

УДК 621.43:519.8

Р. Д. ЕНИКЕЕВ, А. А. ЧЕРНОУСОВ

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТОПЛИВОВОЗДУШНОЙ СТРУИ ПО МЕТОДУ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕЙ

Представлены результаты предварительных расчетов течения при вдуве топливовоздушной смеси в неподвижную воздушную среду. Расчеты проведены по уравнениям сохранения для пространственного неустановившегося движения газовой смеси. Численное решение получено по методике «моделирования крупномасштабных вихрей». На основании полученных расчетом данных о концентрации топлива в различных точках и в различные моменты времени даны рекомендации о возможном расположении свечи зажигания в камере сгорания двигателя с «универсальным» рабочим процессом. *Двигатели внутреннего сгорания; рабочие процессы; моделирование крупных вихрей; вычислительная газодинамика*

ВВЕДЕНИЕ

На кафедре ДВС УГАТУ ведутся работы по доводке рабочего процесса ДВС, в котором поздний вдув или впрыск топлива осуществляется компрессор-форсункой в конце такта сжатия, с последующим принудительным воспламенением неоднородной по составу смеси («универсальный» рабочий процесс, см. [1]).

Достаточно высокую достоверность результатов моделирования может обеспечить методика вычислительного эксперимента, в которой течение рассчитывается на сетке ячеек — конечных объемов — с предельно возможным пространственно-временным разрешением по уравнениям сохранения для неустановившегося движения газовой смеси. Если при этом не весь спектр масштабов движения может быть выделен в численном расчете на данной сетке, то мелкомасштабная его часть *моделируется* с использованием модельных представлений о свойствах турбулентности *подсеточного масштаба* (англ. *Subgrid Scale Model, SGM*).

Для обоснованного выбора таких факторов, как (а) *расположение межэлектродного промежутка* относительно отверстия распылителя компрессор-форсунки и (б) *момент подачи искры*, было предпринято детальное численное моделирование течения, развивающегося при вдуве (непосредственном позднем впрыске) топливовоздушной смеси (ТВС) компрессор-форсункой (КФ). Целью проводимого цикла расчетных работ является по-

лучение оценочных количественных зависимостей — полей концентрации топлива и температуры смеси в различных точках топливовоздушного факела (ТВФ) в зависимости от времени, изучение влияния среднего сноса и степени турбулентности. Для того, чтобы сделать задачу обозримой, на данном этапе было решено моделировать вдув в упрощенной постановке, исключая влияние твердых стенок, турбулизацию и среднее движение внешней по отношению к ТВФ среды.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Основания к применению методики «моделирования крупномасштабных вихрей» (англ. *Large Eddy Simulation, LES*) к расчетам течений рабочих тел в тепловых двигателях более подробно обсуждены в работе [2]. Здесь мы приведем использованную математическую модель течения, а в следующем разделе — ее численную реализацию консервативным монотонным методом конечных объемов повышенной точности. Модель содержит уравнения, которые прямо обобщают модель течения однородной сжимаемой жидкости, примененную в [2], на случай газовой смеси из K компонентов.

Записанная в компактной тензорной форме система законов сохранения для случая пространственного течения нереагирующей смеси имеет вид:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_k u_j) &= - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_k u_{k j \text{ д}}), \\
k &= 1, \dots, K, \\
\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) &= - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij}), \\
\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j E + p u_j) &= \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i \sigma_{ij}) - \\
- \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\sum_{k=1}^K \rho_k u_{k j \text{ д}} h_k^* \right) &- \frac{\partial}{\partial x_j} (q_j).
\end{aligned} \tag{1}$$

В системе (1) u_j — вектор среднemasсовой скорости смеси, $u_{k j \text{ д}}$ — вектор диффузионной скорости компонента, $\rho_k u_{k j \text{ д}}$ — вектор плотности диффузионного потока массы компонента, σ_{ij} — тензор вязких напряжений, q_j — вектор теплового потока. Предполагается справедливость гипотез сплошности и локального термодинамического равновесия, так что применимы обычные уравнения состояния, которые для частного случая смеси идеальных и совершенных газов принимают вид: $p = \rho R T$ — для вычисления давления по плотности и температуре смеси, $e = E - \frac{1}{2} u_j u_j$ — для связи удельной внутренней энергии с температурой и массовым составом, причем $R = \sum_{k=1}^K R_k Y_k$ и $c_V = \sum_{k=1}^K c_{V k} Y_k$, где $Y_k = \rho_k / \rho$ — массовая доля k -го компонента, $\rho = \sum_{k=1}^K \rho_k$ — плотность смеси как сумма парциальных плотностей, а энтальпия торможения для компонента смеси — $h_k^* = h_k + \frac{1}{2} u_j u_j$. Также предполагается, что молекулярный перенос в (1) выражается известными «градиентными» законами.

При численном расчете течения непосредственно по системе уравнений (1), в которой искомые функции представляют актуальные значения параметров сплошной среды в точках пространства-времени, подразумевается возможность выявления на сетке всех масштабов движения турбулентной среды. Такой подход получил название «прямое моделирование» (турбулентности; англ. *Direct Numerical Simulation*, DNS).

Если же при численном интегрировании уравнений вида (1) размер ячейки расчетной сетки не позволяет с достаточной точностью разрешить все особенности моделируемого турбулентного движения, говорят о расчете в приближении модели «крупномасштабных вихрей». При этом для сохранения корректности численной модели течения нужно, чтобы модель влияния неразрешаемых на дан-

ной сетке мелкомасштабных движений («подсеточной» турбулентности) на «надсеточное» движение явно присутствовала в уравнениях типа вида (1). Модель движений на «подсеточном» масштабе позволяет связать статистические характеристики мелкомасштабного движения с локальными характеристиками крупномасштабного и выразить (через модельную гипотезу о подсеточном переносе) влияние первого на развитие второго.

Если (без строгого вывода и с некоторым приближением) допустить, что требуемая для этого модификация системы (1) сведется к замене мгновенных значений искомых параметров потока параметрами «отфильтрованного» (с пространственной шириной фильтра порядка размера ячейки) крупномасштабного движения и кроме того допустить, что роль и характер «подсеточного» движения сводятся к интенсификации переноса мелкомасштабными турбулентными пульсациями, то модифицированная система уравнений вида (1) может быть применена в расчете по технологии LES, с заменой плотностей потоков молекулярного переноса $\rho_k u_{k j \text{ д}}$, σ_{ij} и q_j на их «эффективные» значения — обычный прием в практике расчетов также по уравнениям, осредненным по Рейнольдсу.

Если же, далее, допустить, что дополнительный «подсеточный» турбулентный перенос может быть описан законами, аналогичными законам молекулярного переноса («градиентные» законы Фурье, Фика и обобщенная гипотеза Ньютона со скалярными коэффициентами переноса), то эффективные (суммарные) потоки выразятся так:

$$\begin{aligned}
(q_j)_{\text{эфф}} &= - \lambda_{\text{эфф}} \frac{\partial T}{\partial x_j}, \\
(\sigma_{ij})_{\text{эфф}} &= \mu_{\text{эфф}} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_m}{\partial x_m} \right), \\
(\rho_k u_{k j \text{ д}})_{\text{эфф}} &= - (\rho D_k)_{\text{эфф}} \frac{\partial Y_k}{\partial x_j},
\end{aligned}$$

где «эффективный» коэффициент получается суммированием «молекулярного» коэффициента и коэффициента, даваемого моделью переноса турбулентными движениями подсеточного масштаба (SGM). Если принять аналогию процессов диффузии и теплопроводности в варианте с постоянными «подсеточными» числом Прандтля Pr_{SGM} и (одинаковым для всех компонентов смеси) числом Шмидта Sc_{SGM} , то «эффективные» коэффициенты теплопроводности и диффузионного переноса

са выразятся как

$$\begin{aligned} (\lambda)_{\text{эфф}} &= \lambda + \lambda_{\text{SGM}} = \frac{\mu_{CP}}{\text{Pr}} + \frac{\mu_{\text{SGM}CP}}{\text{Pr}_{\text{SGM}}}, \\ \mu_{\text{эфф}} &= \mu + \mu_{\text{SGM}}, \\ (\rho D_k)_{\text{эфф}} &= \rho D_k + (\rho D_k)_{\text{SGM}} = \\ &= \frac{\mu}{\text{Sc}_k} + \frac{\mu_{\text{SGM}}}{\text{Sc}_{\text{SGM}}}. \end{aligned}$$

Таким образом, постоянные Pr_{SGM} и Sc_{SGM} являются константами модели подсеточного турбулентного переноса. В расчетах, представленных в данной работе, принято: $\text{Pr}_{\text{SGM}} = \text{Sc}_{\text{SGM}} = 0,9$.

Для вычисления локального значения коэффициента вязкости для подсеточного турбулентного переноса нами использована классическая модель Смагоринского [4, 5]:

$$\mu_{\text{SGM}} = 2C\rho\Delta^2|\bar{S}|,$$

где Δ – пространственная ширина фильтра, в нашем случае $\Delta = \sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z}$; $\bar{S} = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$, $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$, а $C = C_s^2$, где $C_s = 0,1$ – постоянная Смагоринского, третья и главная константа применяемой модели подсеточного переноса.

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Во всех расчетах численное интегрирование уравнений типа (1), описывающих трехмерное движение газа на «надсеточном» масштабе, проводилось явным монотонным методом конечных объемов повышенной точности типа Годунова для равномерной сетки ячеек в декартовой системе координат. Для удобства ее изложения для уравнений типа (1) их можно записать в условной «векторной» форме:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{G}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{H}}{\partial z} = 0. \quad (2)$$

Пространственные производные в (2) данным методом аппроксимируются на равномерной сетке центрально-разностным оператором с сохранением свойства консервативности. На n -м временном слое

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

Для повышения точности вычисления «невязкой» (газодинамической) составляющей потоков приняты кусочно-параболические распределения параметров

решения в ячейках вдоль направлений x , y и z , что позволяет весьма значительно снизить собственную численную диссипацию численной схемы. Проводится интерполяция значений «консервативных» переменных (вектора неизвестных $\bar{U} = [\rho, \rho u_x, \rho u_y, \rho u_z, \rho E]^T$ системы уравнений, справедливой для однокомпонентной смеси) в точки с обеих сторон границ между ячейками. Так, для некоторой x -границы используются соотношения:

$$\begin{aligned} \bar{U}_{i+\frac{1}{2},j,k}^n L &= \bar{U}_{i,j,k}^n + [S^{-1}]_{i,j,k}^n \times \\ &\times \left\{ \frac{1+\varphi}{4} \tilde{\Delta}_x \bar{W}_{i,j,k}^n + \frac{1-\varphi}{4} \tilde{\nabla}_x \bar{W}_{i,j,k}^n \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{U}_{i+\frac{1}{2},j,k}^n R &= \bar{U}_{i+1,j,k}^n - [S^{-1}]_{i+1,j,k}^n \times \\ &\times \left\{ \frac{1+\varphi}{4} \tilde{\nabla}_x \bar{W}_{i+1,j,k}^n + \frac{1-\varphi}{4} \tilde{\Delta}_x \bar{W}_{i+1,j,k}^n \right\}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{\Delta}_x \bar{W}_{i,j,k}^n &= \min\text{mod}(\tilde{\Delta}_x \bar{W}_{i,j,k}^n, b \tilde{\nabla}_x \bar{W}_{i,j,k}^n), \\ \tilde{\nabla}_x \bar{W}_{i,j,k}^n &= \min\text{mod}(\tilde{\nabla}_x \bar{W}_{i,j,k}^n, b \tilde{\Delta}_x \bar{W}_{i,j,k}^n), \\ \Delta \bar{W}_{i,j,k}^n &= [S]_{i,j,k}^n \Delta \bar{U}_{i,j,k}^n, \\ \Delta \bar{U}_{i,j,k}^n &= \bar{U}_{i+1,j,k}^n - \bar{U}_{i,j,k}^n, \\ \nabla \bar{W}_{i,j,k}^n &= [S]_{i,j,k}^n \nabla \bar{U}_{i,j,k}^n, \\ \nabla \bar{U}_{i,j,k}^n &= \bar{U}_{i,j,k}^n - \bar{U}_{i-1,j,k}^n, \end{aligned}$$

с использованием матрицы $[S]$ и обратной ей матрицы $[S^{-1}]$ преобразования $\delta \bar{F} = [A] \delta \bar{U}$, где $[A] = [S^{-1}] [A] [S]$, а $[A]$ – диагональная матрица собственных значений $[A]$, а также ограничительной функции

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

где $1 \leq b \leq b_{\text{max}}$, $b_{\text{max}} = \frac{3-\varphi}{1-\varphi}$, $\varphi \leq 1$. Принято $\varphi = 1/3$.

Парциальные плотности компонентов $\rho_k = \rho Y_k$ на границах ячеек (для многокомпонентной смеси) вычисляются затем по интерполированным на границы величинам плотности ρ посредством также кусочно-параболической интерполяции на границы массовых долей компонентов $\bar{Y} = [Y_1, \dots, Y_K]^T$, при интерполяции которых матричного преобразования не требуется:

$$\bar{Y}_{i+\frac{1}{2},j,k}^n L = \bar{Y}_{i,j,k}^n +$$

$$+ \left\{ \frac{1 + \varphi}{4} \tilde{\Delta}_x \bar{Y}_{i,j,k}^n + \frac{1 - \varphi}{4} \tilde{\nabla}_x \bar{Y}_{i,j,k}^n \right\},$$

$$\bar{Y}_{i+\frac{1}{2},j,k}^n R = \bar{Y}_{i+1,j,k}^n - \left\{ \frac{1 + \varphi}{4} \tilde{\nabla}_x \bar{Y}_{i+1,j,k}^n + \frac{1 - \varphi}{4} \tilde{\Delta}_x \bar{Y}_{i+1,j,k}^n \right\},$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{\Delta}_x \bar{Y}_{i,j,k}^n &= \min\text{mod}(\tilde{\Delta}_x \bar{Y}_{i,j,k}^n, b \tilde{\nabla}_x \bar{Y}_{i,j,k}^n), \\ \tilde{\nabla}_x \bar{Y}_{i,j,k}^n &= \min\text{mod}(\tilde{\nabla}_x \bar{Y}_{i,j,k}^n, b \tilde{\Delta}_x \bar{Y}_{i,j,k}^n). \end{aligned}$$

Расчет «невязкой» составляющей газодинамических потоков в (2) на границах ячеек проводится линеаризованной процедурой решения задачи о распаде разрыва по интерполированным на обе стороны границ ячеек значениям параметров потока (для x -границ и на n -м слое по времени — по значениям $\bar{U}_{i+\frac{1}{2},j,k}^n L$, $\bar{U}_{i+\frac{1}{2},j,k}^n R$ и т. п.)

Плотности потоков масс компонентов, тензора потока импульса и вектора потока энергии, соответствующие эффективным потокам диффузии, вязкости и теплопроводности в системе (2), представлены в нашем методе обычными центральными аппроксимациями второго порядка по пространственным координатам и складываются с «невязкими» потоками.

По временной координате уравнения (2) интегрируются двухшаговой схемой второго порядка аппроксимации с одним «промежуточным» слоем и уточняющим пересчетом при переходе на новый слой по времени (схема «предиктор-корректор»):

$$\begin{aligned} \bar{U}_{i,j,k}^{(1)} &= \bar{U}_{i,j,k}^n + \Delta t \cdot L_h(\bar{U}_{i,j,k}^n), \\ \bar{U}_{i,j,k}^{n+1} &= \frac{1}{2} \left[\bar{U}_{i,j,k}^n + \bar{U}_{i,j,k}^{(1)} + \Delta t \cdot L_h(\bar{U}_{i,j,k}^{(1)}) \right]. \end{aligned}$$

ТЕСТОВАЯ ЗАДАЧА О СТРУЕ

Описанная выше модель, реализующая ее расчетная программа и сама методика расчета турбулентных течений по методу крупномасштабных вихрей должны быть протестированы перед тем, как применяться для решения прикладных задач. Некоторые результаты в этом направлении описаны в статье [2]. Не вполне удовлетворительное соответствие расчетов экспериментальным данным, полученным ранее для течений типа спутных струй, заставили более строго проверить соответствие результатов расчета и экспериментальных данных по неизотермическим струям. Ниже даны результаты проведенной серии тестовых расчетов.

Конкретной целью расчетов было изучить зависимость возможных погрешностей воспроизведения осредненных профилей скорости и температуры от мелкости разбиения расчетной области на ячейки сетки. Численные расчеты проводились на двух многопроцессорных ЭВМ — вычислительных кластерах. Первый, собранный в начале 2006 г. на кафедре ДВС УГАТУ из 4-х процессоров AMD Sempron 3000+ (тактовая частота 1984 МГц, ОС Mandrake Linux 10.1, см. рис. 1), второй — установленный в УГАТУ кластер, содержащий 13 процессоров AMD Athlon 3000+.

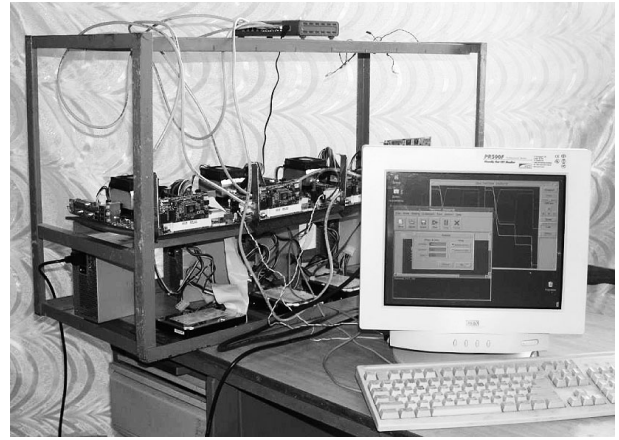


Рис. 1. Общий вид 4-процессорного кластера

Параллельная версия программы моделирования свободных турбулентных течений написана на языке С и использует интерфейс параллельного программирования MPI (Message Passing Interface). При счете трехмерная расчетная область (параллелепипед) в продольном направлении равномерно делилась между вычислительными узлами (процессорами).

Выполнена серия из трех расчетов течения неизотермической спутной струи с $m = u_1/u_0 = 0,30$ и степенью подогрева $\theta = T_0/T_1 = 1,85$ на режиме с $Re_0 = 422000$ (турбулентный режим течения в диапазоне автомодельности по Re_0 и при $M_{\max} \approx 0,4 \ll 1$). Наиболее грубая сетка (в первом расчете) содержала только 12 ячеек сетки в начальном поперечнике примерно осесимметричной струи. Во втором и третьем расчетах размер ячейки расчетной сетки последовательно уменьшался в 1,4 раза. В третьем расчете вся область содержала уже 432 ячейки в продольном и по 147 ячеек в поперечных направлениях (9,34 млн ячеек), для расчета были задействованы 12 расчетных узлов

13-процессорного кластера. В этом расчете для 250000 шагов моделирования, необходимых для осреднения профилей по сечению струи, потребовалось более 20 суток машинного времени. Остальные расчеты выполнены на 4-процессорном кластере (рис. 1).

В граничные условия при втекании струи вносились случайные возмущения — выставлялась случайная последовательность ненулевых значений поперечных компонент скорости, не более 8 м/с по абсолютной величине. На выходной границе ставились граничные условия вытекания, на боковых границах — периодические граничные условия.

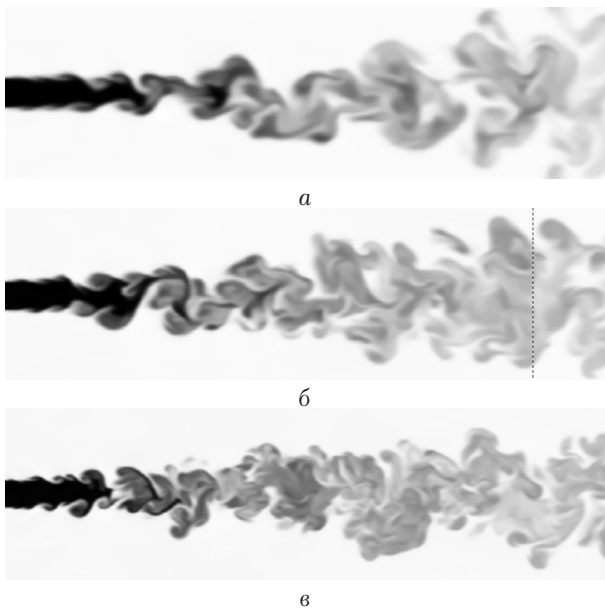
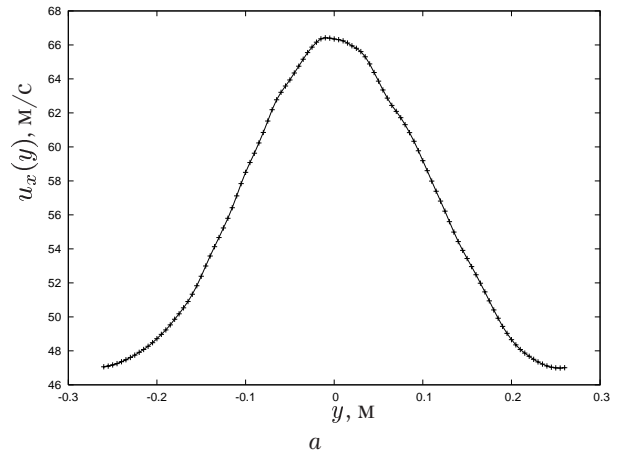


Рис. 2. Расчетные поля «надсеточной» плотности из расчетов с разным числом ячеек сетки: $N_x = 220$, $N_y = N_z = 75$ (а), $N_x = 308$, $N_y = N_z = 105$ (б), $N_x = 432$, $N_y = N_z = 147$ (в)

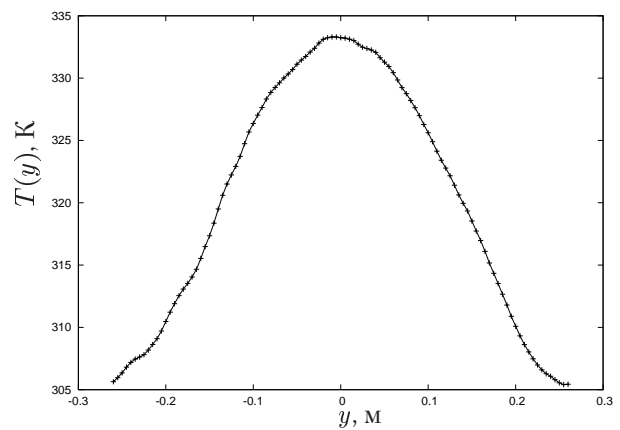
Типичный вид полей плотности (в диапазоне 0,634...1,174 кг/м³; меньшей плотности соответствует темный тон), полученных для некоторых моментов в каждом из указанных трех расчетов, показан на рис. 2. Заметно увеличение детализации картины крупновихревого «надсеточного» течения при измельчении сетки.

Вид мгновенных расчетных полей течения в струе (рис. 2) достаточно хаотический, что характерно для расчетов турбулентных течений по технологии LES. Профили скорости и температуры, полученные путем осреднения «мгновенных» значений за 180000 шагов в расчете с промежуточным размером ячеек (рис. 2, б), показаны на рис. 3 и соответствуют сечению на расстоянии $\bar{x} = 2x/d_0$ от начала струи (т. е., в ее основном участке). Осреднен-

ные профили (рис. 3) практически симметричны относительно оси и имеют характерную для стационарных турбулентных струй форму.



а



б

Рис. 3. Поперечные расчетные профили осредненных по времени: продольной скорости \bar{u}_x (а) и температуры \bar{T} (б) в сечении, показанном на рис. 2, б

Расчетные значения избыточных осредненных скорости и температуры на оси струи в указанном сечении сравнивались со значениями, полученными из полуэмпирической модели, описанной в [3]. Относительные погрешности для трех расчетов на последовательно измельченной сетке оказались равными: $\Delta u_m = -11,8\%$, $-8,6\%$ и $-7,3\%$ и $\Delta T_m = -13,8\%$, $-10,1\%$ и $-9,5\%$ — соответственно для избыточных скоростей и температур на оси струи. Как и ожидалось, расчеты на более мелкой сетке позволяют добиться более удовлетворительных результатов; вероятно, это следствие более адекватного моделирования крупных вихрей в начальном и переходном участках струи. Однако вычислитель-

ная методика, по-видимому, все же обладает повышенными диссипативными свойствами.

РАЗВИТИЕ ТОПЛИВОВОЗДУШНОГО ФАКЕЛА

При проектировании ДВС с непосредственным впрыском ТВС компрессор-форсункой необходимо назначить взаимное расположение соплового отверстия КФ и межэлектродного промежутка свечи, а также момент подачи электрического разряда. Нужно сразу отметить, что «инженерный» расчет полей концентрации и температуры в ТВФ по модели стационарной турбулентной струи для условий нестационарного вдува ТВС дал бы слишком грубые результаты.

В действительном рабочем процессе КС имеет сложную геометрию и вдув ТВС производится в подвижную и турбулированную газовую среду. С учетом этого была запланирована серия расчетов, в которых физическая картина должна претерпеть постепенное усложнение. Наиболее простая картина наблюдается при вдуве в спокойный воздух с параметрами конца сжатия в цилиндре. Имея в виду возможность и желательность сравнения в будущем результатов моделирования с экспериментами (где, помимо прочего, будут изучаться факторы турбулизации газовой среды и бокового сноса), первые расчеты были проведены по технологии LES в простейшей постановке.

Расчетная область содержала $260 \times 205 \times 205$ ячеек размером $60 \times 50 \times 50$ мкм. Достаточно сильное допущение состояло в том, что топливо (этанол) считалось полностью испарившимся, а его свойства задавались свойствами идеально-газового компонента смеси. Массовое содержание газообразного этанола в подаваемой в сопловое отверстие КФ (диаметром 0,5 мм) газовой смеси составляло $Y_F = 0,5556$. Параметры смеси в окрестности среза соплового отверстия КФ определены расчетом по модели КФ с учетом подогрева при сжатии и теплового эффекта парообразования: $\theta_c = T_c/T_1 = 0,5$, $M_c = 1$, $p_c = 1,068p_1$, $p_1 = 12$ атм, $T_1 = 594$ К. Струя рассчитывалась как затопленная ($u_1 = 0$) и недорасширенная, турбулизация воздуха в камере сгорания отсутствовала. Степень турбулентности в начальном сечении струи, определенная за весь расчетный период, составила 5,4% (отношение осредненных модулей вектора пульсационной и средней скоростей) — типична для развитого турбулентного течения на выходе из канала.

При представлении результатов расчета вместо величины модельного времени t введен параметр текущего коэффициента избытка воздуха в КС ДВС с рабочим объемом 200 см^3 и коэффициентом наполнения $\eta_V = 0,42$ (соответствует экспериментальному двигателю), что дает наглядное представление о количестве поступившего из КФ этанола.



Рис. 4. Поле массовой доли топлива (этанол) $Y_F = 0 \dots 0,6$ к моменту $\alpha_\Sigma = 45$, для цилиндра с $V_h = 100 \text{ см}^3$ и $\eta_V = 0,42$ из первого расчета; условия вдува ТВС без предкамеры

В первом расчете на боковых стенках области ставились условия периодичности, ТВФ рассматривался как затопленная струя. Проблема, вызванная многомасштабностью задачи — малый диаметр отверстия соплового отверстия должен вмещать не менее десятка расчетных ячеек — обусловила то, что в этом расчете на 4-процессорной ЭВМ удалось рассчитать распространение ТВФ в малой области, имеющей форму параллелепипеда $15,6 \times 10,3 \times 10,3$ мм, объем которого составляет только порядка $1/12$ объема КС моделируемого ДВС. Вследствие этого достигнутый в расчете суммарный коэффициент избытка воздуха α_Σ составил только 45 и дальнейшее адекватное моделирование ТВФ как затопленной струи было невозможным. Поле массовой доли топлива $Y_F(x, y, z = 0)$ к моменту времени, когда масса впрыснутого топлива характеризуется суммарным коэффициентом избытка воздуха $\alpha_\Sigma = 45$, показано на рис. 4. Из рисунка видно, что на периферии такой струи «дисперсия» величины Y_F , определяющей условия воспламенения, очень велика вследствие влияния крупных вихрей.

Анализ результатов расчета породил уверенность в том, что для создания условий для уверенного воспламенения следует проводить вдув ТВС в предкамеру объемом также порядка $1/12$ объема КС, которая бы

устраняла действие бокового сноса основным потоком в КС и поддерживала бы рециркуляционное течение с образованием зоны смеси благоприятного для воспламенения состава (для этанола: $Y_F \approx 0,1$).

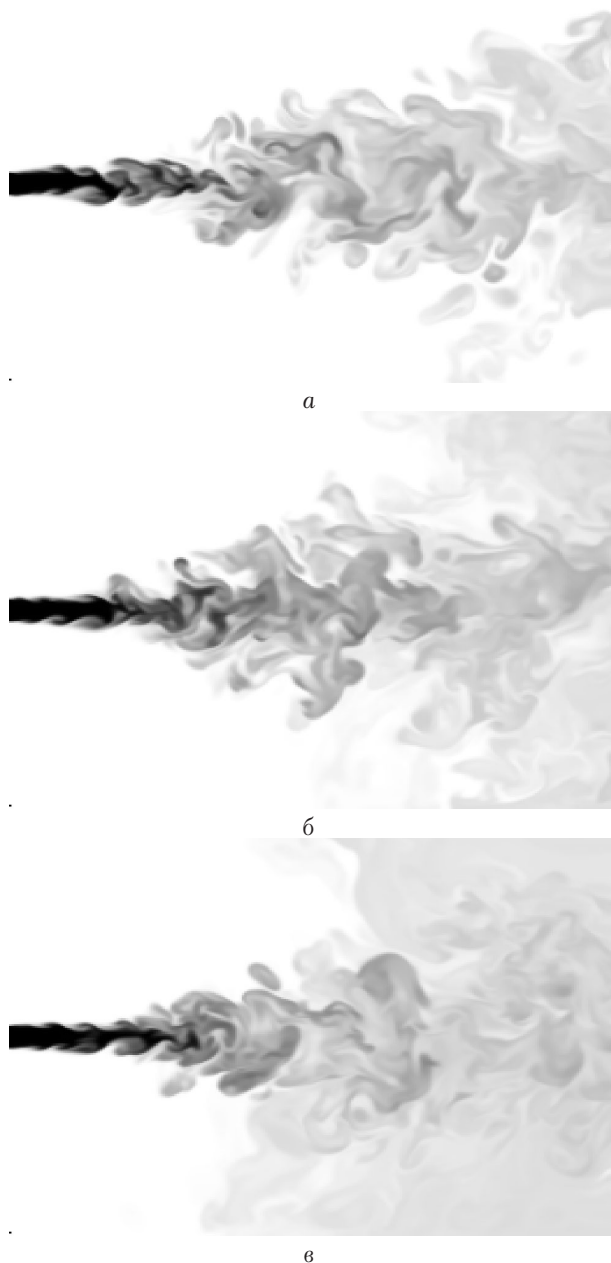


Рис. 5. Поля массовой доли топлива (этанол) $Y_F = 0 \dots 0,6$ к моментам: $\alpha_\Sigma = 48$ (а), $\alpha_\Sigma = 24$ (б) и $\alpha_\Sigma = 12$ (в), для того же ДВС из расчета вдува ТВС с предкамерой

Поэтому во втором расчете на боковых границах расчетной области выставлялись условия непротекания, а на выходной границе — условия копирования параметров изнутри области. Это позволило смоделировать условия вдува при наличии предкамеры ука-

занного выше объема. В этом расчете выявлена заметная рециркуляция затопленной струи с образованием зоны смеси, довольно однородной по концентрации на достаточном удалении от соплового отверстия по оси и по углу (рис. 5).

Графики изменения массовой доли $Y_F(x_i, y_i, 0, \lambda_\Sigma)$ топлива в точках на лучах, идущих из центра соплового отверстия под углом $\gamma = 16^\circ, 18^\circ, 20^\circ$ и 22° к оси ТВФ на расстояниях $l = 4, 6, 8$ и 10 мм от центра — см. рис. 6. Видно, что протекание графиков Y_F в точках, расположенных на этих лучах, лежащих внутри струи и вне ее, существенно отличается.

Из рис. 6 видно, что условий для раннего воспламенения — $Y_F \approx 0,1$ — за период подачи ТВФ, показанный на графиках ($\lambda_\Sigma \leq 0,1$), в данной предкамере не имеется. Однако заметно, что уже сформирована волна смеси с $Y_F \approx 0,05$, движущаяся в обратном направлении (см. рис. 5).

Расчет до $\lambda_\Sigma \approx 0,33$ (и, соответственно, $\alpha_\Sigma \approx 3$) показал нарастание этого процесса. Суммарная длительность этого расчета составила около 60 суток на 4-процессорной ЭВМ. Из анализа результатов следует, что межэлектродный промежуток свечи может быть расположен в точке с $\gamma = 18^\circ \dots 22^\circ$ и $l = 8 \dots 10$ мм, электрический разряд может быть подан уже к моменту $\alpha_\Sigma = 6 \dots 3$. При этом скорость смеси в данной точке мала, а температура близка к температуре в цилиндре в конце сжатия, что может обеспечить надежное воспламенение даже в условиях отрицательных температур в атмосфере.

Таким образом, предкамера может играть роль стабилизатора для состава и скорости смеси в зоне вокруг электродов свечи и тем способствовать надежному воспламенению при вдуве ТВС электрической искрой. Варьируя конструктивные размеры предкамеры (отношение длины к поперечнику, наличие диафрагмы на выходе), можно существенно повлиять на состав и на момент достижения благоприятного состава в зоне обратного течения смеси в ней.

ВЫВОДЫ И РЕКОМЕНДАЦИИ

В данной работе с применением методологии «моделирования крупномасштабных вихрей» показана высокая достоверность модели, программы и самой методологии в задачах моделирования турбулентных течений струйного типа.

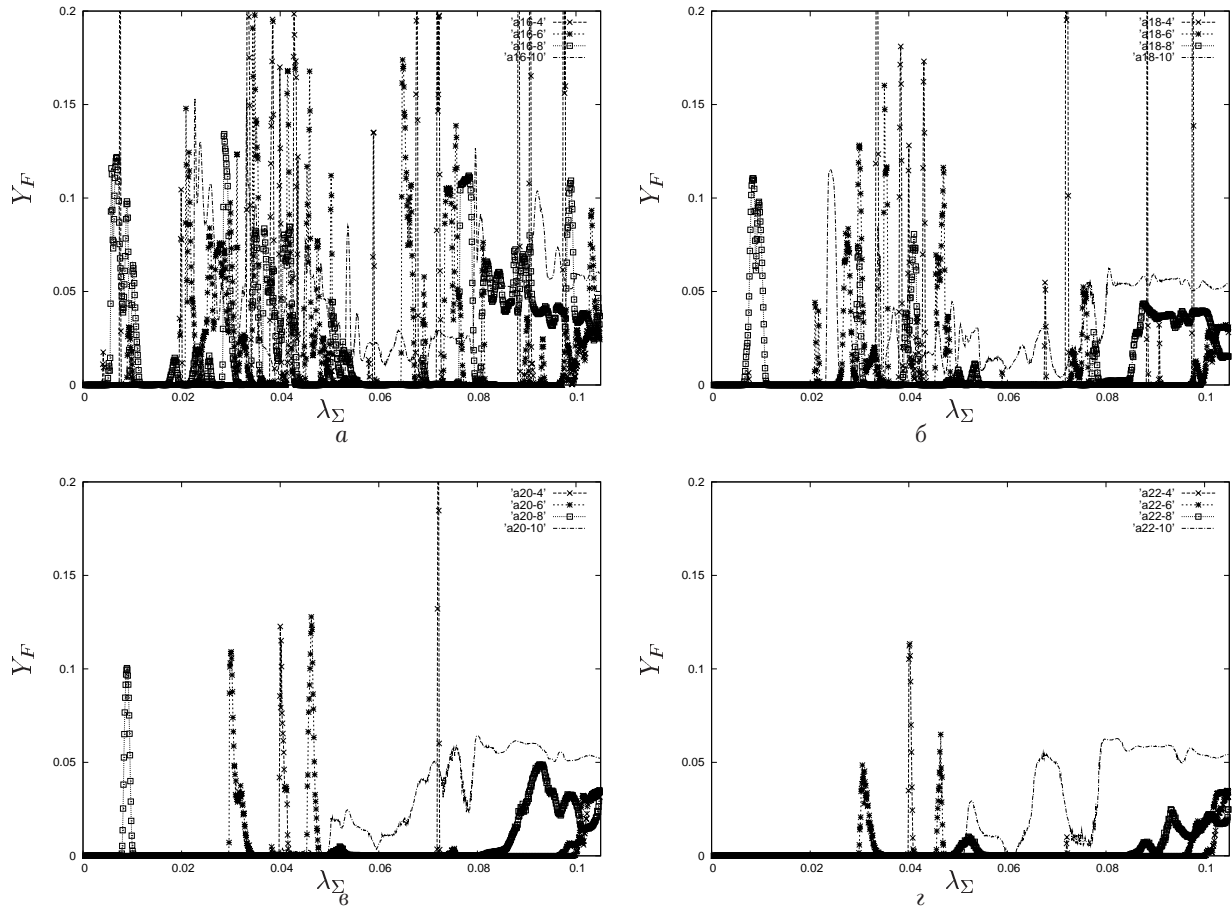


Рис. 6. Графики массовой доли топлива $Y_F(x_i, y_i, 0, t)$ в точках по различным направлениям γ ; время выражено коэффициентом избытка окислителя $\lambda_\Sigma = 1/\alpha_\Sigma$, в условиях вдува ТВС с предкамерой: $\gamma = 16^\circ$ (а), $\gamma = 18^\circ$ (б), $\gamma = 20^\circ$ (в) и $\gamma = 22^\circ$ (г)

Расчетом на многопроцессорной ЭВМ проведено моделирование развития нестационарного ТВФ при впрыске (вдуве) ТВС в спокойную газовую среду. Для рассчитанных случаев течения характерен вдув относительно небольшого количества топлива, характерного для режимов вблизи холостого хода или же соответствующего условиям раннего воспламенения ТВС на режиме полной нагрузки.

Так как положение разрядного промежутка свечи в конструкции двигателя будет фиксировано, представляла интерес именно проверка найденного опытным путем условия воспламенения при расположении эл. разряда на расстоянии примерно в 10 мм от соплового отверстия компрессор-форсунки. Расчетом показано, что более или менее благоприятными условия для воспламенения смеси наблюдаются к моменту окончания расчета в точке, лежащей на угловом расстоянии в $18^\circ \dots 22^\circ$ от оси и на расстоянии 8...10 мм от соплового отверстия КФ (для данной размерности двигателя — $V_h = 200 \text{ см}^3$).

В расчете без предкамеры отмечается крайняя неравномерность по времени расчетного распределения концентрации топлива в смеси, даже в точке, которая признана благоприятной для воспламенения. В случае же применения предкамеры возможно формирование зоны обратного течения в ней смеси подогретого при сжатии воздуха и испарившегося топлива со стабильно благоприятным составом и довольно однородным потоком. Это указывает на возможность реализации стабильного воспламенения ТВС на ранней стадии вдува, в том числе при подаче малых цикловых доз при количественном регулировании мощности ДВС, а также — при пониженных (отрицательных) температурах атмосферного воздуха.

Более достоверные оценки условий воспламенения (на основании расчетных полей концентраций и температур) могут быть и будут получены уточненными расчетами, с учетом действительной геометрии расчетной области, турбулизации воздушного за-

ряда, влияния умеренного бокового сноса, наличия капельной фазы, а позднее — и влияния переменной во времени геометрии КС простого, предкамерного и вихрекамерного типа — на следующих этапах расчетно-экспериментального исследования.

По результатам детальных и требующих больших вычислительных затрат расчетов предполагается калибровать модель «инженерного» уровня, полезную для оперативной оценки условий воспламенения в заданных точках и в заданные моменты времени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Гарипов, М. Д.** Перспективы развития поршневых ДВС / М. Д. Гарипов, Б. П. Рудой // Инновационные проблемы машиностроения в Башкортостане : сб. тр. Уфа : Гилем, 2003. С. 33–48.
2. **Рудой, Б. П.** Опыт расчетов турбулентных течений газа с применением технологии моделирования крупных вихрей / Б. П. Рудой, А. А. Черноусов // Вестник УГАТУ. 2002. Т. 3, №. 1. С. 78–84.
3. **Дейч, М. Е.** Техническая газодинамика Изд. 3-е, перераб. / М. Е. Дейч. М. : Энергия, 1974. 592 с.
4. **Piomelly, U.** Large-eddy simulation: achievements and challenges / U. Piomelly // Progr. in Aerosp. Sc. 1999. Vol. 35. P. 335–362.
5. **Smagorinsky, J.** General circulation experiments with the primitive equations / J. Smagorinsky // Monthly Weather Review. March 1963. Vol. 91. P. 99–164.