно видеть, что профиль осредненной скорости из данного расчета практически симметричен.

Следовало проверить, как влияет мелкость разбиения сетки на точность получаемых результатов. Для этого были проведены аналогичные расчеты на менее подробных сетках, имевших 65, 55 и 45 ячеек на высоту трубы (рис. 7, 8). Расчетные осредненные числа

Re составили 20192, 20687 и 21852, а относительные отклонения величины коэффициента трения по отношению к значению по формуле Никурадзе — соответственно -1,68%, -5,65% и -19,54%, т. е. погрешность монотонно и быстро нарастает, но лишь начиная примерно с расчета с 55-ю ячейками на высоту трубы она становится практически ощутимой (для данного Re = 20000).

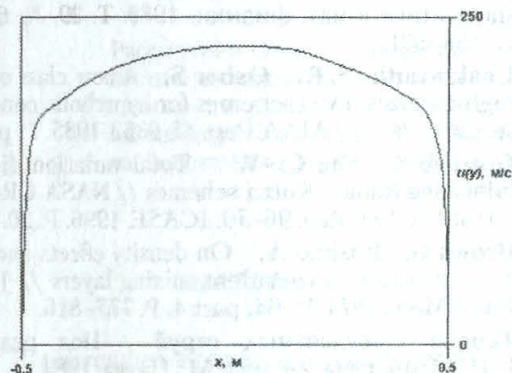


Рис. 6. Профиль осредненной по времени продольной скорости в средней плоскости трубы из расчета при Re = 20000, $N_x = N_y = 75$

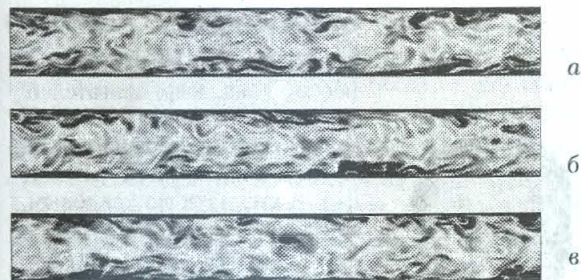


Рис. 7. Расчетные поля $|\text{rot}(\vec{V})|$ в средней плоскости трубы на различном шаге по времени: 35000 (а), 40000 (б), 45000 (в); Re = 20000; $N_x = N_y = 65$; $\Delta = -1,68\%$

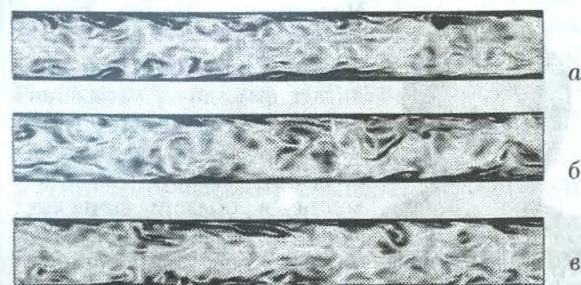


Рис. 8. Расчетные поля $|\text{rot}(\vec{V})|$ в средней плоскости трубы на различном шаге по времени: 25000 (а), 30000 (б), 35000 (в); Re = 20000; $N_x = N_y = 55$; $\Delta = -5,65\%$

Также представляет интерес вопрос о зависимости погрешности расчетного коэффициента трения от Re в расчетах на фиксированной сетке. Эти данные позволяют судить о

возможности моделирования развитого турбулентного течения при больших Re и об универсальности модельного коэффициента 25 в формуле (2). На сетке с $N_x = N_y = 55$ проведены еще 2 расчета течений: с Re = 10000 ($\Delta = -1,84\%$) и Re = 5000 ($\Delta = +17,2\%$). Повышение точности результатов с переходом от Re = 20000 ($\Delta = -19,54\%$) к Re = 10000 свидетельствует в пользу применимости данного модельного коэффициента в области умеренных Re в условиях развитого турбулентного течения (рис. 9).

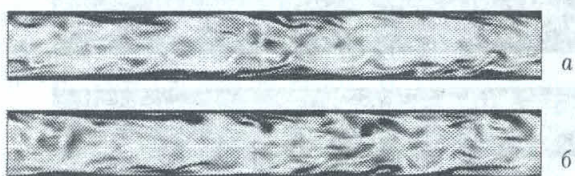


Рис. 9. Расчетные поля $|\text{rot}(\vec{V})|$ в средней плоскости трубы на различном шаге по времени: 25000 (а), 30000 (б); Re = 10000; $N_x = N_y = 55$; $\Delta = -1,84\%$

В расчете же с Re = 5000 развитого турбулентного течения не наблюдается (рис. 10). Картина течения до известной степени воспроизводит реальные течения с перемежаемостью, что действительно имеет место при таких значениях Re. Ограниченный длиной размер расчетной области позволяет воспроизвести это явление лишь качественно, очевидно, поэтому количественные результаты сильно отличаются от экспериментальных данных Никурадзе.

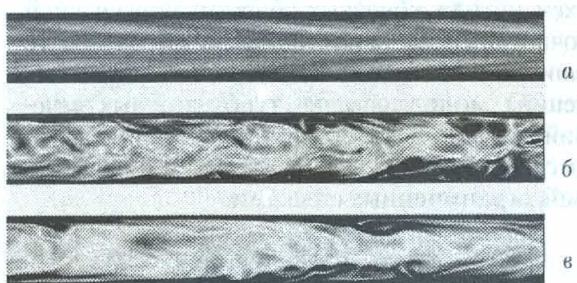


Рис. 10. Расчетные поля $|\text{rot}(\vec{V})|$ в средней плоскости трубы на различном шаге по времени: 25000 (а), 30000 (б), 35000 (в); Re = 5000; $N_x = N_y = 55$; $\Delta = +17,2\%$

Наконец, важно то, каково максимально достижимое число Re при моделировании по принятой модели и методике. Попыткой ответить на данный вопрос стал аналогичный расчет с Re = 40000 на сетке с $N_x = N_y = 91$ (4,3 млн расчетных ячеек). Расчет проведен

на 13-процессорной ЭВМ на базе процессоров Alpha 21164, сделано 46500 шагов, что потребовало около 11 суток непрерывного счета. Отклонение расчетных потерь на трение от данных Никурадзе ($\Delta = -8,85\%$), что ставит под сомнение универсальность используемой пристеночной модели в широком диапазоне чисел Re .

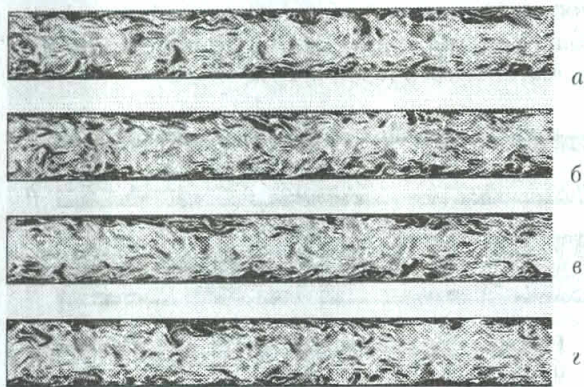


Рис. 11. Расчетные поля $|\text{rot}(\vec{V})|$ в средней плоскости трубы на различном шаге по времени: 30000 (а), 35000 (б), 40000 (в), 45000 (г); $Re = 40000$; $N_x = N_y = 91$; $\Delta = -8,85\%$

Как видно из рис. 11, расчетное поле течения на такой подробной сетке обнаруживает многомасштабную развитую структуру турбулентного течения.

ВЫВОДЫ

Показано, что даже при применении относительно простых моделей турбулентности подсеточного масштаба и разностных схем метода конечных объемов повышенной точности возможно удовлетворительное (с ошибкой 0,7% ... 20%, для рассчитанных течений) моделирование турбулентных течений газов по технологии МКВ как для случаев свободной турбулентности, так и для течений, ограниченных стенками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations // Monthly Weather Review. March 1963. V. 91. P. 99–164.
2. Bui T. T. A parallel, finite-volume algorithm for large eddy simulation of turbulent flows // NASA TM. Rep. NASA-TM-1999-206570. 26 p.
3. Годунов С. К., Забродин А. В. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
4. Иванов М. Я., Крупа В. Г., Нигматуллин Р. З. Неявная схема С. К. Годунова повышенной точности для интегрирования уравнений Навье–Стокса // Ж. вычисл. математики и мат. физики. 1989. Т. 29, № 6. С. 888–901.
5. Chakravarthy S. R., Osher S. A new class of high-accuracy TVD schemes for hyperbolic conservation laws // AIAA Pap. 85-0363. 1985. 11 p.
6. Gottlieb S., Shu C.-W. Total variation diminishing Runge–Kutta schemes // NASA CR-201591 ICASE Rep. 96-50. ICASE. 1996. P. 20.
7. Brown G., Roshko A. On density effects and large structure in turbulent mixing layers // J. Fluid Mech. 1974. V. 64, part 4. P. 775–816.
8. Теория турбулентных струй / Под ред. Г. Н. Абрамовича. 2-е изд. М.: Наука, 1984.
9. Piomelly U. Large-eddy simulation: achievements and challenges // Progr. in Aerosp. Sci. 1999. V. 35. P. 335–362.

ОБ АВТОРАХ

Рудой Борис Петрович, профессор, зав. каф. двигателей внутр. сгорания УГАТУ. Дипл. инж. по авиационным двигателям (УАИ, 1963). Д-р техн. наук по тепловым двигателям (МГТУ, 1981). Засл. деятель науки России. Исследования в области нестационарных гидрогазодинамических процессов, перспективных рабочих процессов ДВС.



Черноусов Андрей Александрович, ст. преп. той же кафедр. Дипл. инж. по двигателям внутр. сгорания (УГАТУ, 1994). Канд. техн. наук по тепл. двигателям (УГАТУ, 1998). Исследования в области вычислительной гидрогазодинамики, численного моделирования рабочих процессов ДВС.

