

Московский государственный технический университет  
имени Н.Э. Баумана

Р.З. Кавтарадзе, Д.О. Онищенко, А.А. Зеленцов

ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ  
НЕСТАЦИОНАРНЫХ  
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ  
В ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

*Рекомендовано Научно-методическим советом  
МГТУ им. Н.Э. Баумана  
в качестве учебного пособия*

Москва  
Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана  
2012

УДК 621.434.536(075.8)

ББК 31.391

К12

Рецензенты: *М.Г. Шатров, В.И. Хвесюк*

**Кавтарадзе Р. З.**

К12      Трехмерное моделирование нестационарных теплофизических процессов в поршневых двигателях: учеб. пособие / Р. З. Кавтарадзе, Д. О. Онищенко, А. А. Зеленцов. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2012. — 85, [3] с.: ил.

Дано теоретическое обоснование и рассмотрены основные принципы решения реальных задач двигателестроения с помощью трехмерного CFD-пакета AVL FIRE. Приведены методы разбиения расчетной области на контрольные объемы для случаев с одной и несколькими подвижными границами, проанализированы особенности задания исходных данных расчета для двигателя с воспламенением от электрической искры и дизеля, результаты расчетов в двух- и трехмерном представлении, создание анимированных результатов.

Для студентов старших курсов МГТУ им. Н.Э. Баумана, обучающихся по специальности «Тепловые двигатели» и осваивающих дисциплины «Специальные главы теории двигателей», «Силовые установки с двигателями наземного транспорта», может быть полезным специалистам, использующим коммерческий программный продукт FIRE фирмы AVL (г. Грац, Австрия) или другие CFD-коды, предназначенные для исследования внутрицилиндровых процессов в поршневых двигателях для улучшения их показателей.

УДК 621.434.536(075.8)

ББК 31.391

*Учебное издание*

**Кавтарадзе** Реваз Зурабович, **Онищенко** Дмитрий Олегович,

**Зеленцов** Андрей Александрович

**ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ  
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЯХ**

Учебное пособие

Редактор *В.М. Царев*

Корректор *Е.В. Авалова*

Компьютерная верстка *В.И. Товстоног*

Подписано в печать 18.10.2012. Формат 60×84/16.

Усл. печ. л. 5,12. Тираж 100 экз. Изд. № 72.

Заказ

Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Типография МГТУ им. Н.Э. Баумана.

105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5.

© МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2012

## ВВЕДЕНИЕ

Стремительное развитие и широкое использование информационных технологий в инженерных задачах существенно меняют образ мышления современного специалиста. Раньше понятие «инженер» ассоциировалось со специалистом, хорошо понимающим физическую сущность исследуемых процессов и связанных с ними проблем и так же хорошо владеющим методами расчета и проектирования.

Появление и внедрение компьютерных технологий вначале побудило инженеров-исследователей направить основные усилия на разработку собственных вычислительных программ. В результате образовалась целая армия специалистов в различных областях, по воле судьбы вынужденных стать еще и программистами-самоучками и инженерами-расчетчиками. После широкого распространения коммерческих программных комплексов, которое интенсивно продолжается и по настоящее время, сложилась уже другая ситуация. Для решения сложных инженерных задач специалисту достаточно быть пользователем коммерческого программного продукта, уметь правильно задавать исходные данные и граничные условия и анализировать полученные результаты. Но беда в том, что расчетчик при этом не знает (из-за недоступности алгоритмов, заложенных в программе), на основе каких именно математических моделей получены результаты. Подобная трансформация специалиста на фоне развития вычислительных технологий особенно явно заметна на студентах завершающих курсов университетского обучения. Тот факт, что современный, даже посредственный, студент с применением известных CFD-кодов\* может решать сегодня задачу курсового проекта на уровне, достаточном лет 20 назад для диссертации, не освобождает его от

---

\* CFD — Computational Fluid Dynamics.

необходимости знать фундаментальные основы, гипотезы, математические модели, заложенные в используемых им программных продуктах. Это прежде всего требуется для правильного толкования полученных результатов.

Предлагаемое учебное пособие состоит из двух частей. В первой рассмотрены фундаментальные уравнения, на основе которых разработаны современные трехмерные математические модели рабочего процесса в поршневых двигателях. Во второй части изложены практические вопросы, связанные с использованием программного комплекса FIRE, базирующегося на фундаментальных уравнениях нестационарного переноса.



## **1. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТРЕХМЕРНОГО НЕСТАЦИОНАРНОГО ПЕРЕНОСА**

Под процессами переноса в общем подразумевают перенос любой субстанции: массы, импульса (количества движения), энергии и т. д. К фундаментальным уравнениям нестационарного переноса, используемым для описания сложных турбулентных течений с движущимися границами и сопровождающихся горением, происходящим в цилиндре поршневого двигателя, относят уравнения неразрывности, количества движения, энергии и диффузии, к которым добавляется уравнение состояния. На этих уравнениях основаны современные математические модели внутрицилиндровых процессов, и их изучение является основной целью теории поршневых двигателей [4, 5]. Для практического применения уравнения турбулентного переноса обычно записывают в разных формах. В качестве исходной принята дифференциальная форма, полученная для элементарного объема в декартовой прямоугольной системе координат на основе законов сохранения. Приведены удобные для практического использования векторные и индексные формы записи уравнений [2, 3, 7, 8]. Осреднения уравнений турбулентного переноса по методам Рейнольдса и Фавра рассматривают на примере уравнения неразрывности, как наиболее простого. Рейнольдсовы формы для других уравнений даны без выводов. Для четкого представления проблем турбулентности показан вывод исходной формы уравнения Навье — Стокса, а также уравнения энергии. Такая структура первой части несколько необычна, однако, по мнению авторов, методически оправдана, так как способствует освоению методов расчета турбулентных течений со сгоранием и пониманию физических основ, на которых построены современные CFD-коды,

предназначенные для исследования процессов в камерах сгорания поршневых двигателей.

### 1.1. Уравнение неразрывности

*Индексная форма записи.* Уравнение неразрывности для трехмерного нестационарного движения сжимаемой жидкости имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) = 0, \quad (1.1)$$

где  $u$ ,  $v$  и  $w$  — проекции вектора  $\vec{W}$  скорости на осях  $x$ ,  $y$  и  $z$  соответственно;  $\rho$  — плотность.

В векторной форме это уравнение запишется так:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \operatorname{div} (\rho \vec{W}) = 0. \quad (1.2)$$

Перепишем (1.1) в так называемой индексной форме, которая как символика тензорного анализа весьма удобна для записи математических соотношений. Для этого независимые переменные в декартовой системе координат, обозначенные буквами  $x$ ,  $y$  и  $z$ , обозначим одной буквой  $x$ , но с разными индексами. Принимаем, что  $x \equiv x_1$ ,  $y \equiv x_2$ ,  $z \equiv x_3$ . Проекции вектора  $\vec{W}$  скорости на этих осях обозначим  $u \equiv W_1$ ,  $v \equiv W_2$  и  $w \equiv W_3$  соответственно. Тогда из (1.1) получаем

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_1} (\rho W_1) + \frac{\partial}{\partial x_2} (\rho W_2) + \frac{\partial}{\partial x_3} (\rho W_3) = 0 \quad (1.3)$$

или в более компактной форме

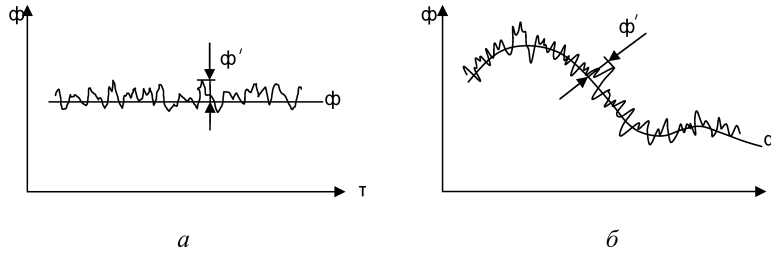
$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho W_i) = 0. \quad (1.4)$$

Однако такую запись можно еще упростить, отбросив знак суммы, т. е.

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho W_i) = 0, \quad i = 1, 2, 3. \quad (1.5)$$

Подобная запись осуществляется согласно правилам, названным «соглашением о суммировании», предложенным А. Эйнштейном [1]. При этом полагают, что по индексу  $i$ , повторяющемуся дважды, проводится суммирование от  $i = 1$  до  $i = n$ , а  $i$  называют индексом суммирования. Такая форма, преимуществом которой является сокращение записи и облегчение понимания физического смысла уравнений, далее будет использована и для фундаментальных уравнений сохранения количества движения, сохранения энергии и диффузии (см. далее).

*Осреднение по Рейнольдсу.* Экспериментальные исследования показывают, что в фиксированной точке, расположенной в турбулентном потоке, параметры потока (скорость, давление, температура, плотность) обычно меняются с высокой частотой и неравномерно. Такие изменения параметров называют турбулентными пульсациями. Они являются характерным признаком турбулентности. В статистической теории турбулентности эти пульсации называют также флуктуациями (от лат. fluctuatio — колебание, означающее случайные отклонения наблюдаемых физических величин от средних значений). При изучении турбулентных пульсаций рассматривают малые частицы газа, имеющие элементарные объемы и массу. Они перемещаются вдоль и поперек основного течения и приводят к пульсациям скорости. Таким образом, в отличие от кинетической теории газов в феноменологической теории турбулентности рассматривают не колебательные движения отдельных молекул, а наложение пульсационного движения частицы на ее осредненное движение. Даже когда пульсации скорости в каналах составляют, например, всего несколько процентов от средней скорости течения, они имеют исключительное значение для развития всего течения [8]. Идея о представлении мгновенного значения любого параметра турбулентного потока  $\Phi$  в виде суммы его осредненного значения  $\bar{\Phi}$  и пульсаций  $\Phi'$  принадлежит О. Рейнольдсу (1842—1912). На рис. 1.1 приведены два варианта изменения параметра турбулентного потока: а) когда изменение осредненного значения, например осредненной скорости, по времени не происходит, говорят, что турбулентное движение носит стационарный характер; б) нестационарное турбулентное течение — осредненный параметр меняется в зависимости от времени.



**Рис. 1.1.** Изменения осредненного значения и пульсаций параметра газа при турбулентном движении:  
*a* — стационарная турбулентность; *б* — нестационарная турбулентность

Строго говоря, турбулентное движение всегда нестационарно, поэтому понятие «стационарная турбулентность» является условным.

Таким образом, принимаем

$$\Phi = \bar{\Phi} + \Phi', \quad (1.6)$$

где

$$\bar{\Phi} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{t} \int_{\tau_0}^{\tau_0+t} \Phi(\tau) d\tau. \quad (1.7)$$

Необходимо подчеркнуть, что

$$\bar{\Phi}' = \frac{1}{t} \int_{\tau_0}^{\tau_0+t} \Phi'(\tau) d\tau = 0. \quad (1.8)$$

Период осреднения  $t$  в этих выражениях должен быть достаточно большим по сравнению с периодом турбулентных пульсаций или с временным масштабом турбулентности и в то же время достаточно малым по сравнению с периодом медленных колебаний (обусловленных обычной нестационарностью течения) параметра  $\Phi$  в поле течения.

Рейнольдс предложил следующие, довольно очевидные, правила осреднения параметров:

$$\begin{aligned} 1) \quad \overline{\Phi + \Psi} &= \bar{\Phi} + \bar{\Psi}; \\ 2) \quad \overline{C} &= C, \text{ если } C = \text{const}; \end{aligned} \quad (1.9)$$

$$\begin{aligned}
3) \quad \overline{C\Phi} &= C\overline{\Phi}, \text{ если } C = \text{const}; \\
4) \quad \frac{\partial \overline{\Phi}}{\partial x_i} &= \overline{\frac{\partial \Phi}{\partial x_i}}, \quad \frac{\partial \overline{\Phi}}{\partial \tau} = \overline{\frac{\partial \Phi}{\partial \tau}}; \\
5) \quad \overline{\Phi\Psi} &= \overline{\Phi}\overline{\Psi}; \\
6) \quad \overline{\Phi\Psi'} &= 0.
\end{aligned} \tag{1.9}$$

Следует подчеркнуть, что

$$\overline{\Phi'} = 0; \quad \overline{\Phi'\Psi'} \neq 0; \quad \overline{\Phi'^2} \neq 0. \tag{1.10}$$

При этом  $\overline{\Phi'} = 0$  всегда, а  $\overline{\Phi'\Psi'} = 0$  и  $\overline{\Phi'^2} = 0$  только в частном случае.

В качестве примера запишем осредненное уравнение неразрывности (1.5). Для этого представим плотность и скорость в виде сумм  $\rho = \overline{\rho} + \rho'$  и  $W_i = \overline{W}_i + W'_i$ , подставим эти значения в (1.5) и, используя условия осреднения (1.9), а также (1.10), получим

$$\frac{\partial(\overline{\rho} + \rho')}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_i} [(\overline{\rho} + \rho')(\overline{W}_i + W'_i)] = 0$$

или

$$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho} \overline{W}_i + \overline{\rho' W'_i}) = 0. \tag{1.11}$$

Сравнение (1.5) и (1.11) показывает, что после осреднения в уравнении неразрывности появляется новая составляющая  $\frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho' W'_i})$ , выражающая турбулентный перенос массы за единицу времени в объеме  $\left(\frac{\text{кг}}{\text{с} \cdot \text{м}^3}\right)$ , вызванный турбулентными пульсациями (флуктуациями). Таким образом, в уравнении неразрывности, а далее будет показано, что и в уравнениях количества движения, энергии и диффузии, в результате осреднения по Рейнольдсу появляются дополнительные составляющие, что делает систему уравнений переноса незамкнутой.

*Осреднение по Фавру.* Изложенный выше метод осреднения Рейнольдс использовал для исследования несжимаемой жидкости,

когда  $\rho = \text{const}$ . В случае сжимаемой жидкости ( $\rho \neq \text{const}$ ) осреднение проводят по методу А. Фавра с использованием плотности  $\rho$  в качестве весовой функции. В таком случае вместо (1.7) имеем

$$\overline{\Phi}_\rho \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{\bar{\rho}t} \int_{\tau_0}^{\tau_0+t} \rho(\tau) \Phi(\tau) d\tau, \quad (1.12)$$

где  $\bar{\rho} = \frac{1}{t} \int_{\tau_0}^{\tau_0+t} \rho(\tau) d\tau$ , а индекс  $\rho$  указывает на осреднение по Фавру. Тогда усредненные по Рейнольдсу  $\overline{\Phi}$  (1.7) и по Фавру  $\overline{\Phi}_\rho$  (1.12) параметры связаны между собой соотношением

$$\overline{\Phi}_\rho \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\overline{\rho\Phi}}{\bar{\rho}} = \frac{(\overline{\rho + \rho'}) (\overline{\Phi + \Phi'})}{\bar{\rho}} = \overline{\Phi} + \frac{\overline{\rho'\Phi'}}{\bar{\rho}}. \quad (1.13)$$

Подчеркнем, что согласно (1.13) определяют скорость, температуру и энтальпию, а плотность и давление имеют прежний (осредненный по Рейнольдсу) вид:

$$\overline{\rho}_\rho \equiv \bar{\rho}; \quad \overline{p}_\rho \equiv \bar{p}. \quad (1.14)$$

Определив согласно этому выражению скорость  $\overline{W}_i = \overline{W_{i\rho}} - \frac{\overline{\rho'W_i'}}{\bar{\rho}}$  и подставив полученное значение в осредненное по Рейнольдсу уравнение неразрывности (1.11), с учетом (1.14) получим осредненное по Фавру уравнение

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \overline{W}_{i\rho}) = 0. \quad (1.15)$$

Осредненное по Фавру уравнение неразрывности (1.15) по внешнему виду в точности совпадает с исходным уравнением (1.5). Как видно, в случае уравнения (1.15) неизвестные корреляции отсутствуют, однако в других уравнениях переноса они будут появляться (см. далее). В целом можно заключить, что использование плотности  $\rho$  в качестве весовой функции и средневзвешенных по плотности значений параметров (в нашем случае скорости) приводит к более компактным уравнениям с меньшим числом неизвестных корреляций.

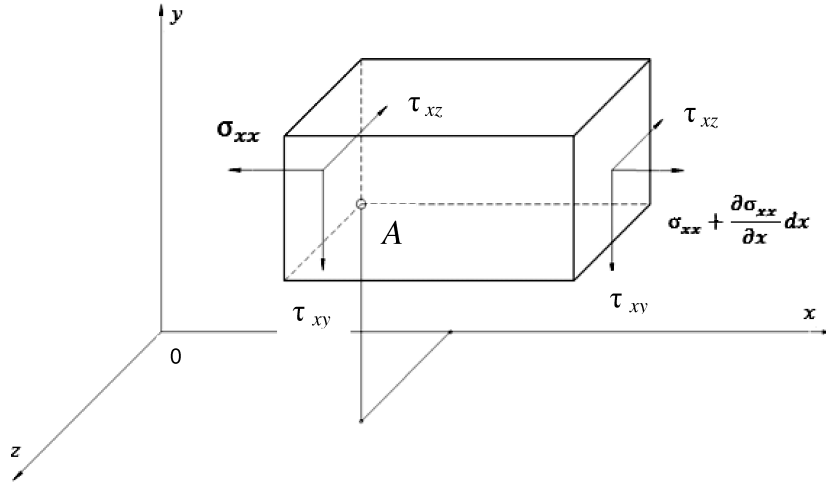
Кроме осреднения по времени, к которому относят осреднения по Рейнольдсу (1.7) и Фавру (1.12), при экспериментальных исследованиях турбулентных течений используется осреднение по ансамблю  $\bar{\Phi} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \Phi_k$ , где  $\Phi_k$  — значения параметра, полученные в  $n$  экспериментах с одинаковыми условиями. Для стационарной системы (см. рис. 1.1, а), когда  $\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \tau} = 0$  и  $\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} \neq 0$ , обе процедуры осреднения приводят к одинаковым результатам. Такое предположение известно как эргодическая гипотеза (от греч. ergon — работа, hodos — путь). Согласно этой гипотезе средние по времени значения физических величин, характеризующих систему, равны их средним статистическим значениям. Системы, для которых эргодическая гипотеза справедлива, называют эргодическими. Они рассмотрены в [3].

## 1.2. Уравнения количества движения (Навье — Стокса)

*Вывод уравнений Навье — Стокса. Первая и вторая вязкости.* Теоретическим фундаментом механики жидкости и газа служат уравнения Навье — Стокса, представляющие собой одну из форм записи второго закона Ньютона. Рассматривается движение частицы жидкости в виде элементарного параллелепипеда со сторонами  $dx, dy, dz$ , построенного около точки  $A(x, y, z)$  (рис. 1.2). Скорость  $W$  в этой точке имеет составляющие  $u, v, w$  вдоль осей  $x, y, z$  соответственно. Жидкая частица обладает массой  $m = \rho V$ , где  $V = dx dy dz$  — объем частицы. Согласно второму закону Ньютона, изменение количества движения  $K = mW = \rho V W$  жидкой частицы по времени  $\tau$  пропорционально приложенной к частице (движущей) силе  $F$  и происходит по направлению действия этой силы:

$$\frac{D\vec{K}}{D\tau} = \vec{F}, \text{ т. е. } \rho \frac{D\vec{W}}{D\tau} = \vec{f}, \quad (1.16)$$

где  $\frac{D}{D\tau} = \frac{\partial}{\partial \tau} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$  — субстанциональная производная (указывает на локальное и конвективное изменение пара-



**Рис. 1.2.** Нормальное  $\sigma_{xx}$  и касательные напряжения  $\tau_{xy}$  и  $\tau_{xz}$ , действующие на элементарной частице жидкости

метра);  $\vec{f} = \frac{\vec{F}}{V}$  — вектор равнодействующей всех сил, приложенных на жидкой частице и отнесенных к единице объема, Н/м<sup>3</sup>; он выражается как сумма объемных (массовых)  $\vec{f}_v$  и поверхностных сил  $\vec{f}_w$ :

$$\vec{f} = \vec{f}_v + \vec{f}_w. \quad (1.17)$$

В качестве объемных рассматривают гравитационную или магнитную силы. Обозначим их как  $\vec{G}$  (Н/м<sup>3</sup>), т. е.  $\vec{f}_v = \vec{G}$ . Поверхностные силы рассматриваются в виде сумм сил давления и трения. При этом сила давления равна градиенту давления  $\text{grad } p$  (Н/м<sup>3</sup>) и имеет противоположное градиенту направление, а сила трения выражается как дивергенция напряжения трения  $\text{div } \tau_{\text{тр}}$  (Н/м<sup>3</sup>), т. е.  $\vec{f}_w = -\text{grad } p + \text{div } \tau_{\text{тр}}$ . Таким образом, из (1.17) следует, что

$$\vec{f} = \vec{G} - \text{grad } p + \text{div } \tau_{\text{тр}}. \quad (1.18)$$

Тогда из (1.16) получаем выражение второго закона Ньютона в следующем виде:

$$\rho \frac{D\vec{W}}{D\tau} = \vec{G} - \text{grad } p + \text{div } \tau_{\text{тр}}. \quad (1.19)$$



Каждая поверхностная сила (на всех гранях элементарного параллелепипеда на рис. 1.2), действующая на грань, имеет три проекции на осях координат. На рис. 1.2 в качестве примера рассмотрена только левая грань, где действует поверхностная сила (отнесенная на единицу площади грани  $dx dy$ ), проекции которой  $\sigma_{xx}$ ,  $\tau_{xy}$  и  $\tau_{xz}$ . При этом  $\sigma_{xx}$  — нормальное напряжение, направленное по нормали грани  $dx dy$ ,  $\tau_{xy}$  — касательное напряжение (проекция поверхностной силы на оси  $y$ ),  $\tau_{xz}$  — касательное напряжение (проекция поверхностной силы на оси  $z$ ). Отметим, что  $\sigma_{xx}$ ,  $\tau_{xy}$  и  $\tau_{xz}$  имеют размерность  $\frac{H}{M^2}$ , первый индекс в этих обозначениях указывает ось, перпендикулярную данной грани, а второй индекс — ось, на которую спроецировано данное напряжение.

Нормальные напряжения ( $\sigma_{xx}$  — на левой, а  $\sigma_{xx} + \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} dx$  — на правой грани) считают положительными, если направлены из элементарного параллелепипеда частицы жидкости (см. рис. 1.2). Они подвергают элементарный параллелепипед всестороннему растяжению. Очевидно, что на левую грань действует сила от нормального напряжения  $\sigma_{xx}$ , равная  $(-\sigma_{xx} dy dz)$ , а на правую грань — сила  $\left( \sigma_{xx} + \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} dx \right) dy dz$ . Сумма этих сил дает равнодействующую  $\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} dy dz$ , представляющую собой проекцию поверхностных сил на оси  $x$ .

Касательные напряжения принято считать положительными, если для трех граней, пересекающихся в исходной точке  $A$ , эти напряжения ориентированы по направлениям, противоположным положительным направлениям осей координат, а для других трех граней — в сторону положительного направления этих осей. Составляющие сил от касательных напряжений, действующих на правые и левые грани (см. рис. 1.2), равны нулю. Кроме того,  $\tau_{xy} = \tau_{yx}$ ,  $\tau_{xz} = \tau_{zx}$ ,  $\tau_{yz} = \tau_{zy}$  (свойство взаимности касательных напряжений), т. е. из шести касательных напряжений независимыми являются три.

Таким образом, уравнение количества движения (1.19) связывает между собой параметры, определяющие движение реальной (вязкой) жидкости: скорость, нормальные и касательные напряже-

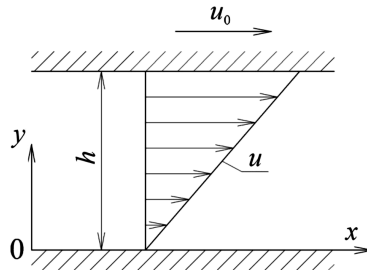
ния. Решение данного уравнения позволит получить значения этих неизвестных величин. Однако для этого прежде всего необходимо выразить напряжение трения  $\vec{\tau}_{\text{тр}}$  из (1.19) через изменения скорости  $\vec{W}$ . С касательными и нормальными напряжениями связаны два основных допущения, на которых, по существу, построены уравнения Навье — Стокса.

1. Касательные напряжения, действующие на жидкой частице (см. рис. 1.2), имеющей форму элементарного параллелепипеда, линейно зависят от деформации параллелепипеда.

2. Давление газа (термодинамическое давление, пропорциональное температуре, т. е. кинетической энергии частиц) равно одной трети суммы нормальных напряжений, взятой со знаком минус:

$$p = -\frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}}{3}. \quad (1.20)$$

Первое допущение связано с законом трения Ньютона, а второе — с гипотезой Стокса. Коротко проанализируем их. Первое допущение (оно известно также как гипотеза пропорциональности напряжений соответствующим деформациям) находит применение при выводе закона трения Ньютона. Как показывают опытные данные, жидкость, помещенная между двумя параллельными пластинами, прилипает к обеим пластинам (рис. 1.3).



**Рис. 1.3.** Деформация чистого сдвига (течение Куэтта)

При перемещении верхней пластины со скоростью  $u_0 = \text{const}$  в горизонтальном направлении, когда нижняя пластина неподвижна, эпюра скорости жидкости линейна и определяется соотношением  $u(y) = \frac{y}{h}u_0$ . Такая форма движения (если она существует)

поддерживается касательной силой трения, приложенной к потоку со стороны верхней пластины и уравновешивающей силы трения жидкости. Эта сила  $\tau_w$ , отнесенная к единице площади пластины, есть касательное напряжение трения:

$$\tau_w = \mu \frac{du}{dy}, \quad (1.21)$$

где  $\mu$  — коэффициент динамической вязкости (кг/м · с). В уравнениях Навье — Стокса часто используется также коэффициент кинематической вязкости  $\nu \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\mu}{\rho}$  (м<sup>2</sup>/с). Очевидно, что под вязкостью, или внутренним трением, понимают возникновение касательных сил, препятствующих взаимному перемещению частиц жидкости и газа. В отличие от жидкостей динамическая вязкость газа с увеличением температуры растет. Выражение (1.21) описывает закон трения Ньютона, а все жидкости (капельные и газы), подчиняющиеся закону трения (1.21), называют нормальными, или ньютоновскими, жидкостями. Течение таких жидкостей обычно изучается в курсах гидроаэромеханики. К неньютоновским (или реологическим) относят жидкости, для которых зависимость (1.21) не является линейной, ряд суспензий, растворы полимеров и другие, их изучает наука, называемая реологией. Касательные напряжения трения, действующие на жидкой частице (см. рис. 1.2), согласно закону трения Ньютона (1.21) запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} \tau_{xy} = \tau_{yx} &= \mu \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right); \\ \tau_{xz} = \tau_{zx} &= \mu \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right); \\ \tau_{yz} = \tau_{zy} &= \mu \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right). \end{aligned} \quad (1.22)$$

Отметим, что жидкость (газ) может подвергаться более сложным видам деформации, чем чистый сдвиг, например, деформации всестороннего расширения (или сжатия), сопровождающейся изменением плотности жидкости. При быстром изменении плотности жидкости (газа) в ней нарушается термодинамическое равновесие, что приводит к возрастанию энтропии, обуславливающему

диссипацию энергии. Диссипация будет тем больше, чем медленнее протекают необратимые процессы восстановления термодинамического равновесия по сравнению с процессом расширения (или сжатия) жидкости. Количественной мерой диссипации служит объемная вязкость. Другими словами, процессы, стремящиеся восстановить состояние теплового (термодинамического) равновесия в веществе, проявляются в виде вязкого трения. При расширении (сжатии) зависимость силы вязкого трения от относительного изменения плотности характеризуется коэффициентом  $\mu_0$ , называемым объемной вязкостью. Этот коэффициент измеряется в тех же единицах, что и динамическая вязкость, и обычно имеет тот же порядок. Таким образом, между динамической (кинематической) и объемной вязкостью существует принципиальная разница, поэтому их, т. е.  $\mu$  и  $\mu_0$ , называют также первой и второй вязкостью соответственно. Объемная деформация частицы жидкости, как видно из рис. 1.2, происходит в результате действия нормальных напряжений  $\sigma_{xx}$ ,  $\sigma_{yy}$  и  $\sigma_{zz}$ , которые и определяют термодинамическое давление жидкости (1.21). Иначе говоря, принимается, что давление в каждой точке  $A$ , координаты которой  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , есть взятое с обратным знаком среднее арифметическое из нормальных напряжений, приложенных к трем взаимно перпендикулярным площадкам, проходящим через данную точку  $A(x, y, z)$ . Значения нормальных напряжений, действующих на жидкой частице, определяются по следующим соотношениям:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= -p + \mu \left( 2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{W} \right); \\ \sigma_{yy} &= -p + \mu \left( 2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{W} \right); \\ \sigma_{zz} &= -p + \mu \left( 2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{W} \right).\end{aligned}\tag{1.23}$$

Отметим, что вывод (1.22) и (1.23) дается в курсах аэромеханики [6]. Действительно, из (1.23) следует, что  $\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz} = -3p + \mu \left[ 2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) - \frac{6}{3} \operatorname{div} \vec{W} \right] = -3p$ , т. е. в точности получается выражение (1.21).

Проекция на ось  $x$  вектора  $\vec{f}_w$  поверхностной силы, согласно рис. 1.2, с учетом (1.22) и (1.23), равна

$$f_{wx} = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ -p + \mu \left( 2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{W} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right], \quad (1.24)$$

или с использованием операторов Гамильтона либо Лапласа

$$f_{wx} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 + \frac{1}{3} \mu \frac{\partial}{\partial x} \operatorname{div} \vec{W} + \frac{\partial \mu}{\partial x} \left( 2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{W} \right) + \frac{\partial \mu}{\partial y} \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial \mu}{\partial z} \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right), \quad (1.25)$$

где  $\nabla = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}$  — гамильтониан (оператор «набла»), при этом  $\nabla^2 = \Delta$  ( $\Delta$  — оператор «дельта», или лапласиан). Аналогично определяют проекции вектора  $\vec{f}_w$  поверхностной силы  $f_{wy}$  на оси  $y$  и  $f_{wz}$  на оси  $z$ . С учетом (1.24) запишем проекцию уравнения количества движения (1.4) на ось  $x$  и аналогично на оси  $y$  и  $z$ :

$$\begin{aligned} \rho \frac{Du}{D\tau} &= X - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( 2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{W} \right) \right] + \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right]; \\ \rho \frac{Dv}{D\tau} &= Y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \left( 2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{W} \right) \right] + \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right]; \\ \rho \frac{Dw}{D\tau} &= Z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( 2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{W} \right) \right] + \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right], \end{aligned} \quad (1.26)$$

где  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  — проекции вектора  $\vec{G}$  объемных сил на оси  $x$ ,  $y$  и  $z$  соответственно. Подчеркнем, что уравнения (1.26) получены

с учетом изменения вязкости  $\mu$  по направлениям  $x$ ,  $y$  и  $z$ , т.е. с учетом анизотропной вязкости. Каждый член в этих уравнениях выражает силу на единицу объема (в Н/м<sup>3</sup>).

Уравнение движения Навье — Стокса (1.26) в векторной форме имеет вид

$$\rho \frac{D\vec{W}}{D\tau} = \vec{G} - \text{grad} \left( p + \frac{2}{3} \mu \text{div} \vec{W} \right) + 2 \text{div} (\mu \dot{S}), \quad (1.27)$$

где  $\dot{S}$  — тензор скоростей деформации, компонентами которого являются

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u}{\partial x}; & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right); & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right); \\ & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right); & \frac{\partial v}{\partial y}; & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right); \\ & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right); & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right); & \frac{\partial w}{\partial z}. \end{aligned} \quad (1.28)$$

В индексной форме уравнение (1.26) принимает вид

$$\rho \frac{DW_i}{D\tau} = G_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \frac{\partial W_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial W_k}{\partial x_k} \right) \right], \quad (1.29)$$

где  $i, j, k = 1, 2, 3$ ;  $\delta_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{при } i \neq j, \\ 1 & \text{при } i = j \end{cases}$  — функция Кронекера.

Частные случаи уравнений Навье — Стокса (1.26) используют для исследования относительно простых видов движения жидкости и газа:

1) поскольку вязкость является постоянной величиной и не зависит от направления, с учетом  $\mu = \text{const}$  получаем уравнения количества движения для жидкости с постоянной (изотропной) вязкостью;

2) приняв  $\mu = 0$ , получаем уравнения Эйлера для движения жидкости без трения (невязкой жидкости);

3) в случае  $X = Y = Z = 0$  — уравнения количества движения без учета объемных сил;

4) допустив, что изменения параметров по времени  $\tau$  не происходит, получим уравнения для стационарного турбулентного движения (см. рис. 1.1, а).

Уравнения (1.26) впервые были выведены Л.М.А. Навье (1785—1836) в 1822 г. и С.Д. Пуассоном (1781—1840) в 1831 г. на основе анализа действия межмолекулярных сил. Позже эти уравнения получили Б. Сен-Венан (1797—1886) в 1843 г. и Дж.Г. Стокс (1819—1903) в 1845 г., но уже не привлекая к рассмотрению действия межмолекулярных сил, а исходя из двух основных допущений, указанных выше.

*Гипотеза Стокса и проблемы турбулентности.* Важно отметить, что в уравнениях (1.26) отсутствует объемная (вторая) вязкость  $\mu_0$ , представляющая собой вязкость несжимаемой жидкости, так как она выражается с помощью вязкости сдвига (первой вязкости)  $\mu$  согласно выражению

$$3\mu_0 + 2\mu = 0, \quad (1.30)$$

предложенному Стоксом без доказательства, поэтому называемому гипотезой Стокса [8].

Гипотеза Стокса позволяет сводить число свойств, характеризующих поле напряжений в текущей сжимаемой жидкости, с двух  $(\mu_0, \mu)$  до одного  $\mu$ , требуемого для несжимаемой жидкости. Действительно, из (1.30) следует, что  $\mu_0 = -\frac{2}{3}\mu$ . С учетом этой зависимости из (1.23) получаем

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= -p + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \mu_0 \operatorname{div} \vec{W}; \\ \sigma_{yy} &= -p + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} + \mu_0 \operatorname{div} \vec{W}; \\ \sigma_{zz} &= -p + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} + \mu_0 \operatorname{div} \vec{W}. \end{aligned} \quad (1.31)$$

Если суммировать эти выражения, то

$$\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz} = -3p + 2\mu \operatorname{div} \vec{W} + 3\mu_0 \operatorname{div} \vec{W}, \quad (1.32)$$

отсюда видно, что только при условии (1.30) из последнего выражения следует  $2\mu \operatorname{div} \vec{W} + 3\mu_0 \operatorname{div} \vec{W} = 0$  и выполняется равенство (1.20), согласно которому в случае отсутствия движения  $\operatorname{div} \vec{W} = 0$ , давление равно одной трети суммы нормальных напряжений. Очевидно, что (1.20) и (1.30), по существу, эквивалентны и представляют собой разные формы записи гипотезы Стокса.

Кроме указанных двух формулировок существует еще одна, которая звучит так: закон Ньютона (1.21), согласно которому касательное напряжение пропорционально (линейно) зависит от скорости деформации элементарного жидкого объема, распространяется и на определяющие давления нормальные напряжения (только с другим коэффициентом пропорциональности  $\mu_0$ ) [8]. Рассмотренные три формулировки гипотезы Стокса связаны между собой (одна вытекает из другой) и, по существу, эквивалентны.

Таким образом, произвольно принятое допущение (1.30) лежит в основе вывода уравнений Навье — Стокса (1.26). Г. Шлихтинг называет его «чистой гипотезой, или даже, скорее всего догадкой» [8, с. 68], подчеркивая при этом, что полученные таким путем уравнения Навье — Стокса не дают гарантии правильного описания движения вязкой сжимаемой жидкости. Следовательно, эти уравнения нуждаются в проверке, которая в настоящее время возможна только экспериментально. В связи с большими математическими трудностями пока еще не получено ни одного общего решения уравнений Навье — Стокса в их полном виде (имеется в виду сохранение всех конвективных членов и всех членов, учитывающих вязкость).

По примеру крупнейшего математика прошлого столетия Д. Гильберта (1862—1943), в 1900 г. сформулировавшего 23 проблемы математики, решить которые, по его мнению, предстояло в XX в., в 2000 г. математический институт, организованный в Кембридже (Массачусетс, США) на средства бостонского миллиардера Л. Клейя (Clay mathematics Institute), объявил список из семи главных загадок современной математики, решения которых возможны в XXI в. Для решения каждой проблемы из этого списка, получившего название «Millenium Prize Problems», выделен 1 млн долл. США. Проблема № 5 в списке касается уравнений Навье — Стокса. Необходимо доказать, что решение существует, единственно и является достаточно гладкой функцией. Отметим, что одна задача из этого списка (№ 6, сформулированная в 1904 г. А. Пуанкаре) была решена в 2004 г. петербургским математиком Г. Перельманом. Доказательства теоремы единственности решения уравнений Навье — Стокса (ее также называют теоремой единственности гидродинамики [7]) существуют только для частных случаев этих уравнений, они предполагают введение ряда гипотез и, конечно, не решают проблему турбулентности. Некоторые



точные решения сильно упрощенных уравнений Навье — Стокса приведены в [8].

Принято считать, что уравнения Навье — Стокса описывают как ламинарное, так и турбулентное течения. Используемое при их выводе допущение, что касательные и нормальные напряжения включают линейные комбинации первых производных  $\left( \frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial y}, \frac{\partial w}{\partial z}, \frac{\partial u}{\partial y}, \dots \right)$  компонентов скорости, вполне разумно и прекрасно подтверждается для ламинарного течения. Например, известны некоторые частные точные решения для ламинарного течения в трубе или в пограничном слое, которые настолько хорошо согласуются с экспериментальными данными, что можно не сомневаться в применимости уравнений Навье — Стокса [8]. Однако для турбулентных течений, когда присутствуют нелинейные эффекты, зависимость напряжений от первых производных компонентов скорости должна быть более сложной, но она, к сожалению, не известна. Таким образом, единственным обоснованием применимости полных уравнений Навье — Стокса для турбулентных течений в настоящее время служат результаты численного решения, проверенные экспериментально. Возможность применения уравнений Навье — Стокса для турбулентных течений совсем не очевидна и поэтому продолжает подвергаться критике [7].

Как и принято при решении прикладных задач, далее будем априори считать, что уравнения Навье — Стокса (1.26) полностью описывают турбулентное течение, в том числе и в цилиндре поршневого двигателя. Но возникают серьезные проблемы [7], связанные с самим явлением турбулентности.

1. Невозможно численно рассчитать турбулентное течение так же эффективно, как ламинарное. Временной и пространственный масштабы турбулентности столь малы, что требуется огромное число узлов сетки и одновременно очень малый шаг по времени. Например, при типичном турбулентном течении для разрешения области объемом  $1 \text{ см}^3$  требуется  $10^5$  (и больше!) точек. Это приводит к нереализуемости вычислений на современных компьютерах, ресурсы которых ограничены.

2. При наличии гипотетического суперкомпьютера с неограниченными ресурсами мы получим такой объем информации, что для ее освоения потребуются компактное представление результатов вычислений, разработка и введение отдельных моделей процесса.

В настоящее время эти две проблемы нерешаемы. Однако смягчить их в определенной степени можно, если отказаться от прямого (лобового) решения полных уравнений Навье — Стокса (1.26) и воспользоваться осредненным вариантом, называемым уравнениями Рейнольдса. Правда, из-за незамкнутости последних необходимо введение дополнительных уравнений — моделей турбулентности [4—8].

### 1.3. Уравнение энергии

Закон сохранения энергии для элементарного объема (частицы газа или жидкости в виде параллелепипеда со сторонами  $dx$ ,  $dy$  и  $dz$  (см. рис. 1.1)) сформулируем так: изменение полной энергии частицы  $\frac{DH}{D\tau}$  равно сумме работы внешних (поверхностных и объемных) сил в единицу времени  $\frac{DL}{D\tau} = \frac{DL_w}{D\tau} + \frac{DL_v}{D\tau}$  и количества подводимой (отводимой) теплоты (поверхностного и объемного происхождения) за единицу времени  $\frac{DQ}{D\tau} = \frac{DQ_w}{D\tau} + \frac{DQ_v}{D\tau}$ , т. е.

$$\frac{DH}{D\tau} = \frac{DL}{D\tau} + \frac{DQ}{D\tau} = \frac{DL_w}{D\tau} + \frac{DL_v}{D\tau} + \frac{DQ_w}{D\tau} + \frac{DQ_v}{D\tau}, \quad (1.33)$$

где полная энергия есть сумма энтальпии и кинетической энергии  $H = h + \frac{W^2}{2} = c_p T + \frac{W^2}{2} = c_v T + \frac{p}{\rho} + \frac{W^2}{2}$ . При умеренных скоростях энтальпия  $h \gg \frac{W^2}{2}$  и принимают  $H \approx c_p T$ .

*Пример.* Пусть газ (продукты сгорания) с температурой  $T = 1000$  К движется со скоростью  $W = 50$  м/с. Теплоемкость продуктов сгорания при постоянном давлении вычисляется по формуле [2]  $c_p = aT + b = 0,0762 \cdot 1000 + 837,4 = 913,6$  Дж/(кг · К). Удельная энтальпия продуктов сгорания  $h = c_p T = 913,6 \cdot 1000 = 913\,600$  Дж/кг, а удельная кинетическая

энергия  $\frac{W^2}{2} = \frac{50^2}{2} = 1250$  Дж/кг, т. е. кинетическая энергия составляет всего 0,14 % от энтальпии.

Очевидно, что  $\rho \frac{DH}{D\tau}$  выражает изменение полной энергии за единицу времени в единице объема, Дж/(м<sup>3</sup>·с).

Изменение работы поверхностных сил, выполненной касательными напряжениями (изменение работы сил трения), по времени на единицу объема

$$\frac{DL_{w\tau}}{D\tau} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (\tau_{ij} W_j). \quad (1.34)$$

Изменение работы поверхностных сил, выполненной нормальными напряжениями (изменение работы сил давления)

$$\frac{DL_{w\sigma}}{D\tau} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \tau}. \quad (1.35)$$

Тогда изменение работы поверхностных сил (сил трения и давления в целом)

$$\frac{DL_w}{D\tau} = \frac{DL_{w\tau}}{D\tau} + \frac{DL_{w\sigma}}{D\tau} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (\tau_{тр.ij} W_j) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \tau}. \quad (1.36)$$

Изменение работы объемных сил  $G$ , Н/м<sup>3</sup>

$$\frac{DL_v}{D\tau} = \frac{1}{\rho} G_j W_j. \quad (1.37)$$

Изменение количества теплоты поверхностного происхождения  $Q_w$ , входящего в уравнение сохранения энергии (1.33) для элементарного объема, представляет собой суммарное изменение теплоты, подводимой (отводимой) к этому объему через его поверхность теплопроводностью  $Q_\lambda$  и излучением (радиацией)  $Q_R$ , т. е.

$$\frac{DQ_w}{D\tau} = \frac{DQ_w}{D\tau} + \frac{DQ_w}{D\tau} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial q_{Rj}}{\partial x_j}, \quad (1.38)$$

где  $q_R$  — радиационный тепловой поток, Вт/м<sup>2</sup>.

Изменение количества теплоты, выделенного (поглощенного) в элементарном объеме за счет химической реакции, скорость которой равна  $w_r$  (кг/м<sup>3</sup>·с), выражается через тепловой эффект хи-

мической реакции  $Q_r$  (Дж/кг), т. е.

$$\frac{DQ_v}{D\tau} = \frac{1}{\rho} w_r Q_r. \quad (1.39)$$

Очевидно, что  $\frac{DQ_v}{D\tau}$  (Вт/м<sup>3</sup>) выражает мощность внутреннего источника теплоты.

С учетом (1.36)–(1.39) из (1.33) получим уравнение энергии в индексной форме записи:

$$\begin{aligned} \rho \frac{DH}{D\tau} = G_j W_j + \frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\tau_{\text{тр}.ij} W_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \\ + w_r Q_r + \frac{\partial q_{Rj}}{\partial x_j}, \quad i, j, k = 1, 2, 3. \end{aligned} \quad (1.40)$$

Каждая составляющая этого уравнения выражает изменение работы или количества теплоты за единицу времени в единице объема и измеряется в Дж/(с · м<sup>3</sup>) = Вт/м<sup>3</sup>.

В векторной форме уравнение энергии (1.40) запишется так:

$$\begin{aligned} \rho \frac{DH}{D\tau} = \vec{G} \vec{W} + \frac{\partial p}{\partial \tau} + \text{div} \left( \vec{\tau}_{\text{тр}} \vec{W} \right) + \text{div} \left( \lambda \cdot \text{grad } T \right) + \\ + \frac{\partial}{\partial x} (\sigma_{xx} u + \tau_{xy} v + \tau_{xz} w) Q_r + \text{div } q_R. \end{aligned} \quad (1.41)$$

Если (1.41) записать как проекцию на осях  $x$ ,  $y$  и  $z$ , учитывая при этом, что третий член в правой части принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} (\sigma_{xx} u + \tau_{xy} v + \tau_{xz} w) + \frac{\partial}{\partial y} (\tau_{yx} u + \sigma_{yy} v + \tau_{yz} w) + \\ + \frac{\partial}{\partial z} (\tau_{zx} u + \tau_{zy} v + \sigma_{zz} w), \end{aligned}$$

и подставить в этом выражении значения нормальных и касательных напряжений из (1.22) и (1.23), после некоторых преобразований для случая отсутствия объемных сил, химической реакции и лучистого теплового потока ( $G = w_r = q_R = 0$ ) из (1.41) получим

$$\begin{aligned} \rho c_p \frac{DT}{D\tau} = \frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \mu \Phi_{\text{дис}}, \end{aligned} \quad (1.42)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{дис}} = & 2 \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \\ & + \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 - \end{aligned} \quad (1.43)$$

так называемая диссипативная функция (от лат. dissipatio — рассеивание). Как видно, форма записи (1.42) уравнения энергии является частным случаем (1.41), а выделение в нем диссипативной функции в качестве отдельного члена подчеркивает, что часть механической работы расходуется на преодоление сил трения, т. е. происходит диссипация (необратимый переход в теплоту) этой части энергии.

При использовании общих форм уравнения энергии (1.40) или (1.41) (их также называют уравнением Фурье — Кирхгофа) необходимо иметь в виду отличие между понятиями идеального газа и несжимаемой жидкости. При этом несжимаемая жидкость не может рассматриваться как предельный случай идеального газа [8]. Действительно, изменение энтальпии и изменение внутренней энергии для идеального газа равны соответственно  $Dh = c_p DT$ ,  $Du = c_v DT$ . С учетом того, что  $h = u + \frac{p}{\rho}$ , для несжимаемой жидкости эти величины выражаются соответственно так:  $Dh = cDT + \frac{1}{\rho} Dp$ ;  $Du = cDT$ . Уравнение неразрывности для идеального газа имеет вид (1.2). В случае несжимаемой жидкости  $\rho = \text{const}$ , из последнего выражения получаем

$$\text{div}(\rho \vec{W}) = 0.$$

Приняв ряд очевидных допущений, из уравнения энергии легко получим уравнение нестационарной теплопроводности (уравнение Фурье)

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (1.44)$$

и уравнение стационарной теплопроводности (уравнение Лапласа)

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) = 0. \quad (1.45)$$

#### 1.4. Уравнение диффузии

Уравнение диффузии, или уравнение Фика (названо в честь немецкого ученого А. Фика (1829–1901)), основано на законе Фика, гласящем, что диффузионный поток  $i$ -го компонента смеси пропорционален градиенту концентрации:

$$q_{Dj} = -D_c \frac{\partial C}{\partial x_j}, \quad (1.46)$$

где  $D_c$  — коэффициент концентрационной диффузии, м<sup>2</sup>/с. Диффузионный поток может быть определен в зависимости от градиента температуры или градиента давления. Тогда говорят, что происходит термо- или бародиффузия соответственно.

Согласно уравнению Фика, изменение концентрации  $C$  (кг/м<sup>3</sup>)  $i$ -го компонента в смеси газов происходит за счет подвода диффузионного потока и образования определенного количества этого компонента. В индексной форме уравнение имеет вид

$$\frac{DC}{D\tau} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( D_c \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) + \dot{m}, \quad (1.47)$$

где  $\frac{DC}{D\tau} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\partial C}{\partial \tau} + W_j \frac{\partial C}{\partial x_j}$ ;  $\dot{m}$  — образование секундной массы  $i$ -го компонента смеси в единице объема (за счет химической реакции, например). В уравнении (1.43) составляющие выражают изменение концентрации данного компонента и имеют размерность кг/(м<sup>3</sup>с). Для упрощения записи индекс  $i$ , указывающий на определенный компонент смеси, в (1.47) опущен.

Очевидно, что уравнение сохранения массы (уравнение неразрывности) в целом для смеси отдельных компонентов полностью совпадает с уравнением неразрывности для однородной сплошной среды (1.5). Однако, когда в результате химических реакций возникают и исчезают отдельные компоненты, для  $i$ -го (верхний индекс) компонента смеси оно имеет вид [2]

$$\frac{\partial \rho^i}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho^i W_i^i) = \dot{m}^i, \quad (1.48)$$

где  $\rho^i$ ,  $W_i^i$  и  $\dot{m}^i$  — параметры  $i$ -го компонента смеси. Следует подчеркнуть, что верхний индекс  $i$  указывает на данный компонент смеси и, конечно, отличается от нижнего текущего индекса  $i = 1, 2, 3$ . Очевидно также, что для всей смеси  $\sum_i \dot{m}^i = 0$ .

Сравнение закона диффузии Фика (1.46) и уравнения Фика (1.47) с законом теплопроводности Фурье и уравнением Фурье соответственно показывает полную идентичность (с математической точки зрения) этих законов и уравнений и подчеркивает аналогию между физическими процессами теплопроводности и диффузии.

К уравнениям неразрывности, количества движения (Навье — Стокса), энергии (Фурье — Кирхгофа) и диффузии (Фика) добавляется уравнение состояния (обычно для газа уравнение Клапейрона  $p = \rho RT$ , а для капельной жидкости  $\rho = \text{const}$ ). Полученная система является основой, на которой базируются современные математические модели внутрицилиндровых процессов в поршневых двигателях.

### 1.5. Фундаментальные уравнения трехмерного нестационарного турбулентного переноса в форме Рейнольдса

Форма Рейнольдса, как уже отмечалось в разд. 1.1, подразумевает замену исходных фундаментальных уравнений переноса осредненными уравнениями на основе соотношений (1.6)–(1.9). Осредненные уравнения называют уравнениями Рейнольдса независимо от того, каким способом было осуществлено осреднение: по Рейнольдсу (1.7) или по Фавру (1.12). Как и ранее, осреднение по Фавру приводит к более компактным уравнениям с меньшим числом неизвестных корреляций и является с физической точки зрения обоснованным для сжимаемой жидкости ( $\rho \neq \text{const}$ ). В связи с этим для исследования внутрицилиндровых процессов в поршневых двигателях целесообразно использовать метод осреднения, предложенный Фавром. Осреднение уравнений количества

движения (Навье — Стокса) (1.29), энергии (1.40) и диффузии (1.47) осуществляется так же, как в случае уравнения неразрывности. В табл. 1.1 приведены уравнения в индексной форме записи и форме Рейнольдса, полученные в результате осреднения по Фавру.

Следует отметить, что фундаментальные уравнения, на основе которых описываются физические процессы переноса количества движения, энергии, массы и концентрации в камере сгорания двигателя, можно представить в виде обобщенного закона сохранения, согласно которому сумма нестационарного и конвективного потоков равна сумме диффузионного и источникового потоков:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho \Phi) + \operatorname{div} (\rho \vec{W} \Phi) = \operatorname{div} (\Gamma_{\Phi} \operatorname{grad} \Phi) + S_{\Phi}, \quad (1.49)$$

или в индексной форме

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho \Phi) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho W_j \Phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) + S_{\Phi}. \quad (1.50)$$

Здесь  $\rho$  — плотность;  $\vec{W}$  — вектор скорости;  $\Phi$  — произвольная зависимая переменная;  $\Gamma_{\Phi}$  — коэффициент обмена (диффузии);  $S_{\Phi}$  — источниковый член, в общем случае записываемый как разность генерации  $S_{\Phi g}$  и аннигиляции  $S_{\Phi a}$  потоков, т. е.  $S_{\Phi} = S_{\Phi g} - S_{\Phi a}$ .

Конкретный вид  $\Gamma_{\Phi}$  и  $S_{\Phi}$ , а также  $S_{\Phi g}$  и  $S_{\Phi a}$  зависит от смысла переменной  $\Phi$  (см. табл. 1.1). После подстановки соответствующих значений из (1.50) получаем уравнения количества движения (Навье — Стокса), энергии (Фурье — Кирхгофа), диффузии (Фика) и сохранения массы (неразрывности).

В уравнениях из табл. 1.1, как и в тексте в целом, приняты следующие обозначения:  $p$  — давление;  $G_i$  — проекция вектора плотности объемных сил ( $\text{Н/м}^3$ ) на ось  $Ox_i$  прямоугольной декартовой системы координат;  $C$  — концентрация данного компонента,  $\text{кг/м}^3$ ;  $H$  — полная удельная энергия,  $\text{Дж/кг}$ ;  $V_{\mu} = \frac{1}{3} \mu \operatorname{grad} (\operatorname{div} \vec{W})$  — член, выражающий объемную деформацию;  $\mu$  — динамическая вязкость,  $\text{кг/(м} \cdot \text{с)}$ ;  $c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении,  $\text{Дж/(кг} \cdot \text{К)}$ ;  $w_r$  — скорость химической реакции на единицу объема,  $\text{кг/(с} \cdot \text{м}^3)$ ;  $Q_r$  — количество выделяемой теплоты на единицу массы,  $\text{Дж/кг}$ ;  $\lambda$  — теплопроводность,  $\text{Вт/(м} \cdot \text{К)}$ ;  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера;  $D_c$  — коэффициент концентрационной диффузии,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;



$\dot{m}$  — интенсивность источника массы (скорость изменения массы химического компонента в единице объема), кг/(с · м<sup>3</sup>).

Сравнение исходных и рейнольдсовых (осредненных по Фавру) уравнений переноса (см. табл. 1.1) показывает, что в осредненных уравнениях появляются дополнительные неизвестные корреляционные составляющие:

1) в уравнениях Навье — Стокса  $\overline{W'_i W'_j}$  — тензор рейнольдсовых турбулентных напряжений, определенный по пульсационным составляющим скорости;

2) в уравнении энергии  $c_p \overline{T' W'_j}$  — турбулентный перенос энтальпии  $c_p T'$  посредством флуктуации скорости  $W'_j$ ;

3) в уравнении диффузии  $\overline{C' W'_j}$  — турбулентный диффузионный перенос массы компонента с концентрацией  $C$  посредством флуктуации скорости  $W'_j$ .

Появление этих новых неизвестных делает систему уравнений Рейнольдса незамкнутой и требует введения дополнительных уравнений. Система уравнений относительно осредненных параметров получается более сложной, чем исходная (см. табл. 1.1), т. е. введение интегральных характеристик, таких, как осредненная скорость, осредненное давление и другие, усложняет уравнения переноса. Этот на первый взгляд неожиданный и парадоксальный факт на самом деле является неизбежным следствием нелинейности исходных уравнений. Из-за невозможности выразить тензор напряжения Рейнольдса  $\overline{W'_i W'_j}$  через осредненные параметры число неизвестных оказывается больше числа имеющихся уравнений, а система уравнений Рейнольдса — незамкнутой. Для замыкания системы используют модели турбулентности.

Моделью турбулентности называют уравнение или систему уравнений, содержащие неизвестные величины, возникающие в системе уравнений Рейнольдса в результате осреднения параметров, и позволяющие замкнуть систему. Классификация моделей турбулентности, а также анализ основных моделей, используемых в теории поршневых двигателей, даны в [4]. Специфика внутрицилиндровых процессов при их моделировании кроме моделей турбулентности требует использования моделей горения и образования вредных компонентов в продуктах сгорания, что обуславливает применение наряду с рассмотренными выше уравнениями

Таблица 1.1

УРАВНЕНИЯ ЗАКОНОВ СОХРАНЕНИЯ КАК ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ ОБОБЩЕННОГО ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ		
$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho \Phi) + \operatorname{div} (\rho \vec{W} \Phi) = \operatorname{div} (\Gamma_{\Phi} \operatorname{grad} \Phi) + S_{\Phi} \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial \tau} (\rho \Phi) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho W_j \Phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) + S_{\Phi}$		
Уравнение сохранения количества движения (уравнение Навье – Стокса) $\Phi = W_i, \Gamma_{\Phi} = \mu,$ $S_{\Phi} = G_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + V_{\mu}$	Исходная форма	$\rho \frac{DW_i}{D\tau} = G_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \frac{\partial W_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial W_k}{\partial x_k} \right) \right]$ $(i, j, k = 1, 2, 3).$
	Форма Рейнольдса	$\bar{\rho} \frac{D\bar{W}_i}{D\tau} = \bar{G}_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial \bar{W}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{W}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{W}_k}{\partial x_k} \right) \right] - \frac{\partial \overline{\rho W'_i W'_j}}{\partial x_j},$ <p>где <math>\overline{\rho W'_i W'_j}</math> – тензор рейнольдсовых пульсационных напряжений, определенный по турбулентным скоростям;  <math>\overline{\tau_{ij}} = \mu \left( \frac{\partial \bar{W}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{W}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{W}_k}{\partial x_k} \right)</math> – тензор вязких (турбулентных) напряжений, определенный по осредненным значениям компонент скорости</p>

Уравнение сохранения энергии $\Phi = H, \Gamma_\Phi = \frac{\lambda}{c_p}$ $S_\Phi = \frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\tau_{ij} W_j) + G_j W_j + w_r Q_r + \frac{\partial q_{R_j}}{\partial x_j}$	Исходная форма	$\rho \frac{DH}{D\tau} = G_j W_j + \frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\tau_{ij} W_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + w_r Q_r + \frac{\partial q_{R_j}}{\partial x_j}$
	Форма Рей-нольдса	$\frac{D\bar{H}}{D\tau} = \bar{G}_j \bar{W}_j + \frac{\partial \bar{p}}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} \bar{W}_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - c_p \bar{\rho} T' W_j' \right) + \bar{w}_r \bar{Q}_r + \frac{\partial \bar{q}_{R_j}}{\partial x_j}, \text{ где } c_p \bar{\rho} T' W_j' - \text{ турбулентный перенос энтальпии}$ $\bar{\rho} c_p T' \text{ посредством флуктуации скорости } W_j'$
Уравнение сохранения массы (неразрывности) $\Phi = 1, \Gamma_\Phi = 0, S_\Phi = 0$	Исходная форма	$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho W_j) = 0$
	Форма Рей-нольдса	$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} W_j) = 0$

Окончание табл. 1.1

Уравнение диффузии (концентрации) для $l$ -го компонента $C_l$ $\Phi = \frac{\rho}{S_\Phi}, \Gamma_\Phi = D_l \rho,$ $S_\Phi = \dot{m}_l$	Исходная форма	$\frac{DC}{D\tau} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( D \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) + \dot{m} \quad (i, j, k = 1, 2, 3)$
	Форма Рейнольдса	$\frac{D\bar{C}}{D\tau} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( D \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j} - \overline{C'W_j'} \right) + \bar{\dot{m}},$ где $\overline{C'W_j'}$ – турбулентный диффузионный перенос массы компонента, концентрация которого $C$ , посредством флуктуации скорости $W_j'$ (индекс $l$ опущен)
П р и м е ч а н и е. В уравнениях применяется правило суммирования по индексу $(i, j, k = 1, 2, 3)$ , повторяющемуся дважды, а осреднение осуществляется по Фавру, т.е. с использованием плотности в качестве весовой функции.		

переноса соотношений химической кинетики. Связь между уравнениями гидрогазодинамики и химической кинетики устанавливают через источниковые члены уравнений энергии и диффузии, содержащие  $w_r$  и  $\dot{m}$  (см. табл. 1.1). Для решения задач локального теплообмена в камере сгорания необходимы модели пограничного слоя, турбулентное течение в которых обычно характеризуется низкими числами Рейнольдса (так называемая низкорейнольдсовая турбулентность). Как следствие, для основной части камеры сгорания (ядро турбулентного движения) применяют высокорейнольдсовые, а для пристеночной области (пограничный слой) низкорейнольдсовые модели турбулентности. Все эти особенности поршневых двигателей изложены в [4, 5].

## **2. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В ЦИЛИНДРАХ ДИЗЕЛЯ И БЕНЗИНОВОГО ДВИГАТЕЛЯ**

В настоящее время компьютерное моделирование в процессе разработки и доводки двигателей становится одним из решающих факторов, обеспечивающих снижение затрат времени на их создание, следовательно, повышение конкурентоспособности продукции автомобильной промышленности [9]. С помощью программного обеспечения, построенного на методах трехмерного моделирования течения сплошных сред, можно получить информацию, которую крайне сложно, а иногда и невозможно найти экспериментально. Владение такой информацией позволяет принять верное конструкторское решение еще на стадии концептуального проектирования, когда стоимость изменения конструкции оказывается существенно меньше, чем при изготовлении прототипа.

Существует множество программных комплексов, позволяющих моделировать различные физические процессы, происходящие как внутри цилиндра двигателя, так и в автомобиле в целом.

Для расчетов процессов внутри цилиндра поршневого двигателя, а также в его системах могут использоваться как специализированные программные комплексы FIRE, VECTIS, KIVA, основанные на технологии Computational Fluid Dynamics (CFD), так и универсальные CFD-коды, например STAR-CD, FLUENT, ANSYS/Flotran, PHOENICS. Оценка качества рабочего процесса также возможна посредством программных продуктов, реализующих термодинамический или феноменологический подход, таких как BOOST, WAVE, GT-Power, из отечественных разработок — «Дизель-ПК», «Импульс», «Волна», NKIU и др. Стоит отметить, что безуслов-

ным преимуществом над остальными обладают специализированные программные комплексы. Именно их применение на всех стадиях создания двигателя, дополненное опытом конструкторов и подтвержденное результатами, полученными на экспериментальных стендах, позволяет создавать современную эффективную продукцию.

### **2.1. Основные особенности программного комплекса FIRE**

AVL List GmbH (г. Грац, Австрия) разрабатывает, использует и представляет на рынок широкий перечень программного обеспечения для моделирования работы двигателя и автомобиля в целом. Программное обеспечение AVL можно условно разделить на две группы [11, 12]:

- для моделирования динамики жидкости и газа в одномерной и трехмерной постановке (FIRE, BOOST, HYDSIM);
- для моделирования механических систем с помощью методов динамики многомассовых систем (EXITE, CRUISE).

AVL FIRE — это широко известный программный комплекс, реализующий технологию вычислительной динамики жидкости и газа. Данный продукт включает специализированные модули для анализа процессов в двигателях внутреннего сгорания и состоит из модуля FAME — автоматического генератора сеток, ядра FIRE, в котором непосредственно проводится расчет, и модуля IMPRESS — встроенного постпроцессора.

Работа ядра FIRE основана на методе контрольных объемов (КО) с использованием усовершенствованного алгоритма SIMPLE для расчетов широкого диапазона течений. Среди основных возможностей FIRE можно выделить следующие [12]:

- создание структурированных и неструктурированных сеток любой сложности;
- использование скользящих (для расчетов течения газа в межлопаточных каналах турбин или моделирования внутреннего объема роторных двигателей) и перемещающихся сеток (учет поступательного движения поршня и клапанов в цилиндре двигателя);
- дифференцирование высокого порядка;
- моделирование стационарных и нестационарных, сжимаемых и несжимаемых течений;

- реализация широкого спектра моделей турбулентности;
- расчет процессов в цилиндре двигателя при использовании разных видов моторного топлива (в том числе природного газа и водорода), параметры топлива могут задаваться пользователем;
- создание моделей впрыскивания топлива и расчета пленочного течения;
- применение моделей сгорания, описывающих процессы в различных типах двигателей (в том числе одновременное горение нескольких видов топлива);
- исследование течения в форсунках бензиновых и дизельных двигателей (с учетом кавитации);
- добавление пользовательских функций, расширяющих функциональность программного комплекса моделями сторонних разработчиков.

В программном комплексе также реализована возможность многопроцессорных расчетов в режимах распараллеливания с общей памятью (Shared Memory Parallel, SMP) и управления передачей данных между вычислительными узлами сети (Message Passing Interface, MPI).

Как видно, область применения программного комплекса FIRE довольно широка. На сегодняшний день его используют на этапе проектирования двигателя для анализа и оптимизации геометрической формы впускных каналов и камеры сгорания, расчета вихревого числа и коэффициента наполнения, параметров топливоподачи, процессов воспламенения, горения и образования токсичных компонентов отработавших газов, моделирования процессов в системах нейтрализации отработавших газов и др. [11, 12]. Кроме того, FIRE применяют для моделирования кавитации в сопловых отверстиях форсунок и расчетов течения в рубашках охлаждения двигателей внутреннего сгорания.

## 2.2. Описание интерфейса программного комплекса FIRE

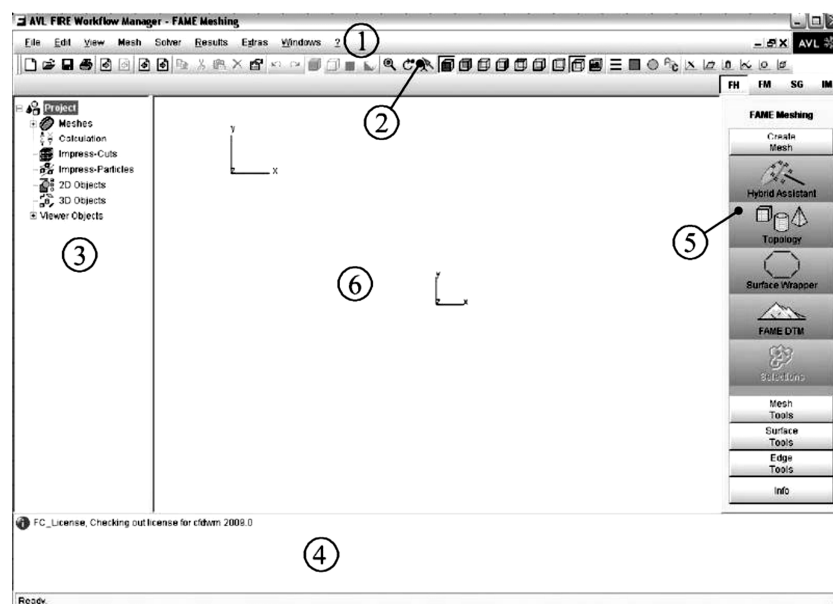
Графический пользовательский интерфейс (GUI), реализованный в FIRE Workflow Manager (FIRE WM), дает возможность пользователю создавать новые и редактировать существующие проекты, осуществлять разбиение расчетной области на КО в



полуавтоматическом (посредством генератора сеток FAME) и автоматическом (FAME Hybrid) режимах, задавать начальные и граничные условия, а также другие параметры расчета (Solver Steering File, .ssf), проводить расчет и промежуточный контроль результатов, постобработку данных (модуль IMPRESS).

Запуск FIRE WM осуществляется через меню Пуск\Все программы\AVL\Fire\AVL AST или активизацией соответствующей иконки на рабочем столе.

Главное окно программы FIRE WM представлено на рис. 2.1. Каждая пользовательская задача в FIRE WM представляется в виде проекта со своим набором файлов и подкаталогов, отраженных в дереве проекта (поз. 3). Панель компонентов (поз. 5) позволяет запускать отдельные программные продукты, входящие в AVL FIRE. Остальные элементы рабочего окна соответствуют интерфейсу большинства распространенных программ.



**Рис. 2.1.** Главное окно FIRE Workflow Manager:

1 — меню программы; 2 — панель инструментов; 3 — дерево проекта; 4 — информационная панель; 5 — панель компонентов FIRE; 6 — расчетная область

### 2.3. Генерация контрольно-объемной сетки

На этапе подготовки любого расчета проводится разбиение рассматриваемой области на элементы (КО). Следует отметить, что одним из преимуществ программного комплекса FIRE по сравнению с другими коммерческими продуктами считается возможность моделирования подвижных границ расчетной области [10]. В случае расчетов процессов в поршневых двигателях подвижными элементами, как правило, являются клапаны и поршень двигателя.

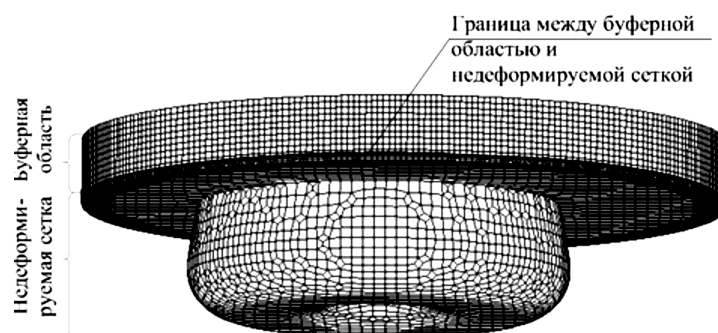
Необходимо подчеркнуть важность генерации сетки для получения точных результатов вычислений, поскольку грубое или неточное разбиение может существенно повлиять на параметры потока жидкости или газа. Особое внимание требуется обратить на корректность разбиения областей со сложной геометрией: выточек под клапаны, участков вблизи кромок камеры сгорания в поршне (для дизеля) и вытеснителя (для бензинового двигателя), для впускных и выпускных клапанов — зазора между седлом и соответствующим клапаном при закрытии и открытии. При моделировании процессов впрыскивания необходимо обеспечить уменьшение шага сетки по направлениям распространения струй топлива.

Важным аспектом трехмерных расчетов рабочего процесса в двигателе является возможность определения граничных условий теплоотдачи (температуры газа за пограничным слоем и коэффициента теплоотдачи) со стороны рабочего тела в стенки камеры сгорания, которые используются для моделирования теплонапряженного состояния деталей цилиндропоршневой группы на конечно-элементной сетке (в ANSYS, ABAQUS, NASTRAN). В этом случае качество сетки вблизи твердых поверхностей оказывает существенное влияние на расчетные значения теплового и динамического пограничных слоев, а следовательно, на локальные тепловые потоки в стенки. Генератор сетки FAME позволяет задать произвольное число дополнительных слоев КО вблизи стенки, однако их должно быть не менее двух.

На практике применяют две стратегии построения контрольно-объемной сетки с подвижными границами.

1. Разбиение расчетной области с недеформируемыми границами (например, внутренний объем камеры сгорания при положении

поршня в ВМТ\*) в FAME Hybrid с последующим построением деформируемой по оси цилиндра сетки, моделирующей изменение объема цилиндра двигателя в зависимости от угла ПКВ\*\* (рис. 2.2). При этом во время движения поршня от НМТ\*\*\* к ВМТ переразбиение расчетной области не проводится или выполняется всего несколько раз (однократно, чаще двукратно). Деформация сетки при движении поршня моделируется средствами FAME Engine (см. разд. 2.3).



**Рис. 2.2.** Пример разбиения расчетной области на КО с использованием FAME Engine (двигатель с воспламенением от сжатия ЯМЗ-236,  $D/S = 130/140$ ;  $\epsilon = 16,5$ ;  $i = 6$ ;  $N_e = 191$  кВт при  $n = 2060$  мин<sup>-1</sup>)

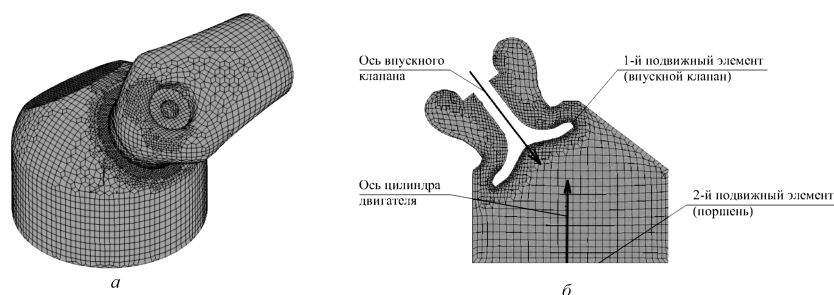
2. Осуществляется многократное переразбиение расчетной области на КО (каждые 5–10° угла ПКВ), при этом сетка для промежуточных значений угла ПКВ получается деформированием КО в направлении осей цилиндра, впускного или выпускного клапана (рис. 2.3). Построение контрольно-объемной сетки происходит в автоматическом режиме при использовании FAME Engine Plus (см. разд. 2.3).

Ограничения первого варианта зависят от особенностей построения сетки и заключаются в невозможности моделирования перемещения нескольких подвижных элементов одновременно, что не позволяет рассчитать реальное поле скоростей в цилиндре двигателя в момент закрытия клапанов. Кроме того, затруднен

\* ВМТ — верхняя мертвая точка.

\*\* ПКВ — поворот коленчатого вала.

\*\*\* НМТ — нижняя мертвая точка.



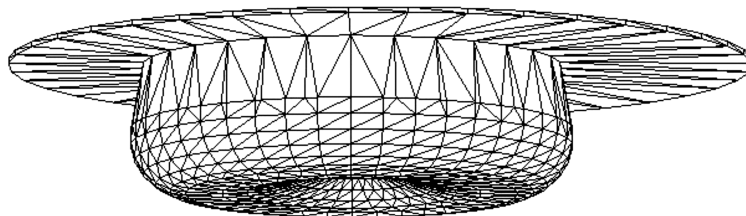
**Рис. 2.3.** Пример разбиения расчетной области на КО с использованием FAME Engine Plus (двигатель с воспламенением от электрической искры М9ФВ,  $D/S = 105/130$ ;  $\epsilon = 6,5$ ;  $i = 9$ ;  $N_e = 268$  кВт при  $n = 2800$  мин<sup>-1</sup>):

*a* — изометрия; *б* — сечение по оси впускного клапана

учет сложной геометрии огневого днища головки цилиндра, что критично для бензиновых двигателей, у которых, как правило, значительный объем камеры сгорания располагается в головке. Этим недостатком лишен второй способ разбиения, поэтому он более предпочтителен для расчетов процессов в поршневых двигателях. Тем не менее использование FAME Engine оправданно на этапе предварительных расчетов ввиду относительной простоты процесса разбиения на КО, а следовательно, меньших затрат времени на подготовку.

*Разбиение расчетной области при использовании FAME Engine.* Построение контрольно-объемной сетки с использованием FAME Engine рассматривается на примере дизеля ЯМЗ-236 ( $D/S = 130/140$ ;  $\epsilon = 16,5$ ;  $i = 6$ ;  $N_e = 191$  кВт при  $n = 2060$  мин<sup>-1</sup>). Как правило, в трехмерной постановке процессы переноса, смесеобразования и сгорания на тактах сжатия и рабочего хода моделируют для одного цилиндра двигателя, поэтому компоновка цилиндров (в данном случае их V-образное расположение) не учитывается.

Построение исходной поверхностной сетки (рис. 2.4) может осуществляться в любой программе твердотельного моделирования (SolidWorks, CATIA, «Компас-3D» и пр.). В FIRE WM поверхностная сетка импортируется в формате .stl, при этом желательно избегать кириллицы в названии файла, а также в пути до папки, в которой сохранен расчет.



**Рис. 2.4.** Исходная поверхностная сетка, моделирующая внутренний объем камеры сгорания двигателя ЯМЗ-236 (при положении поршня в ВМТ)

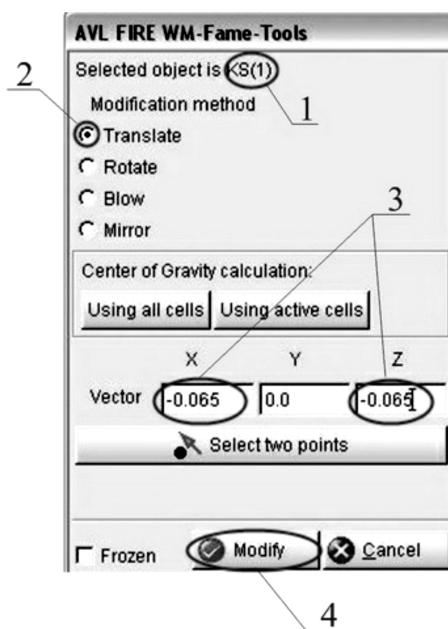
Далее принята такая последовательность действий.

1. В начале работы с FIRE WM необходимо сохранить файл проекта с выбранным именем (в примере — D\_2060). Тогда в пользовательской папке программой создаются новые папки: Calculation с исходными данными и результатами расчетов и Meshes со всеми используемыми поверхностными и объемными сетками и самим файлом проекта с расширением .fpr.

2. Импорт поверхностной сетки KS.stl осуществляется командой Import в меню File.

3. После импортирования необходимо проконтролировать положение начала координат, которое должно совпадать с осью цилиндра (для удобства задания направления движения поршня и положения свечи зажигания или форсунки). Если совпадения нет, командой Translate из меню Modify выполняется перемещение сетки Mesh\Mesh Tools\Modify (рис. 2.5). Для вызова диалогового окна Modify можно также использовать боковую панель FAME Hybrid справа от рабочего окна FIRE WM. В открывшемся окне задают редактируемую сетку (на рис. 2.5 поз. 1), для этого левой кнопкой мыши выделяют ее в окне FIRE WM или в дереве проекта слева от рабочего окна. Затем указывают метод модификации сетки Translate (поз. 2), значение смещения сетки (поз. 3) и подтверждают ввод данных кнопкой Modify (поз. 4). В примере ось Y соответствует направлению оси цилиндра, поэтому смещение по ней не проводится. Для выхода из диалогового окна используется Cancel.

4. Затем указывают ребра разбиваемой области, сохраненные в процессе разбиения, как правило, это кромки камеры в поршне для двигателей с разделенной и полуразделенной камерами сгорания, ребра сопряжений поверхностей огневого днища поршня/головки



**Рис. 2.5.** Диалоговое окно Modify

с гильзой, а также ребра тарелок и седел клапанов. Для этого создают сетку, содержащую данные ребра: Mesh\Edge Tools\Auto Edge (рис. 2.6), выбирают исходную геометрию (поз. 1), тип ребер — замкнутые (поз. 2) и условие их выделения — угол между сопрягаемыми поверхностями (поз. 3). В нашем случае при угле менее  $40^\circ$  поверхности считают единым целым и ребро в месте их сопряжения не выделяется. Результат построения приведен на рис. 2.7.

5. Если в процессе разбиения проводится уменьшение шага сетки вблизи отдельных поверхностей, следует заранее выделить эти поверхности (см. п. 8).

6. Параметры процесса разбиения недеформируемой сетки задают в диалоговом окне Hybrid Assistance (Mesh\Fame Hybrid\Hybrid Assistance). Перед началом процесса необходимо сохранить файл проекта. Укажем исходные сетки — поверхностную и содержащую ребра камеры сгорания (рис. 2.7), в следующем окне — Fame Advance Hybrid в качестве мастера разбиения,

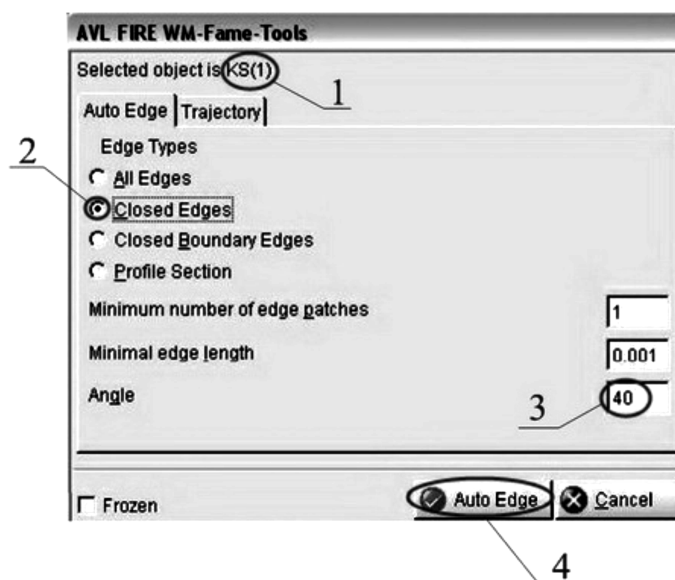


Рис. 2.6. Диалоговое окно Edge Tools

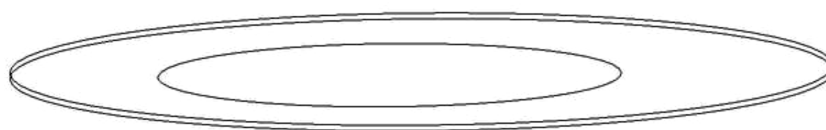


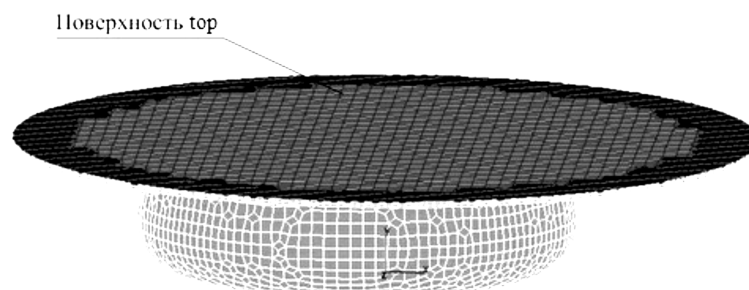
Рис. 2.7. Ребра камеры сгорания двигателя ЯМЗ-236

максимальный размер КО, равный 0,003 м для данного расчета (минимальный размер будет пересчитан автоматически), а также число пограничных слоев. На вкладке Selection refinement зададим поверхности, на которых происходит измельчение сетки, и деактивируем флаг Auto refinement. Выберем Use advance settings и активируем флаг KeepAllSurfaceCells, последний позволит сохранить ячейки, если они выступают за разбиваемую область. Разбиение на КО начинается при нажатии на кнопку Finish.

7. Результирующая сетка KSAutoMesh.flm (см. рис.2.2, недеформируемая часть) импортируется в проект из папки Meshes. Далее необходимо визуально проконтролировать корректность разбиения расчетной области, особое внимание уделяя кромкам каме-

ры сгорания. В FIRE WM также существует инструмент проверки качества сетки: Mesh\Info\Checks. Данная проверка позволяет выявить элементы с отрицательными объемами и нормальными, наличие которых может привести к неустойчивости расчета. Если разбиение выполнено некорректно, проводят переразбиение с меньшими размерами ячейки или уменьшение шага сетки на отдельных поверхностях.

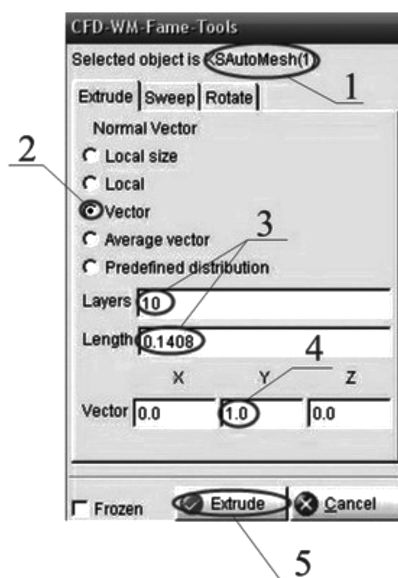
8. Верхняя поверхность получившейся сетки будет использована для создания деформируемой в процессе движения поршня контрольно-объемной сетки (буферная область на рис. 2.2). Для этого ее выделяют Mesh\Selections, на вкладке Create указывают тип (Face) и имя выделения (в примере — top), нажатием на кнопку Create and modify создают выделение и переходят к его редактированию. На вкладке Modify указывают способ выделения Add by Angle (угол имеет значение, аналогичное указанному в п. 4), нажатием кнопки Define переводят систему в режим указания поверхности в рабочем окне (рис. 2.8).



**Рис. 2.8.** Выделение поверхности top для дальнейшего разбиения

9. Сопряженная сетка строится на основе поверхности top. Для редактирования только этой поверхности ее необходимо сделать активной (Mesh\Selections), т. е. на вкладке View выбрать соответствующую поверхность и подтвердить выбор кнопкой Apply, при этом отображается только активная поверхность. Затем в рабочем окне выделяют top и запускают диалоговое окно работы с сеткой Mesh\Mesh Tools\Enlarge (рис. 2.9). На вкладке Extrude задают следующие параметры разбиения: вектор в качестве способа задания



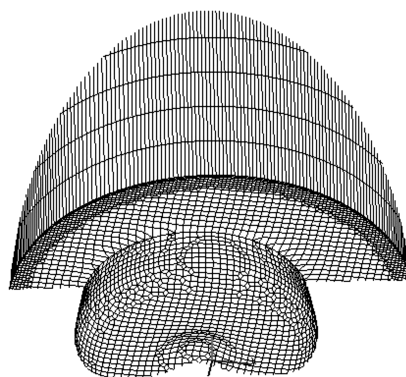


**Рис. 2.9.** Диалоговое окно Enlarge

направления (поз. 2), количество промежуточных слоев и расстояние, на которое осуществляется выдавливание сетки (поз. 3), а также направление выдавливания (поз. 4). В данном случае расстояние соответствует рабочему ходу поршня, увеличенному на некоторое значение (в примере 0,8 мм), оставляемое для буферного слоя в ВМТ. После построения сетки (кнопкой Extrude) следует деактивировать поверхность top на исходной сетке.

10. Сетку, получившуюся выдавливанием (enlarged\_1\_of\_KSAutoMesh), и ранее созданную KSAutoMesh необходимо объединить. Для этого обе сетки выделяют в рабочем окне FIRE WM (левой кнопкой мыши с зажатой клавишей Ctrl). Далее запускают диалоговое окно Mesh\Mesh Tools\Connect, в котором на первой вкладке указывают Join Meshes (исходные сетки можно удалить). Результатом объединения является новая сетка с именем Joined\_1, однако она имеет границу между камерой сгорания и объемом цилиндра двигателя, что недопустимо. Для удаления данной границы на вкладке Conform connect диалогового окна Connect в качестве текущей выбирают сетку Joined\_1, определяют допуск (кнопка Calculate default value), подтверждают кнопкой Conform connect.

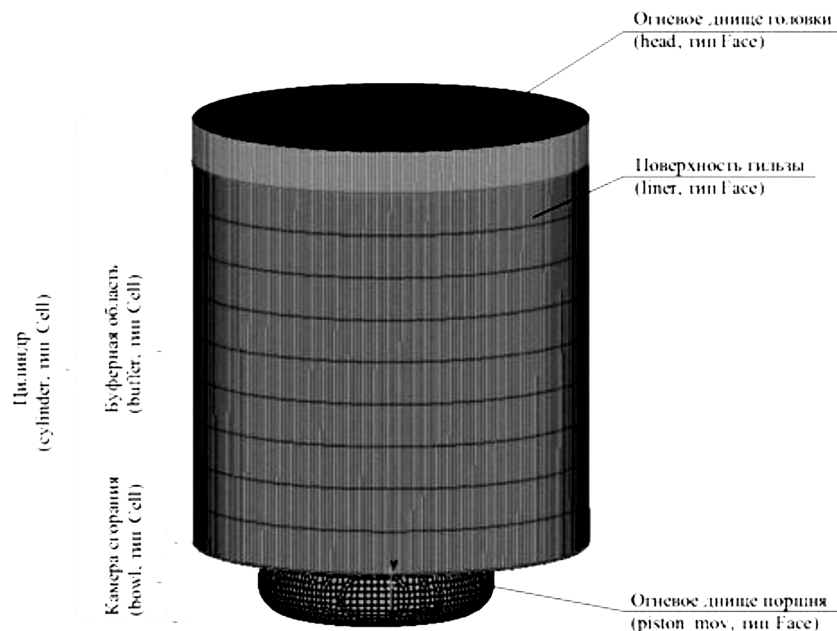
Существует удобный способ контроля корректности объединения сеток: в рабочем окне FIRE WM при зажатой клавише Shift движением колеса мыши регулируют положение секущей плоскости текущего вида (рис. 2.10). Если объединение выполнено правильно, разграничивающая объемы цилиндра и камеры в поршне поверхность отсутствует.



**Рис. 2.10.** Проверка корректности объединения сеток

11. Получившуюся сетку для удобства можно переименовать (в примере — HD\_180). Для моделирования перемещения поршня на данной сетке следует выделить области (Cell) и поверхности (face), представленные на рис. 2.11. Процедура создания выделения описана в п. 8, в качестве способа выделения для областей сетки (типа Cell) удобно использовать Add by Polygon. При этом в буфер входит объем цилиндра двигателя без камеры сгорания и одного верхнего слоя ячеек. Выделенные поверхности (головка, гильза, поршень) используют для задания граничных условий.

12. Дальнейшее построение сетки проводят в FAME Engine: Mesh\FAME Motion\FAME Engine. На вкладке Meshes указывают рабочую сетку (в примере HD\_180), значение угла, которому она соответствует ( $180^\circ$ ), и подтверждают создание деформируемой сетки кнопкой Create Moving Set. Вкладка Moving mesh parts позволяет задать имя подвижного элемента (piston), для него выбрать bowl как подвижный объем (Moving selection), buffer в качестве буфера (Buffer selection), интерполяцию (Interpolation



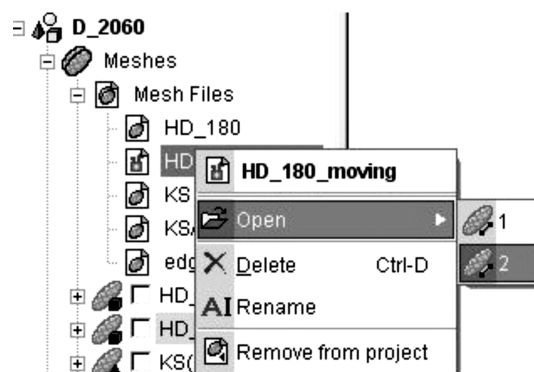
**Рис. 2.11.** Выделение поверхностей для моделирования движения поршня в FAME Engine

selection) — cylinder, а также способ описания движения поршня — Piston Displacement Function. Из геометрических параметров при этом задают длину шатуна conrod (в примере 0,27 м), ход поршня (stroke = 0,14 м) и направление его движения (ось по двум точкам).

На вкладке Control center задают начальный и конечный углы движения сетки (180 и 330° соответственно), а также шаг по углу ПКВ (Angle increment = 10°). Ввод данных подтверждается нажатием кнопки Move. После окончания перемещения сетки необходимо сохранить результат (Save Moving Sets).

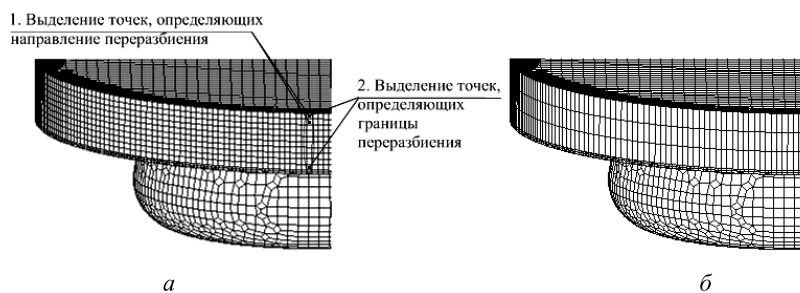
13. Для КО существует ограничение по соотношению сторон (1:10 для меньшей и большей сторон), которое может нарушаться в случае деформации сетки во время перемещения поршня к ВМТ. Чтобы этого избежать, осуществляется переразбиение расчетной области при определенном значении угла ПКВ (в примере 330°).

Для переразбиения необходимо открыть сетку, соответствующую 330° (рис. 2.12), и скопировать ее (Copy и Paste в дере-



**Рис. 2.12.** Открытие подвижной сетки, соответствующей 330° ПКВ

ве проекта). Скопированная сетка для удобства переименовывается в HD\_330. Далее запускается диалоговое окно Mesh\Mesh Tools\Refine\Redimension, выбирается сетка HD\_330. В графе Line selection активируется кнопка Create и задается направление переразбиения двумя точками на двух близлежащих ячейках в вертикальном направлении (рис. 2.13, *а*), после выбора столбец ячеек выделяется другим цветом. Диапазон переразбиения указывается кнопками Pick в графах начальной и конечной ячеек. После нажатия кнопки Find Layers в графе Layers list появится новый слой Layer\_0. Для определения параметров переразбиения этот слой нужно выбрать в списке, задать число слоев после переразбиения Number of distributions (в примере три слоя), а также показа-



**Рис. 2.13.** Выполнение операции переразбиения расчетной области: *а* — внутренний объем цилиндра до переразбиения; *б* — после переразбиения

тель разбиения  $\text{Compression factor} = 1$ , т. е. равномерное разбиение (рис. 2.13, б). Кнопкой Redimension подтверждается ввод данных, и начинается переразбиение расчетной области.

14. В процессе переразбиения некоторые выделенные ранее поверхности (liner, head) и объемы (buffer, cylinder) изменились, поэтому их необходимо перезадавать заново (см. п. 11).

Далее моделируется движение сетки от  $330^\circ$  до  $390^\circ$  ПКВ. Для этого в диалоговом окне FAME Engine выбирают в качестве текущей сетку HD\_330, значение угла  $330^\circ$ , 330 в графе статуса (HD\_180 180 330) и активируют кнопку Append mesh. В результате графа статуса примет вид HD\_180 180 330 Rezone 330. На вкладке Control center в качестве начального и конечного углов разбиения указывают  $330^\circ$  и  $390^\circ$  ПКВ, после чего строят сетку с шагом  $5^\circ$ . При этом создают две промежуточные сетки ( $330\text{--}360^\circ$  и  $360\text{--}390^\circ$ ), что отражается в графе статуса.

Если в процессе построения сетки работа с проектом будет временно приостановлена (с закрытием FIRE WM и сохранением текущих результатов), для возобновления работы в FAME Engine на вкладке Control center необходимо активировать Load Status и указать файл, содержащий данные сетки (HD\_180\_moving.feg).

15. Построение сетки завершается ее перемещением от  $390^\circ$  до  $540^\circ$ , вместо переразбиения при  $390^\circ$  можно воспользоваться существующей сеткой HD\_180\_moving(2). В этом случае дальнейшие действия с данной сеткой совпадают с п. 14 в диапазоне углов  $390\text{--}540^\circ$  с шагом  $10^\circ$ . По окончании результаты сохраняют, после чего они становятся доступны в дереве проекта Meshes — Mesh Files (см. рис. 2.12).

Удобным инструментом контроля результата служит Dummy Run (соответствующая вкладка диалогового окна FAME Engine), позволяющий визуализировать движение подвижных элементов сетки.

*Разбиение расчетной области средствами FAME Engine Plus.* Построение контрольно-объемной сетки с использованием FAME Engine Plus показано на примере авиационного поршневого двигателя М9ФВ для  $D/S = 105/130$ ,  $\varepsilon = 6,5$ ,  $i = 9$ ,  $N_e = 268$  кВт при  $n = 2800$  мин $^{-1}$  (см. рис. 2.3) с впрыскиванием топлива во впускной коллектор. Моделируются такты впуска, сжатия и рабочего хода, перекрытие клапанов не рассматривается.

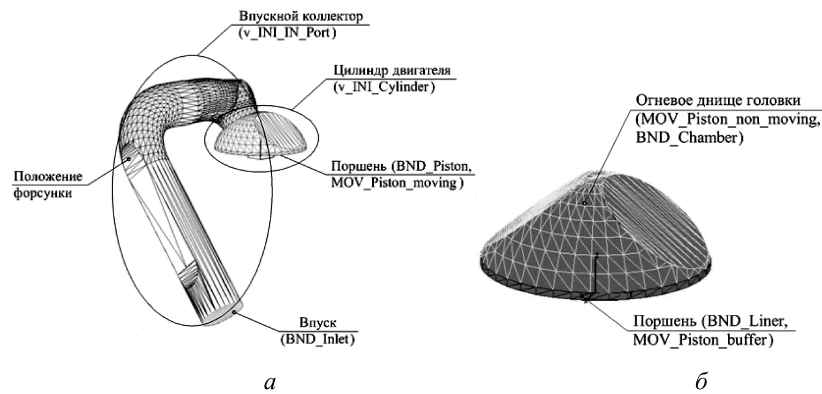
Во многом процедура создания сетки с подвижными границами средствами FAME Engine Plus аналогична описанной выше, однако в этом случае возможен учет нескольких подвижных элементов (помимо поршня — впускных и выпускных клапанов). Генератор сетки FAME Engine Plus позволяет провести разбиение на КО в полностью автоматическом режиме. При этом до начала процедуры разбиения следует определить оптимальные для данной геометрии размеры ячеек, а также выделить все поверхности и объемы, необходимые для перемещения сетки и задания граничных условий.

При разбиении на КО внутренних объемов цилиндра и впускного коллектора двигателя М9ФВ выполняется последовательность операций, рассмотренная ниже.

1. Строим твердотельные модели исследуемого двигателя. Исходные поверхностные сетки должны отражать изменение геометрии расчетной области: при открытом впускном клапане учитывается объем впускного коллектора с установленной топливной форсункой (рис. 2.14, *а*). После закрытия впускного клапана, в момент начала такта сжатия до открытия выпускного клапана (окончание расчета) расчетная область представляется только объемом цилиндра двигателя с подвижным поршнем (рис. 2.14, *б*).

2. Обозначаем поверхности, необходимые для моделирования движения поршня и клапана, а также задания граничных и начальных условий расчета. При выделении поверхностей следует придерживаться определенного формата обозначения (табл. 2.1). Так, поверхности и объемы, заданные как *\_*имя поверхности/объема*\_*, на объемную сетку перенесены не будут, поэтому данное обозначение часто применяют при выделении поверхностей для измельчения сетки во время ее создания (например, *\_REF\_Seat\_1*).

В рассматриваемом примере на исходной сетке (рис. 2.14, *а*) выделяются следующие поверхности и объемы (типа Cell): для инициализации расчета (задание начальных условий) — *v\_INI\_IN\_Port* и *v\_INI\_Cylinder*, для задания граничных условий — *BND\_Piston*, *BND\_Liner*, *BND\_Chamber*, *BND\_Port* (поверхность впускного коллектора), *BND\_Inlet*, *BND\_Valve* (рис. 2.15), для моделирования перемещения поршня и клапана — *MOV\_Piston\_buffer*,



**Рис. 2.14.** Представление расчетной области (внутренние объемы цилиндра и впускного коллектора двигателя М9ФВ) в виде конечного числа контрольных объемов:  
*а* — начало такта впуска; *б* — начало такта расширения

MOV\_Piston\_moving, MOV\_Piston\_non\_moving (рис. 2.14, *а, б*), MOV\_Valve\_buffer, MOV\_Valve\_moving, MOV\_Valve\_non\_moving (рис. 2.15). Кроме того, необходимо обеспечить измельчение сетки вблизи клапана (\_REF\_Valve\_1, \_REF\_Valve\_2, \_REF\_Valve\_3), а также седла клапана (\_REF\_Seat\_1).



**Рис. 2.15.** Задание поверхностей на впускном клапане двигателя М9ФВ

3. Чтобы определить оптимальный размер КО, необходимо рассмотреть геометрию расчетной области в наиболее критичный момент времени (при угле ПКВ), соответствующий минимальному за-

Таблица 2.1

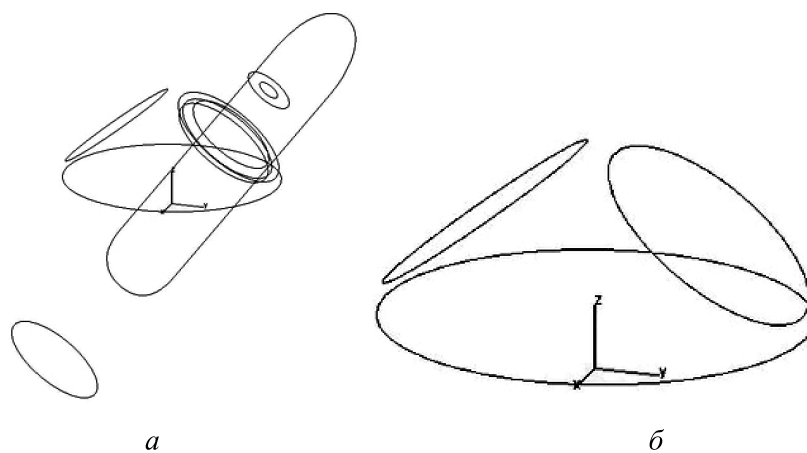
Обозначение	Выбор
BND_<имя поверхности/объема>	Граничных условий
REF_<имя поверхности/объема>	Поверхностей для измельчения сетки
MOV_<имя поверхности/объема>	Поверхностей, описывающих подвижные границы сетки
CON_<имя поверхности/объема>	Ребер на границах контактирующих поверхностей
REM_<имя поверхности/объема>	Ребер (поверхностей) объемов для последующего удаления
v_<имя объема>	Поверхности для последующего создания объемного выделения (после разбиения на КО)

зору между клапаном ( $\sim 0,25$  мм) и седлом или положению поршня в ВМТ. Разбиение проводится средствами FAME Assistance (см. п. 1–7 предыдущего подраздела) и предусматривает выделение ребер, которые необходимо сохранить в процессе разбиения для всех исходных сеток при открытом и закрытом впускном клапане (рис. 2.16). В примере максимальный размер КО составил 4 мм (минимальный — 2 мм), на поверхности клапана сетка измельчается до 1 мм.

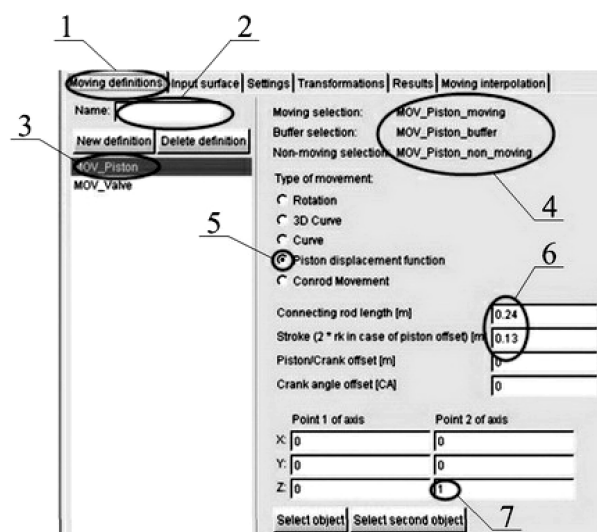
4. Создаем новый проект, в который импортируем исходные сетки с ранее выделенными поверхностями и ребрами (см. выше). Вызываем диалоговое окно FAME Engine Plus: Mesh\FAME Motion\FAME Engine Plus, задаем имя и тип (FAME Hexa/FAME Hybrid) fer-проекта.

5. В открывшемся диалоговом окне во вкладке Moving definitions (аналог Moving mesh parts, см. п. 12 предыдущего раздела) задаем параметры подвижных элементов сетки, в примере поршень и впускной клапан (рис. 2.17). После задания имени (поз. 2, 3) системой в качестве подвижных элементов выбираются ранее выделенные поверхности с названиями, начинающимися с MOV (MOV\_Piston\_buffer, MOV\_Piston\_moving, MOV\_Piston\_non\_moving и MOV\_Valve\_buffer, MOV\_Valve\_moving, MOV\_Valve\_non\_moving соответственно для поршня и клапана). Далее для поршня,





**Рис. 2.16.** Ребра камеры сгорания двигателя М9ФВ для поверхностных сеток в момент:  
*a* — начала такта впуска; *б* — начала такта расширения



**Рис. 2.17.** Задание параметров подвижных элементов в Fame Engine Plus

как и в предыдущем примере, в качестве способа описания движения указываем Piston Displacement Function с геометрическими параметрами, приведенными на рис. 2.17.

В отличие от поршня для впускного клапана в отдельном файле с расширением .dat приводят значения подъема клапана (в мм) в зависимости от угла ПКВ (табл. 2.2). Также указывают направление оси впускного клапана (см. рис. 2.3, б). В примере точка 1 оси имеет координаты (0, 0.023, 0.03), точка 2 совпадает с началом координат.

Таблица 2.2

352	0
356	0.035529
358	0.079803
...	...
582	0.151695
584	0.107557
586	0

6. На вкладке Input surfaces нажатие Add surface позволяет задать исходную поверхностную сетку, а также диапазоны углов (Valid from...to...), при которых используется соответствующая поверхность. В примере для  $360 \dots 580^\circ$  ПКВ в качестве исходной берется сетка с впускным каналом (см. рис. 2.14, а, 2.16, а), для  $580 \dots 850^\circ$  ПКВ — без канала (см. рис. 2.14, б, 2.16, б). После добавления поверхностей кнопкой Validate surfaces необходимо проверить корректность заданных параметров.

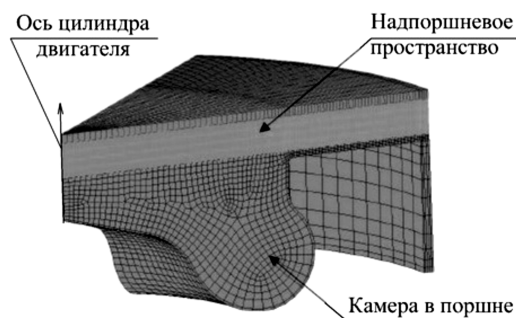
7. Вкладка Settings позволяет задать основные параметры генерации сетки: максимальный (минимальный) размер КО (в примере — 4 и 2 мм соответственно), число пограничных слоев, интервалы создания и деформации сетки (create step =  $10^\circ$  ПКВ, move step =  $5^\circ$  ПКВ), поверхности для создания соединительных ребер (BND\_Inlet), а также для измельчения сетки (см. п. 2). Кроме того, необходимо отметить флаг Keep boundary cells — аналог KeepAllSurfaceCells (п. 7 предыдущего раздела). После задания условий разбиения следует их сохранить (Save).

8. Процесс разбиения запускается кнопкой Start meshing, вкладка Results позволяет контролировать результат разбиения (кнопка Start GUI auto-update). Зеленым цветом выделены сетки (по интервалам разбиения), в которых автоматическая проверка качества не выявила погрешностей, желтым — обнаружено некорректное разбиение, не оказывающее существенного влияния на процесс расчета, красным — фатальные ошибки при разбиении (КО с отрицательными объемами и нормальными).

9. По окончании необходимо сохранить результаты разбиения (Write FMO file), после чего окно Fame Engine Plus может быть закрыто. В проект результирующая сетка (M9FVi.flm) импортируется из папки Meshes.

Как правило, количество КО в получившемся разбиении для сетки с подвижными границами, обеспечивающее приемлемую точность, составляет 30 000—90 000 для расчета без учета впускных/выпускных каналов и 80 000—200 000 с учетом процессов впуска/выпуска.

Отдельным инструментом исследования процессов в дизельных двигателях служит ESE Diesel. Расчетная область в этом случае представляет собой сектор камеры сгорания, разбиение проводится поворотом двумерной сетки вокруг оси цилиндра (рис. 2.18). Количество КО оказывается относительно небольшим, что позволяет проводить серии расчетов для определения оптимальных конструктивных и регулировочных параметров работы дизеля. Ограничения подобного подхода: во-первых, камера сго-




**Рис. 2.18.** Пример разбиения расчетной области на КО с использованием ESE Diesel

рания должна быть осесимметричной, а во-вторых, моделируются только сжатие и рабочий ход двигателя, впуск и выпуск учесть невозможно.

## 2.4. Задание параметров расчета

После создания контрольно-объемной сетки средствами Fame Engine (разд. 2.3) или Fame Engine Plus задают исходные данные расчета. В структуре проекта FIRE параметры сохраняют в отдельном файле в папке расчета <имя проекта>/Calculation/Case/case.ssf. Редактирование ssf-файла доступно из основного окна FIRE-WM: нажатием правой кнопки мыши на папке Calculation в дереве расчета выбираем New case (FIRE) и указываем ранее созданную сетку (в примерах — HD\_180\_moving.flm M9FVi.flm). Команда Edit SSF позволяет перейти непосредственно к заданию исходных данных (см. ниже).

*Задание исходных данных для расчета дизеля.* При задании исходных данных для расчета дизеля и бензинового двигателя соблюдают последовательность действий, фактически отраженную в дереве проекта ssf-файла (рис. 2.19), при этом неоговоренные значения задают по умолчанию.

1. Определяют тип расчета (окно Run mode), для поршневого двигателя с переменным внутренним объемом — Crank-Angle. Шаг по углу поворота коленчатого вала (Delta\_alpha) берется, как правило, равным  $0,5\text{--}1^\circ$  ПКВ при сжатии рабочего тела и  $0,1\text{--}0,25^\circ$  ПКВ при сгорании. Кроме того, существует возможность задания параметров расчета (в том числе и шага по углу) как в виде константы, так и таблицы. Для переключения в режим ввода таблицы нужно нажать интерактивную кнопку  рядом с полем ввода задаваемого параметра. Значения начального и конечного углов соответствуют моменту закрытия впускных и открытия выпускных клапанов, если в расчетной модели не учитывают впускные и выпускные каналы (в примере разд. 2.3 Start angle =  $245^\circ$ , End angle =  $440^\circ$ ). Если моделируется движение и впускных (выпускных) клапанов, расчет осуществляется для полного цикла двигателя (сквозной расчет). Также в окне Run mode задается частота вращения коленчатого вала двигателя.

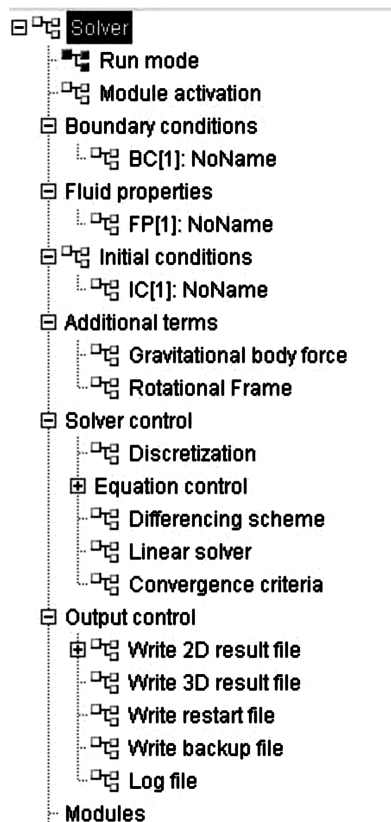


Рис. 2.19. Дерево проекта ssf-файла

2. В окне Module activation указывают модули Combustion, Emission, Spray. При этом автоматически активируется модуль Species transport.

3. Задают граничные условия (окно Boundary conditions). В списке Sel. for BC указывают ранее созданные поверхности (в примере — это head, liner, piston\_mov). Назначают тип граничных условий — Wall и выбирают температуру стенки из табл. 2.3. При этом для head и liner тип движения задается скоростью (Velocity) и значениями ее компонентов, равными нулю, в то время как для piston\_mov выбирают Mesh Movement (перемещение данной поверхности определяется движением поршня).

Таблица 2.3

Поверхность	Температура, К
head	553
liner	403
piston_mov	593

4. В окне Initial conditions указывают давление и температуру в цилиндре двигателя в начальный момент времени, значения кинетической энергии турбулентности (Turb. kin. energy,  $k$ ), масштаба турбулентности (TLS) или диссипации  $\varepsilon$ , а также закрутку потока в цилиндре двигателя (Initialization mode — Swirl/ Tumble вихрь в горизонтальной/вертикальной плоскостях), далее частоту вращения вихря ( $\text{мин}^{-1}$ ) и положение оси вращения (в примере она совпадает с осью цилиндра).

Начальные условия задают на основании экспериментальных данных или, если такие данные отсутствуют, на основании нуль-мерного расчета. В двигателе ЯМЗ-236 (пример разд. 2.3) давление и температуру в начальный момент времени (табл. 2.4) берут из расчета по нуль-мерной модели программой NKIU, разработанной на кафедре поршневых двигателей МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Таблица 2.4

Параметр	Значение
Давление	230 000 Па
Температура	354,4 К
$k$	33,986 $\text{м}^2/\text{с}^2$
TLS	0,00675 м
Swirl	2 060 $\text{мин}^{-1}$

Кинетическая энергия турбулентности в начальный момент времени в этом случае оценивается по соотношению  $k = \frac{3}{2}(u')^2$ , где  $u'$  — пульсационная составляющая скорости газа,  $u' = 0,5 \frac{Sn}{30}$ ;  $S$  — ход поршня, м;  $n$  — частота вращения коленчатого вала,  $\text{мин}^{-1}$ .

Масштаб турбулентности TLS приблизительно равен половине максимального подъема клапана  $h_v$ .

Также в разд. Standard species transport назначают тип топлива (DIESEL), массовую долю отработавших газов (в примере EGR mass fraction = 0) и соотношение топлива и воздуха eq. ratio (величину, обратную коэффициенту избытка воздуха). Для дизеля eq. ratio в начальный момент времени равно нулю, поскольку топливо в камере сгорания отсутствует.

5. В окне Discretization в качестве метода определения параметров на границах расчетной области (Calculation of boundary values) выбирают Extrapolate, метода расчета производных (Calculation of derivatives) — Least Sq. Fit (данная опция обеспечивает большую точность на сетках с малым количеством дефектов). При большом числе КО плохого качества рекомендуется использовать опцию Gauss [10].

Расчет полей давлений и скоростей ведут по алгоритму SIMPLE. В этом случае дискретная форма уравнения неразрывности преобразуется в уравнение коррекции поля давления. Поправки к давлению, в свою очередь, используют для обновления полей давления и скоростей таким образом, чтобы удовлетворять уравнению неразрывности.

6. В раскрывающемся списке Equation control окна Activate equations задают модель турбулентности, используемую при расчете (в примере —  $k$ - $\epsilon$  модель), подтверждают расчет уравнений энергии (Energy — Yes), двухстадийную коррекцию давления (Two-stage pressure correction — Yes), указывают сжимаемую жидкость в разд. Compressibility, а также используемые пристеночные функции и модели теплообмена в пристеночной области (в примере — Standard Wall Function).

В силу ограничений  $k$ - $\epsilon$  модели турбулентности ее применение оправданно при относительно простой геометрии расчетной области, т.е. когда впускные (выпускные) каналы не учитывают. Если расчет ведут для сетки, учитывающей впускной коллектор (см. рис. 2.14, а), предпочтительным становится использование  $k$ - $\zeta$ - $f$  модели.

7. В окне Underrelaxation factors указывают параметры, влияющие на скорость сходимости и устойчивость расчета. Эти величи-

Таблица 2.5

Параметр	Значение		
	При высокой скорости сходимости (менее устойчивом расчете)	По умолчанию	При низкой скорости сходимости (более устойчивом расчете)
Momentum	0,8	0,6	0,4
Pressure	0,2	0,1	0,05
Turb. kin. energy	0,6	0,4	0,2
Turb. diss. rate	0,6	0,4	0,2
Energy	0,9	0,8	0,6
Mass source	1	1	1
Viscosity	1	1	1
Scalar	1	0,8	0,8
Species transport equations	0,8	0,8	0,6

ны подбирают для каждого расчетного случая, при этом существуют определенные рекомендованные значения (табл. 2.5). В примере разд. 2.3 расчет ведут с использованием значений по умолчанию.

8. В окне Convergence criteria задают численные значения критерия сходимости, а также максимальное и минимальное числа итераций (в примере 100 и 10 соответственно). Кроме того, выбирают метод расчета остатка (невязок), по которому судят о сходимости расчета: с сохранением значений остатка по предыдущей итерации (Normalized residuals) или с обнулением остатка (Reduction of residuals). Для расчетов процессов в поршневых двигателях предпочтительным является первый вариант, поскольку позволяет с меньшей погрешностью оценить сходимость каждой итерации и, как следствие, избежать накопления ошибок по ходу работы, которые могут привести к расхождению результатов. В примере контролируются численные значения остатка по давлению, моменту и турбулентной кинетической энергии (0,01 до угла 345° и 0,001 — до 440° ПКВ).



9. В окне Write 2D result file активируют Flow quantities, Turbulence quantities и Wall summary. Двухмерные результаты хранятся в папке расчета *<имя проекта> /Calculation/Case/case.fl2*. Существует также возможность вывода значений, производных от расчетных параметров (например, вихревого числа, являющегося функцией скоростей рабочего тела и поршня двигателя). В этом случае необходимо заранее выделить соответствующую поверхность или объем, где будет проводиться расчет, и воспользоваться одной из формул, встроенных в FIRE (New quantity by formula) [10].

10. В окне Write 3D result file задают частоту записи информации в файл (в примере — 5° ПКВ), а также указывают величины, которые будут сохраняться (в примере это плотность, давление, температура, кинетическая энергия турбулентности, скорость рабочего тела, вязкость, а также параметры теплообмена в пристеночной области — тепловой поток в стенку и коэффициенты теплоотдачи).

Аналогично двумерным трехмерные результаты хранят в папке расчета *<имя проекта> /Calculation/Case/case.fl3*. При необходимости файлы можно копировать через буфер обмена в папку другого расчета для последующей работы с ними.

11. Далее задают частоту, с которой в процессе расчета будут создаваться резервные копии (restart и backup файлы). Как и в предыдущих случаях определения исходных данных, здесь существует возможность задания углов сохранения резервных копий в табличном виде.

12. В окне Control модуля Combustion активируется расширенный вывод данных. Окно Combustion models позволяет задать модель сгорания. Как правило, при расчетах дизелей и бензиновых двигателей используют хорошо апробированную модель Магнуссена и Хартагера (Eddy-Breakup модель). Особенность этой модели заключается в наличии эмпирических констант, задающих скорость перемешивания вихрей с реагентами и продуктами сгорания, что в итоге определяет скорость реакции сгорания. Данные константы (*A* и *B*) указываются в разделе Model constant, причем рекомендованные значения константы *B* составляют 0,5 для двигателей с воспламенением от электрической искры и 1,0 для дизелей.

Константа  $A$  выбирается из диапазона 2. . .30 и зависит от структуры турбулентного потока, а также свойств топлива [10] (в примере  $A = 5$ ). О корректности выбранного значения константы  $A$  судят по сходимости результатов расчетов с экспериментальными данными (или по нуль-мерным расчетам на этапе предварительного анализа процессов в двигателе). При этом сравнивают расчетные и экспериментальные диаграммы, а также зависимости температур и скоростей тепловыделения от угла поворота коленчатого вала.

В качестве масштаба времени (Time scale) выбирают локальный масштаб (local).

13. В окне Ignition models задается модель зажигания топливовоздушной смеси в цилиндре двигателя. Для дизеля (Auto ignition) используют Diesel\_MIL модель, предусматривающую возможность появления очагов сгорания в разных областях камеры сгорания в разные моменты времени. (В отличие от нее модель зажигания Diesel учитывает лишь единичный очаг возгорания, после появления которого модель зажигания отключается и начинается расчет распространения фронта пламени по камере сгорания с использованием Eddy-Breakup модели.)

14. Завершающим этапом настройки файла расчета является указание параметров впрыскивания топлива (модуль Spray). В окне Liquid properties — Properties set указывают тип топлива (если в камеру поступает готовая топливовоздушная смесь, в которую необходимо подать через форсунку топливо другого типа, как, например, происходит в газожидкостном двигателе).

15. В окне Submodels (список General settings for all particles) необходимо задать Turbulent dispersion model (Enable), модель взаимодействия струй топлива со стенками камеры сгорания (Walljet1), как модель испарения указать модель Dukowicz (константы  $E_1 = 1$ ,  $E_2 = 1$ ). В качестве модели распада струи используется Wave со следующими константами:  $C_1 = 0,61$ ,  $C_2 = 12$ ,  $C_3 = 1$ , остальные равны нулю.

16. В списке Particle introduction method выбирают раздел Nozzles, в соответствующем окне активируют флаг Activate particle introduction from nozzle. Здесь же указывают количество вариантов размеров капель, подающихся в единицу времени через сопловое отверстие форсунки в расчетную область (NSIZES), а также ко-

личество капель в радиальном (NINTRO) и окружном (NCIRCD) направлениях. Общее число капель, подающихся через сопловое отверстие в единицу времени, составляет  $NSIZES \times NINTRO \times NCIRCD$ . В примере эти величины берут равными 4.

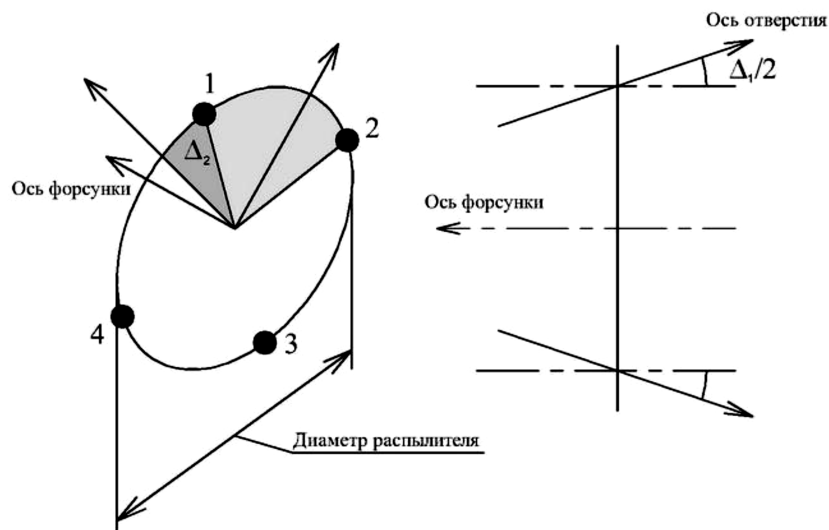
17. В окне Nozzle (разд. Nozzle[1]: NoName) непосредственно определяют параметры впрыскивания топлива. Вкладка General nozzle data позволяет задать начальный и конечный углы впрыскивания (в примере —  $345^\circ$  и  $366^\circ$  соответственно), температуру ( $353\text{ K}$ ) и массу топлива, подающуюся в один из цилиндров исследуемого двигателя за цикл ( $0,10553\text{ г}$ ). Во вкладке Geometry data указывают координаты точки, соответствующей местоположению распылителя форсунки:  $(-0,005, 0,162, 0)$ , задают направление оси форсунки. Считается, что ось форсунки направлена противоположно направлению распространения струй топлива, а первая точка оси соответствует началу координат. Так, запись  $(0, 1, 0)$  в примере координат X- Y- Z-direction означает, что ось форсунки расположена вертикально и задается двумя точками:  $(0, 0, 0)$  и  $(0, 1, 0)$ . Помимо координат форсунки задают параметры, определяющие ее геометрию (рис. 2.20) [10]: диаметр распылителя, а также углы, определяющие положение отверстий относительно координатных осей  $\Delta_2$  и наклон оси отверстия относительно оси форсунки  $\Delta_1$ .

В расчете моделируют полную геометрию струй топлива, т.е. рассматривают не единичную струю, а все струи (в примере — четыре).

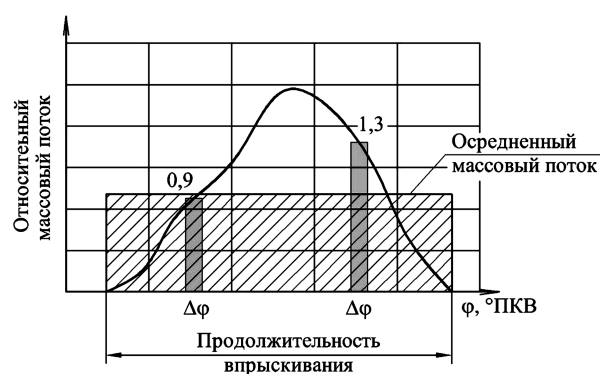
18. На вкладке Diagrams задают закон впрыскивания (Injection rate), диаметр отверстия распылителя (Outer diameter, в примере —  $0,3\text{ мм}$ ) и размер частиц, образующихся при выходе из отверстий форсунки (Particle sizes,  $1,9278 \cdot 10^{-5}\text{ м}$ ). Последний параметр служит для приближенной оценки (уточняемой в процессе расчета) и не должен превышать диаметр распылителя.

Законом впрыскивания определяется зависимость относительного массового потока через сопловые отверстия от времени (рис. 2.21). В простейшем случае в графе Injection rate задают значение осредненного массового потока (для прямоугольного закона впрыскивания в примере выбирают константу, равную 1).

Вкладка Nozzle submodels позволяет включать в расчет дополнительные модели, описывающие процесс впрыскивания (напри-



**Рис. 2.20.** Задание геометрических характеристик форсунки (1—4 — отверстия в распылителе форсунки)



**Рис. 2.21.** Задание закона впрыскивания топлива

мер, интеграцию данных с результатами расчета в Hydsim или моделирование процесса впрыскивания струи газа). Nozzle interface, в свою очередь, дает возможность использовать в качестве начальных условий для определения параметров впрыскивания в FIRE данные, полученные из расчета течения топлива в каналах фор-

сунки. В примере, рассматриваемом в разд. 2.3, эти модели не используют.

По окончании задания `ssf`-файла запускают непосредственно расчет (см. ниже).

*Задание исходных данных для расчета двигателя с воспламенением от электрической искры (ВЭИ).* В общем случае при задании файла исходных данных расчета двигателя с ВЭИ выполняется та же последовательность действий, что и для дизеля. Однако во втором примере, приведенном в разд. 2.3, учитывают впускной коллектор, что обуславливает появление дополнительных начальных и граничных условий. Задание исходных данных для расчета бензинового двигателя рассмотрим ниже. Если отличия от расчета дизеля минимальны, приводят только численные значения задаваемых величин.

1. Начальный угол расчета установить  $360^\circ$ , конечный —  $850^\circ$  ПКВ (ВМТ достигается при  $720^\circ$  ПКВ). Шаг расчета —  $1^\circ$  ПКВ до момента включения свечей зажигания ( $695^\circ$  ПКВ или  $25^\circ$  ПКВ до ВМТ), после начала сгорания и до окончания расчета —  $0,25^\circ$  ПКВ.

2. В дополнение к модулям, активируемым в примере 1 разд. 2.4, подключают модуль `Wallfilm`, описывающий процесс образования топливной пленки на твердых поверхностях. Использование данного модуля оправданно для случая впрыскивания топлива во впускную систему, поскольку вероятность контакта топливной струи со стенкой здесь велика.

3. Граничные условия задают аналогично, отличие заключается в наличии двух подвижных элементов (впускного клапана и поршня); на входе во впускной коллектор (поверхность `BND_Inlet`) устанавливают граничные условия типа впуск-выпуск (`Inlet/Outlet`) и указывают давление на входе (в примере  $140\,000$  Па). При имеющихся экспериментальных данных можно задавать массовый расход воздуха на входе. Остальные граничные условия приведены в табл. 2.6.

4. Основное отличие начальных условий от примера 1, рассматриваемого в разд. 2.4, состоит в необходимости задания различных параметров рабочего тела во впускном коллекторе и цилиндре двигателя в начальный момент времени. Данное обстоятельство

Таблица 2.6

Название	Тип	Граничные условия	Значения
BND_Inlet	Inlet/Outlet	Total Pressure	Давление 140 000 Па Температура 400 К $k = 1 \text{ м}^2/\text{с}^2$
BND_Chamber	Wall	Velocity	$u = 0, v = 0, w = 0$ Температура 520 К
BND_Liner	Wall	Velocity	$u = 0, v = 0, w = 0$ Температура 420 К
BND_Piston	Wall	Mesh Movement	Температура 520 К
BND_Port	Wall	Velocity	$u = 0, v = 0, w = 0$ Температура 330 К
BND_Valve	Wall	Mesh Movement	Температура 330 К

вызвано не типом воспламенения топлива, а процессами впуска топливовоздушной смеси.

Начальные условия для рассматриваемого случая приведены в табл. 2.7. Поскольку моделируется подача топлива через форсунку во впускной коллектор, в начальный момент времени топливо в расчетной области отсутствует (eq. ratio = 0). Режим инициализации устанавливается uniform initialization.

Таблица 2.7

Область задания начальных условий	Давление, МПа	Температура, К	$k, \text{ м}^2/\text{с}^2$	TLS, м	Eq. ratio
INI_IN_Port	140 000	400	0,001	0,001	0
Весь расчетный объем (задают в Initial Conditions, не выделяя конкретную область)	115 000	1 200	5	0,001	0

5. Учет впускной системы повышает требования к используемым моделям турбулентности: сложная геометрия впускного канала может привести к существенной погрешности определения

параметров потока при использовании стандартной  $k$ - $\epsilon$  модели. В связи с этим целесообразно воспользоваться  $k$ - $\zeta$ - $f$  моделью в сочетании с гибридными пристеночными функциями, поскольку она хорошо апробирована в расчетах подобного рода.

6. Константы Eddy-Breakup модели сгорания в примере  $A = 11$ ,  $B = 0,5$ . В окне модели зажигания необходимо активировать Spark ignition, указать число свечей зажигания (в примере их две), координаты, угол опережения зажигания (Spark timing, в примере —  $695^\circ$  ПКВ или  $25^\circ$  ПКВ до ВМТ для обеих свечей). Параметры Flame kernel size и Ignition duration описывают соответственно геометрическое расстояние между электродами свечи (м) и продолжительность ее работы (с). В рассматриваемом примере эти величины составили 0,003 м и 0,0003 с.

7. Задание параметров подачи топлива осуществляется аналогично примеру 1 разд. 2.4. На рассматриваемом двигателе М9ФВ установлены форсунки фирмы Bosch с распылителем многосоплового типа и количеством сопловых отверстий  $Z = 4$ , имеющие статическую производительность 220...230 см<sup>3</sup>/мин при давлении в топливной системе 2,5...3,0 бар. Впрыск осуществляется от  $360$  до  $500^\circ$  ПКВ, при этом подается 0,062955 г топлива при температуре 360 К. Диаметр распылителя форсунки составляет 0,0015 м, диаметр отверстий — 0,00028 м.

8. Отдельно задают параметры взаимодействия струй топлива со стенками коллектора (модуль Wallfilm) [10].

## 2.5. Запуск расчета

Расчет выполняется в такой последовательности (для разных типов расчетов операции идентичны).

1. С помощью правой кнопки мыши необходимо выбрать Case в папке Calculation дерева проекта, затем левой кнопкой активировать Start Calculation контекстного меню.

2. В появившемся окне задать тип процессора: локальный (local) или удаленный (remote), переход к следующему окну активирует кнопка Next.

3. Поскольку расчет запускается на одном процессоре (процессорном ядре), выбирают Single processor.

4. В следующем окне указывают установленную версию солвера (solver), в примере — v2009.3.

5. Выбор 1D-Coupling дает возможность сопряжения трехмерного расчета с нуль-одномерными моделями (Boost, GT-Power, Wave). Данная опция не используется в примере.

6. Флагом COMPILE solver-executable AND START calculation осуществляется компиляция исполняемого файла солвера, который будет помещен в подкаталог задачи. Типовое имя исполняемого файла в 32-битной версии FIRE выглядит следующим образом: cfdsolver.ia32-unknown-winnt.exe.

7. При перезапуске расчета в отдельном окне предоставляется возможность указать файл для загрузки данных в случае рестарта (например, с именем вида Case.bc\_00190).

8. Следующее окно позволяет подключить к расчету функции пользователя, т. е. отдельные модели, разрабатываемые пользователями FIRE и записанные на языках программирования Фортран или C++ (данные функции не используются в примере). Кроме того, становится доступной кнопка Calculate, позволяющая запустить непосредственно расчет.

## 2.6. Мониторинг расчета

Расчет выполняется отдельной программой (солвером), работающей в автономном режиме. Управление расчетом сводится к его запуску (перезапуску) и остановке и осуществляется из FIRE WM (Solver — Stop).

Мониторинг расчета может проводиться двумя способами. При помощи встроенной в FIRE WM утилиты 2D Log (Solver — 2D Log), позволяющей отслеживать значения параметров и их невязок в выбранных ячейках. Данная информация записывается в файл <имя проекта>.flb в двоичном виде и не может быть прочитана сторонней программой.

Альтернативой является контроль содержимого fla-файла (<имя проекта>.fla), в который солвером осуществляется пошаговый вывод информации о каждой итерации расчета. Для просмотра fla-файла в процессе расчета удобно пользоваться встроенным редактором файлового менеджера FAR. В последнем отслеживаются и отображаются изменения в fla-файле в реальном времени. Кроме



того, flа-файл может быть открыт встроенным в операционную систему Windows текстовым редактором Блокнот, однако в этом случае обновление информации отображаться не будет.

Типичная структура flа-файла представлена на рис. 2.22. По невязкам определяют сходимость: требуется, чтобы значения невязок снизились более чем на три-четыре десятичных порядка от максимальных значений при начале расчета. Критерии сходимости задают в ssf-файле (см. пример 1 разд. 2.4).

По flа-файлу удобно контролировать важные сообщения солвера о начале и завершении расчета, а также о возможных ошибках. По нему также можно судить о параметрах перезапуска расчета, в частности, видно, каким углам ПКВ соответствуют конкретные файлы backup (рис. 2.22).

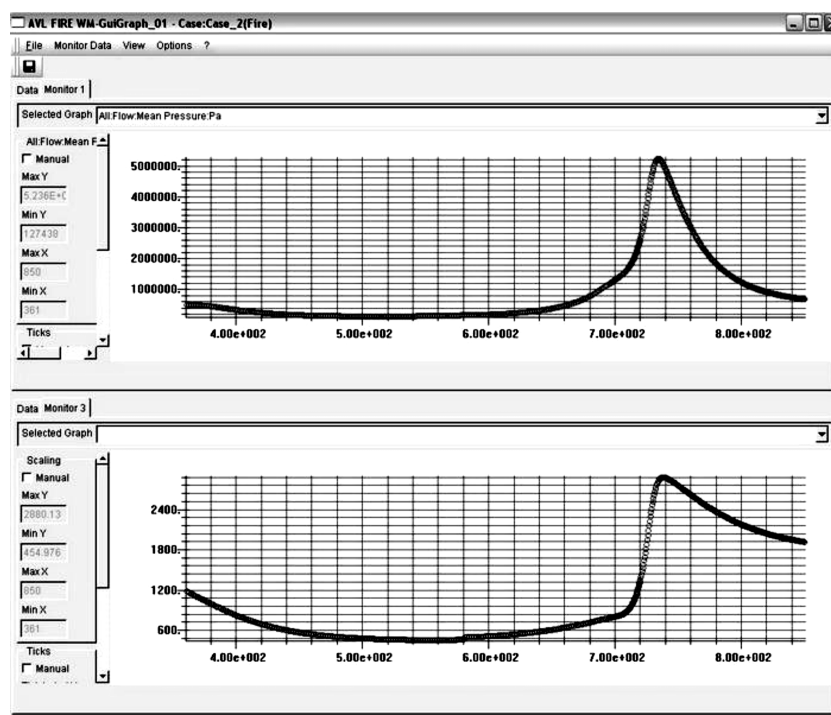
## 2.7. Вывод результатов расчета

Как отмечалось, результаты расчета представляются постпроцессором IMPRESS и сохраняются в файлах с расширениями .fl2 и .fl3. Доступ к двумерным результатам в графической и числовой формах осуществляется с помощью утилиты 2D Results (Solver 2D Results). При этом возможен вывод таких параметров, как давление в цилиндре исследуемого двигателя, осредненная по объему температура рабочего тела (рис. 2.23), тепловой поток в стенки камеры сгорания, скорость тепловыделения, доля выгоревшего топлива, массовые концентрации оксида азота (и сажи для дизеля) и др.

Трехмерные результаты выводят в графической форме в виде полей параметров в различных сечениях и по заданным поверхностям рабочей области (камеры сгорания двигателя). Доступ к ним происходит следующим образом.

1. В поддереве текущей задачи проекта правой кнопкой мыши выбирают ветвь 3D Results.
2. Активируют Load complete angle(s) и указывают конкретное значение угла.
3. Создают соответствующие секущие плоскости, для чего в меню Results\Cuts выбирают соответствующие сечения (например, сечение в плоскости, перпендикулярной оси X, — X-Cut).
4. В появившемся окне редактирования свойств секущей плоскости выбирают вкладку Data settings (рис. 2.24).





**Рис. 2.23.** Окно вывода двухмерных результатов (двигатель с воспламенением от электрической искры М9ФВ,  $D/S = 105/130$ ;  $\varepsilon = 6,5$ ;  $i = 9$ ;  $N_e = 268$  кВт при  $n = 2800$  мин<sup>-1</sup>)

5. В выпадающем списке Display attribute находят имя параметра для отображения (в примере Flow:Velocity[m/s]).

6. Флагом в области Attribute Data Options активируют режим отображения результатов (скалярные либо векторные поля, изолинии).

7. В области Data range указывают диапазон шкалы данных. Расширенные возможности редактирования отображения шкалы данных предоставляет отдельный мастер настройки, вызвать который можно двойным нажатием левой кнопки мыши по шкале в рабочем окне FIRE WM.

8. Вкладка Cut Geometry окна редактирования свойств сечений (рис. 2.24) дает возможность точно указывать и изменять местоположение секущей плоскости.

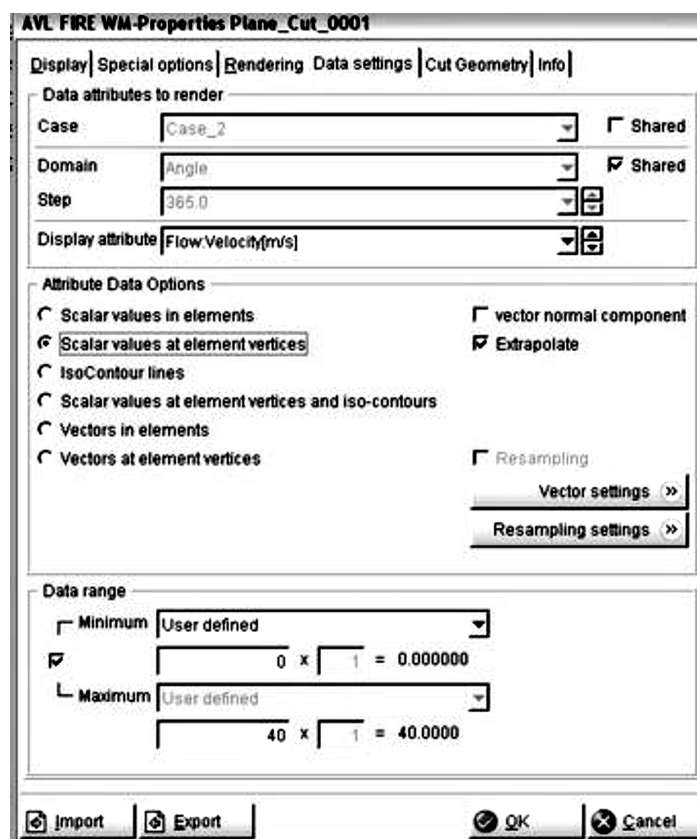
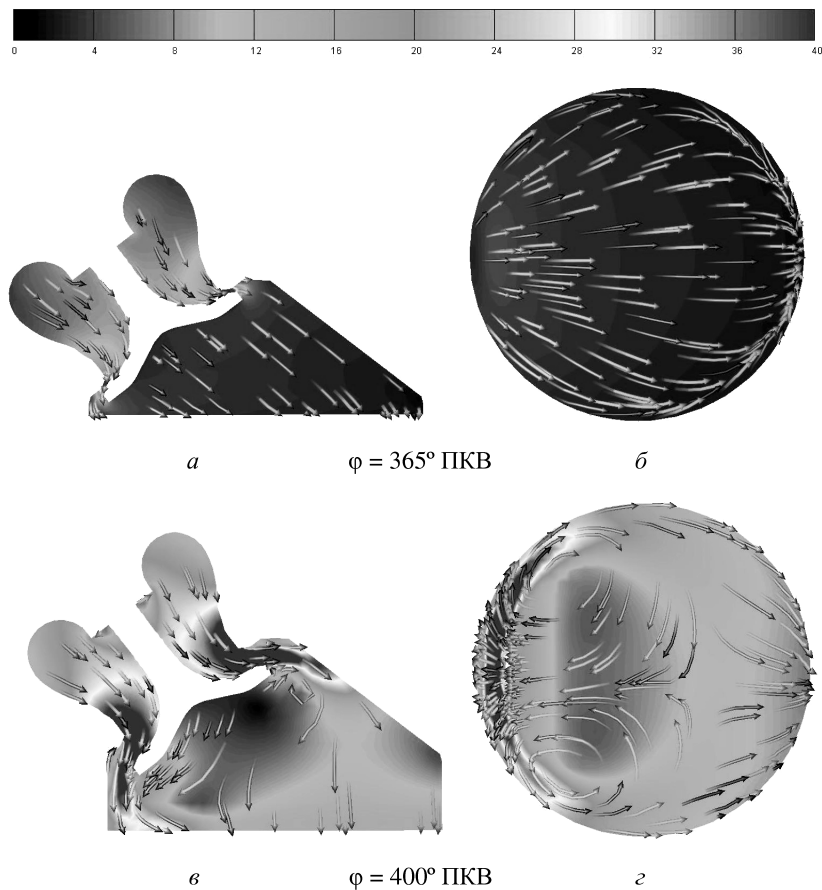


Рис. 2.24. Окно редактирования свойств сечений

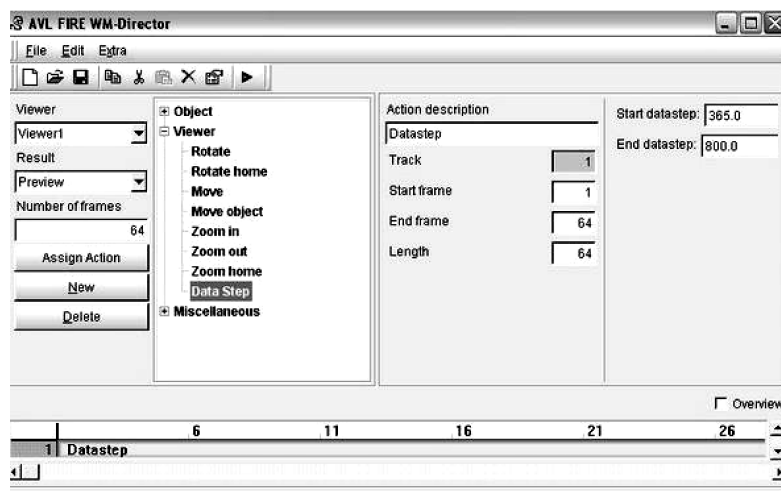
Сходным способом могут быть получены сечения по поверхностям расчетной области, что удобно для визуализации значений параметров в пристеночных областях (скорости, температуры за пограничным слоем, тепловых потоков и коэффициентов теплоотдачи на стенках камеры сгорания).

Результаты расчетов для двух углов ПКВ, соответствующих началу открытия ( $365^\circ$  ПКВ) и максимальному подъему ( $400^\circ$  ПКВ) впускного клапана в расчетной области, объему впускного коллектора и цилиндра двигателя М9ФВ, представлены на рис. 2.25. По полученным данным можно судить о наличии либо отсутствии отрывных зон в разных областях впускного коллектора и вблизи



**Рис. 2.25.** Поля скоростей, полученные для двигателя М9ФВ на режиме номинальной мощности ( $N_e = 268$  кВт;  $n = 2800$  мин<sup>-1</sup>):  
*a, в* — сечения в плоскости впускного клапана; *б, г* — сечения цилиндра, параллельные огневому днищу поршня (ВМТ соответствует 720° ПКВ)

тарелки клапана, что позволяет определить их оптимальные геометрические характеристики. На рис. 2.25 также заметно образование так называемого вертикального вихря, характерного для двигателей с камерами в головке цилиндра, оценить значение которого можно по встроенным формулам (см. пример 1 разд. 2.4, п. 9).



**Рис. 2.26.** Окно создания видеофайлов результатов (Moviemaker)

Кроме статичного отображения результатов существует возможность создания видеороликов (рис. 2.26), для чего необходимо воспользоваться мастером Moviemaker (Results\Tools\Moviemaker). В открывшемся окне в списке Viewer в качестве описания условий создания видеофайла указываются Data Step, диапазон данных и количество кадров (frames). Для сохранения видеофайла на жестком диске в форматах mpeg1 или avi необходимо изменить режим отображения результатов с Preview на Save as video.

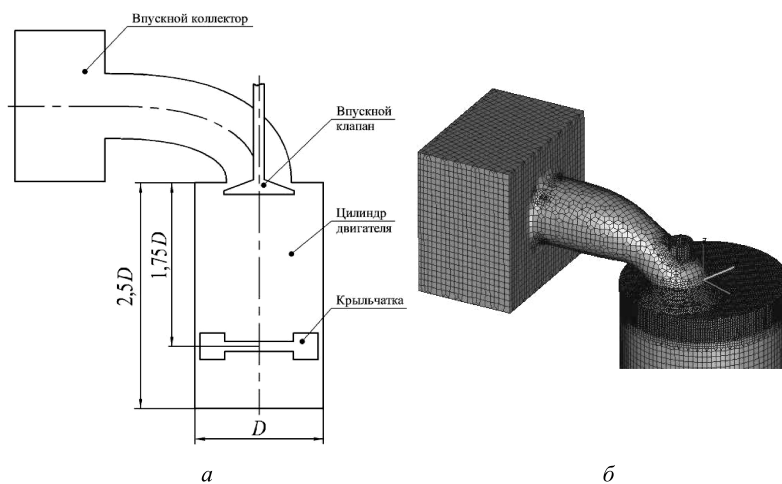
## 2.8. Примеры расчетов

Ниже рассмотрены несколько примеров исследовательских работ для демонстрации возможностей программного комплекса FIRE.

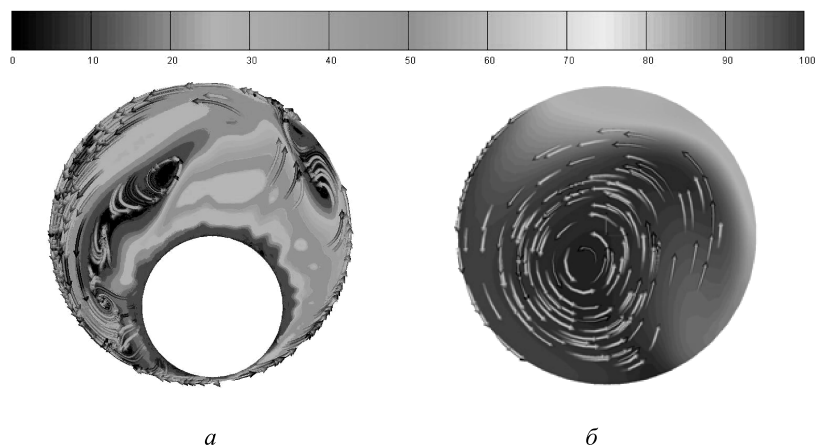
*Исследование закрутки потока впускного воздуха в системе «впускной коллектор — цилиндр» двигателя ЯМЗ-236 (с двухклапанной головкой цилиндра). Вихревое движение заряда в цилиндре поршневого двигателя, генерированное впускными каналами, существенно влияет на эффективность и экологические показатели работы. Интенсивное вихревое движение воздуха создается для*

обеспечения качественного смесеобразования и сгорания, увеличения мощности двигателя, снижения расхода топлива и концентрации вредных компонентов выпускных газов. Интенсивность закрутки потока свежего заряда определяется вихревым отношением  $D_n = n_v/n$ , где  $n_v$  — частота вращения воздушного вихря вокруг оси цилиндра;  $n$  — частота вращения коленчатого вала двигателя. В рассматриваемом примере оценивалось вихревое отношение на номинальном режиме работы двигателя ЯМЗ-236 ( $n = 2060 \text{ мин}^{-1}$ ).

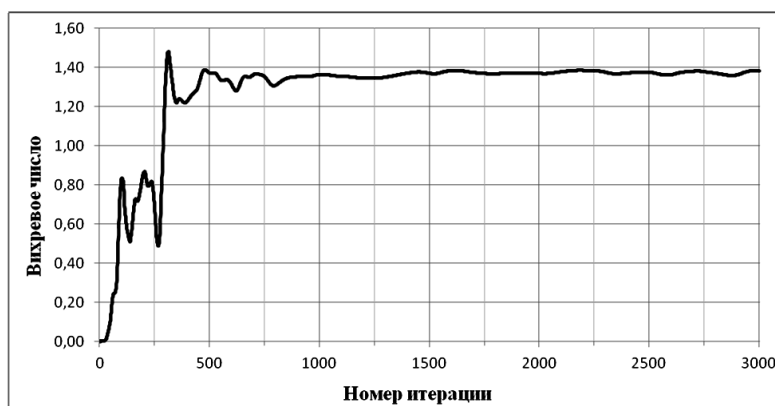
Методы определения вихревого отношения на экспериментальных установках статической продувкой подробно описаны в [4, 10]. Стоит отметить, что численный эксперимент в целом повторяет натурный (рис. 2.27), при этом область, в которой проводится измерение скоростного потока для дальнейшего расчета вихревого отношения (место установки крыльчатки), располагается на расстоянии  $1,75D$ , где  $D$  — диаметр цилиндра двигателя. Вызвано это тем, что на указанном расстоянии вихревое движение в цилиндре двигателя установившееся (рис. 2.28, б) в отличие от потоков вблизи огневого днища крышки цилиндра (рис. 2.28, а).



**Рис. 2.27.** Схема численного эксперимента (а) и соответствующая сетка (б) для определения вихревого отношения, обеспечиваемого системой «впускной коллектор — цилиндр» двигателя ЯМЗ-236



**Рис. 2.28.** Поля скоростей в сечениях цилиндра дизеля ЯМЗ-236 при  $\varphi = 70^\circ$  ПКВ после ВМТ:  
*a* — вблизи огневого днища крышки цилиндра; *б* — на расстоянии  $1,75D$  от огневого днища крышки цилиндра



**Рис. 2.29.** Зависимость вихревого отношения от номера итерации

Расчетные значения вихревого отношения в зависимости от номера итерации представлены на рис. 2.29. Результирующее значение для данного двигателя составило  $D_n = 1,38$ . Стоит отметить, что при расчетах процессов в двигателе с учетом впускного кана-



ла (второй пример разд. 2.3) заранее определять вихревое отношение нет необходимости, поскольку здесь моделируется реальная закрутка потока.

*Исследование рабочего процесса двухтопливного двигателя.* Целью исследования стало определение модели сгорания (а также ее параметров), корректно описывающей процесс сгорания одновременно нескольких видов топлива в цилиндре газожидкостного двигателя. В качестве объекта исследования рассматривался двухтопливный двигатель, созданный на базе дизеля ЯМЗ-236.

Для анализа были выбраны следующие модели сгорания:

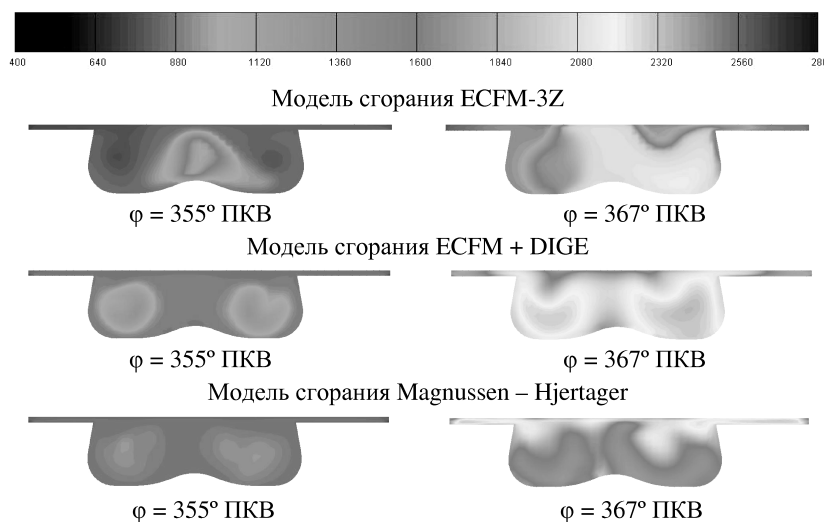
- расширенная модель когерентного пламени (Extended Coherent Flame Model), модифицированная для проведения расчета рабочих процессов в дизелях (ECFM-3Z);

- вариант модели когерентного пламени в сочетании с моделью зажигания топливовоздушной смеси в цилиндре газового двигателя за счет впрыска дизельного топлива (ECFM + Diesel Ignited Gas Engine);

- модель сгорания Magnussen — Hjertager (константы модели составляют  $A = 5$ ,  $B = 0,5$ ).

Для проведения сравнительного анализа использования указанных моделей сгорания начальные условия расчета (температура и давление свежего заряда в цилиндре в начальный момент времени, интенсивность вращательного движения (закрутка) потока, значение кинетической энергии турбулентности) выбирались идентичными для всех рассматриваемых случаев. Угол опережения впрыскивания запальной дозы дизельного топлива соответствовал  $14^\circ$  до ВМТ, продолжительность впрыска —  $3^\circ$  ПКВ, коэффициент избытка воздуха  $\alpha_v = 2,0$ .

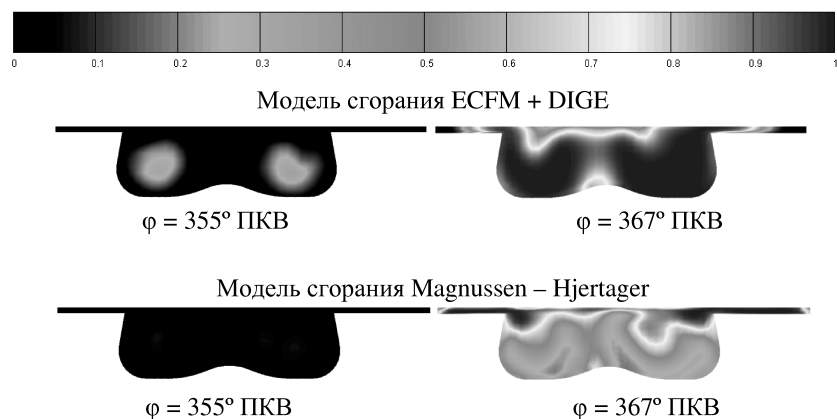
Можно отметить существенные различия в характере протекания процесса сгорания в случае применения математической модели и соответствующих моделей сгорания ECFM-3Z, ECFM + DIGE и Magnussen — Hjertager (рис. 2.30). Так, при  $\varphi = 355^\circ$  ПКВ (момент времени, когда большая часть впрыснутого дизельного топлива уже испарилась и перемешалась с окислителем в камере сгорания) для моделей ECFM + DIGE и Magnussen — Hjertager повышение значений температур, соответствующее началу процесса сгорания, наблюдается в областях, где происходит впрыскивание дизельного топлива. При этом модель сгорания ECFM +



**Рис. 2.30.** Мгновенные поля температур рабочего тела в разные моменты времени, определенные при  $n = 2060 \text{ мин}^{-1}$  для газожидкостного двигателя с использованием разных моделей сгорания

DIGE показывает более активное протекание процесса по сравнению с моделью Magnussen – Hjertager. При  $\phi = 367^\circ$  ПКВ в случае ECFM + DIGE происходит закономерное развитие процесса горения газовой смеси в цилиндре двигателя, воспламененной в результате сгорания запальной дозы дизельного топлива. Применение модели сгорания Magnussen – Hjertager, напротив, приводит к возникновению новых очагов воспламенения в районе крышки цилиндра вместо ожидаемого процесса воспламенения от запальной дозы дизельного топлива.

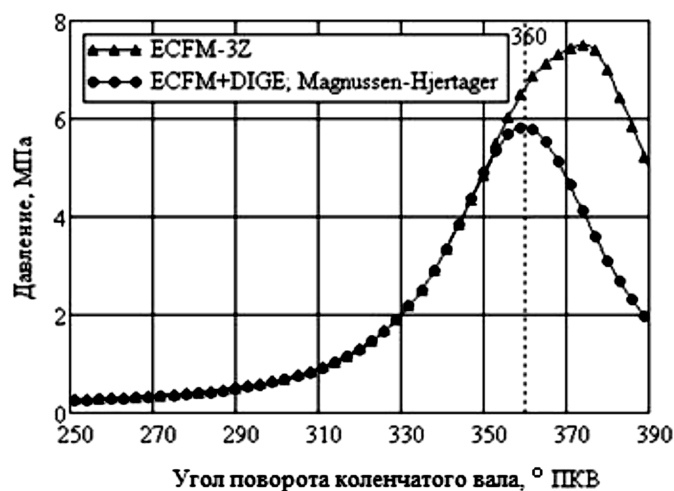
Аналогичную картину дает распределение доли выгоревшего топлива, представленное на рис. 2.31 для моделей ECFM + DIGE и Magnussen – Hjertager. Заметно, что при  $\phi = 367^\circ$  ПКВ эти модели дают обратное распределение областей активного протекания реакции сгорания: если в случае ECFM + DIGE эти области соответствуют зонам, где находилась смесь дизельного топлива и окислителя, то для модели Magnussen – Hjertager сгорание происходит в остальном объеме камеры сгорания. Это объясняется тем, что применение модели сгорания Magnussen – Hjertager при-



**Рис. 2.31.** Доля выгоревшего топлива, определенная при  $n = 2060 \text{ мин}^{-1}$  для газожидкостного двигателя с использованием разных моделей сгорания

водит к двухстадийному протеканию процесса сгорания: сначала выгорает запальная доза дизельного топлива, затем сгорает газозо-воздушная смесь, уже находящаяся в камере сгорания исследуемо-го двигателя. В случае использования ECFM-3Z развитие очагов сгорания наблюдается в центральной области расчетного объема (см. рис. 2.30). Это объясняется самовоспламенением газозо-воздушной смеси в момент времени, соответствующий началу сгорания ( $352^\circ \text{ ПКВ}$ ). Рис. 2.32 иллюстрирует изменение давления в цилин-дре двигателя в зависимости от угла ПКВ для режима работы га-зожидкостного двигателя без впрыска запальной дозы дизельного топлива (режима прокрутки). Видно, что при расчетах с исполь-зованием модели ECFM-3Z при  $\varphi = 353^\circ \text{ ПКВ}$  происходит само-воспламенение топлива, в то время как для других моделей без впрыска запальной дозы дизельного топлива сгорание не происхо-дит.

Таким образом, для исследования процессов в двухтопливном двигателе рекомендуется модель сгорания когерентного пламени в сочетании с моделью зажигания топливовоздушной смеси в цилин-дре газового двигателя за счет впрыскивания дизельного топлива (ECFM + DIGE). Критерием выбора послужило корректное мо-



**Рис. 2.32.** Индикаторные диаграммы, полученные при 3-мерных расчетах с использованием различных моделей сгорания (газожидкостный двигатель, режим работы без впрыска дизельного топлива,  $n = 2060 \text{ мин}^{-1}$ )

делирование процесса одновременного сгорания запальной дозы дизельного топлива и газовой смеси в цилиндре двигателя.

*Моделирование локального нестационарного теплообмена в камере сгорания авиационного поршневого двигателя.* Целью исследования являлись моделирование нестационарного локального теплообмена в камере сгорания авиационного двигателя с искровым зажиганием с учетом нестационарных процессов переноса количества движения, энергии, массы, концентрации, турбулентного сгорания и получение локальных тепловых нагрузок на поверхностях камеры сгорания, в частности на огневом днище поршня.

Объектом исследования стал четырехтактный двухцилиндровый авиационный двигатель с оппозитным расположением цилиндров, искровым зажиганием и воздушным охлаждением (головка цилиндров охлаждается маслом). В качестве топлива служил автомобильный бензин с октановым числом не менее Аи-92. Масло всесезонное, синтетическое (100 %). Наиболее важные технические данные двигателя приведены ниже. Исследования проводи-

лись для двух основных режимов работы: взлетного (режим максимально допустимой частоты вращения) и крейсерского.

Диаметр цилиндра $D$ , мм .....	85
Ход поршня $S$ , мм .....	60
Степень сжатия (геометрическая) $\epsilon$ .....	11,3
Взлетная мощность $N_e$ , кВт, при частоте вращения $n$ , мин <sup>-1</sup> .....	44,7/6 200
Максимальная крейсерская мощность $N_e$ , кВт, при частоте вращения $n$ , мин <sup>-1</sup> .....	41,7/5 800
Частота вращения холостого хода $n$ , мин <sup>-1</sup> .....	1 400

Поршень имел плоское огневое днище с вытеснителем высотой 1,9 мм, а также четыре выточки (две под впускными и две под выпускными клапанами) (рис. 2.33). Максимальная глубина выточек составляла 4 мм. Следует подчеркнуть, что при определении термических граничных условий наличие выточек не учитывалось. (В некоторых случаях выточки учитывают только в твердотельной модели поршня, а при определении граничных условий их поверхности условно принимают плоскими без выточек.)

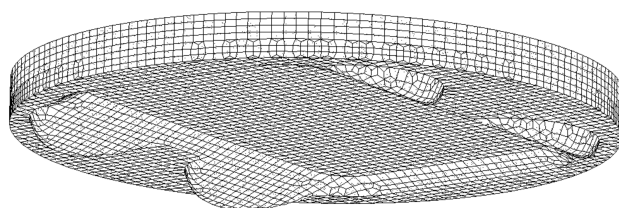
В реальном рабочем цикле двигателя на поверхностях выточек, а также у кромок вытеснителя (см. рис. 2.33) возникают локальные движения газа, генерируемые неровностями и рельефом поверхностей и влияющие на интенсивность локального теплообмена.

В целях реальной оценки влияния выточек и вытеснителя на формирование тепловых нагрузок на огневое днище поршня со стороны высокотемпературного рабочего тела в данной работе использована трехмерная нестационарная модель турбулентного



**Рис. 2.33.** Трехмерная модель поршня авиационного двигателя с вытеснителем и выточками под впускными и выпускными клапанами

переноса и сгорания. Очевидно, что при таком подходе появляется возможность получения реального перераспределения локальных тепловых нагрузок (тепловых потоков, коэффициентов теплоотдачи и температур рабочего тела) на поверхности огневого днища поршня — термически наиболее нагруженной детали двигателя.



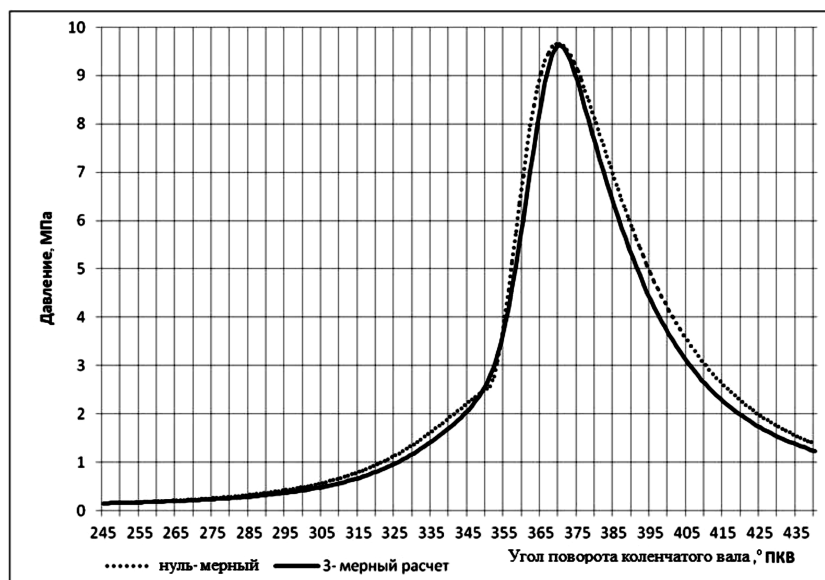
**Рис. 2.34.** Представление расчетной области (объема камеры сгорания) в виде конечного числа КО с учетом наличия вытеснителя и выточек под клапанами

Разбиение на КО расчетной области приведено на рис. 2.34. Особое внимание следует обращать на корректность разбиения поверхностей со сложной геометрией: выточек под клапаны и области вытеснителя камеры сгорания. Число элементов для нашего примера составило 35 598, из них 33 378 кубической формы, остальные элементы имеют пирамидальную и призматическую формы. При этом максимальный размер элемента в камере сгорания не превышает 3 мм при положении поршня в ВМТ.

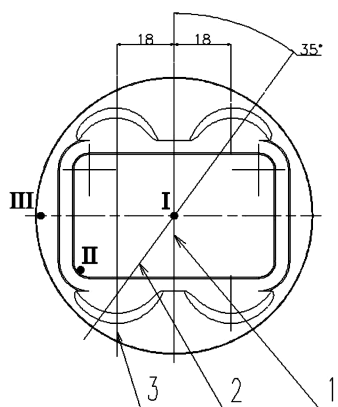
Верификация используемых моделей — CFD-модели (см. табл. 1.1) и модели сгорания — осуществляется на основе индикаторной диаграммы двигателя (рис. 2.35), изображающей изменение давления в цилиндре двигателя.

Характерные точки I, II, III, наиболее интересные с точки зрения внутрицилиндровой гидродинамики и теплообмена, на поверхности огневого днища поршня расположены в центральной части, на кромке вытеснителя и в периферийной части поршня соответственно (рис. 2.36).

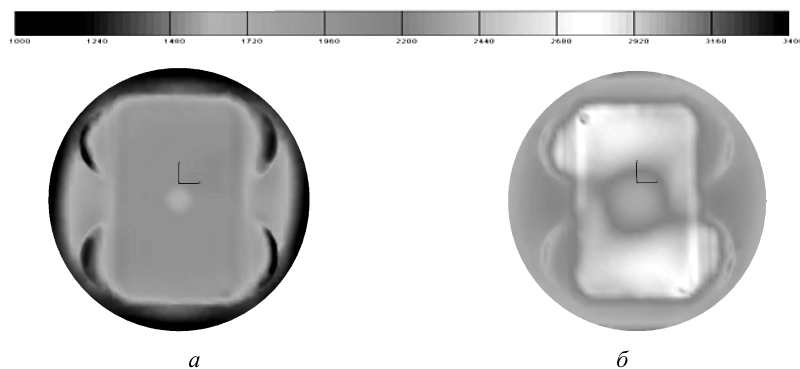
Распределения тепловых нагрузок (локальных коэффициентов теплоотдачи) на поверхности огневого днища поршня для разных моментов рабочего процесса приведены на рис. 2.37, *а, б*. Хорошо заметно, что вытеснитель претерпевает значительно большие тепловые нагрузки, чем периферийная часть поршня. Также видна



**Рис. 2.35.** Индикаторные диаграммы авиационного двигателя, полученные в результате нуль-мерного (.....) и 3-мерного (—) расчета рабочего процесса при  $N_e = 41,7$  кВт;  $n = 5800$  мин<sup>-1</sup>



**Рис. 2.36.** Характерные сечения (1, 2, 3) в объеме цилиндра и характерные точки (I, II, III) на поверхности огневого днища поршня авиационного двигателя



**Рис. 2.37.** Распределения коэффициентов теплоотдачи по поверхности огневого днища поршня авиационного двигателя (режим работы  $N_e = 41,7$  кВт;  $n = 5800$  мин $^{-1}$ ) при:  
 $a - \varphi = 340^\circ$ ;  $b - \varphi = 375^\circ$

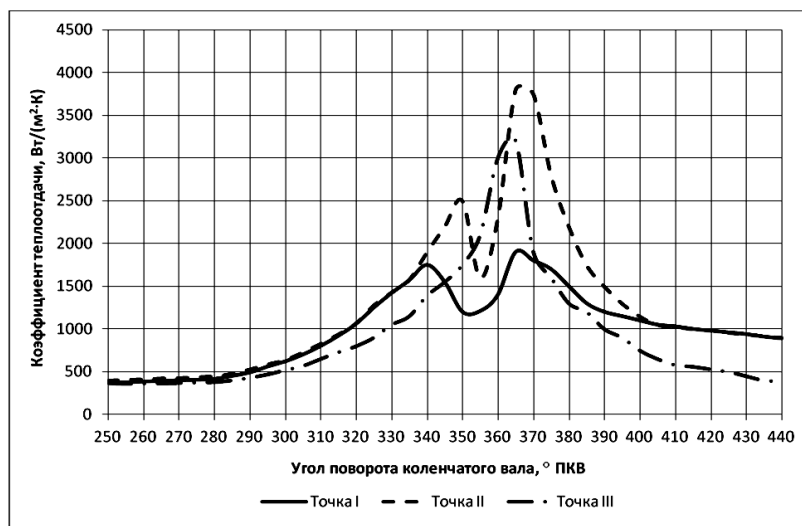
интенсификация теплообмена на кромках вытеснителя и выточек в период развитого сгорания (рис. 2.37, б), что объясняется повышением турбулентности высокотемпературного газа и характером его движения в пристеночной области.

Изменение коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  в зависимости от угла поворота коленчатого вала в точке III на периферийной части огневого днища поршня (рис. 2.38) имеет вид, типичный для поршневых двигателей, и характеризуется одним максимумом. В центральной части (точка I), а также на кромке вытеснителя (точка II) таких максимумов два — до ВМТ и после нее. В точке I значения максимумов довольно близки друг другу, а на кромке вытеснителя (точка II) — существенно различаются.

На кромке вытеснителя зафиксированы максимальные (для данного цикла) значения  $\alpha$ . Такой характер изменения коэффициента теплоотдачи обусловлен полями скоростей, а также изменением направления потока газа после прохождения поршнем ВМТ.

Значения нестационарных коэффициента теплоотдачи и температуры газа за пограничным слоем, полученные с помощью 3D-моделирования с использованием CFD-кода FIRE, могут быть успешно применены в качестве термических граничных условий





**Рис. 2.38.** Коэффициент теплоотдачи в характерных точках I, II, III (см. рис. 2.36) на поверхности огневой камеры поршня авиационного двигателя (режим работы  $N_e = 42,05$  кВт;  $n = 5800$  мин<sup>-1</sup>)

для расчета теплонапряженного состояния поршня, а также других деталей, образующих камеру сгорания (гильзы, крышки цилиндра, клапанов). Расчет теплонапряженного состояния деталей двигателя обычно проводится с помощью коммерческих программных комплексов, основанных на методе конечных элементов, таких как NASTRAN, ABAQUS или ANSYS. Следует подчеркнуть, что термические граничные условия для текущих значений времени, полученные в данной работе с помощью программного комплекса FIRE, применимы к фиксированной трехмерной конечно-элементной сетке, на которой разбиваются детали двигателя, в частности поршень.

Наложение граничных условий в расчетной ячейке (в контрольном объеме), расположенной в объеме цилиндра и лежащей на поверхности детали (поршня), осуществить несложно, так как разрешение контрольно-объемной сетки обычно выше, чем конечно-элементной, что обусловлено спецификой решаемых задач для газа и твердого тела.

Ограничения, накладываемые объемом учебного пособия, не позволяют рассмотреть все возможности, предоставляемые программным комплексом FIRE. Так, не освещалось построение и использование скользящих сеток, используемых для моделирования течений в межлопаточных каналах колес компрессоров и турбин, а также при анализе процессов в роторных двигателях. Широкие возможности FIRE полезны и при расчетах систем нейтрализации отработавших газов.

Знание базовых приемов и методов работы в FIRE позволит при необходимости более полно освоить данный расчетный инструмент самостоятельно.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Аквис М.А., Гольдберг В.В. Тензорное исчисление. М.: Высш. шк., 1980.
2. Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ. М.: Физматлит, 2006.
3. Гиргидов А.Д. Механика жидкости и газа (гидравлика). СПб.: Изд-во СПбГПУ, 2002.
4. Кавтарадзе Р.З. Теория поршневых двигателей. Специальные главы. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008.
5. Кавтарадзе Р.З. Локальный теплообмен в поршневых двигателях. 2-е изд. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007.
6. Краснов Н.Ф. Аэродинамика. Ч. 1. М.: Высш. шк., 2010.
7. Фрик П.Г. Турбулентность: подходы и модели. Москва — Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003.
8. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
9. Блаховский Х.П., Скрипник А.А. Опыт фирмы AVL List GmbH в применении методов моделирования для разработки двигателей и автомобилей. AVL List GmbH, 2001. С.1—12.
10. FIRE. Users Manual Version 2009. AVL List GmbH Graz, Austria, 2009. (License Agreement for Use of the Simulation Software AVL FIRE between Moscow State Technical Univ. n.a. N.E.Bauman and AVL List GmbH, 2010).
11. <http://www.avl.com>. Ссылка проверена 17.09.2011 г.
12. <http://www.aps-c.ru>. Ссылка проверена 17.09.2011 г.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение .....	3
1. Фундаментальные уравнения трехмерного нестационарного переноса .....	5
1.1. Уравнение неразрывности .....	6
1.2. Уравнения количества движения (Навье — Стокса) .....	11
1.3. Уравнение энергии .....	22
1.4. Уравнение диффузии .....	26
1.5. Фундаментальные уравнения трехмерного нестационарного турбулентного переноса в форме Рейнольдса .....	27
2. Моделирование рабочего процесса в цилиндрах дизеля и бензинового двигателя .....	34
2.1. Основные особенности программного комплекса FIRE .....	35
2.2. Описание интерфейса программного комплекса FIRE .....	36
2.3. Генерация контрольно-объемной сетки .....	38
2.4. Задание параметров расчета .....	55
2.5. Запуск расчета .....	67
2.6. Мониторинг расчета .....	68
2.7. Вывод результатов расчета .....	69
2.8. Примеры расчетов .....	74
Литература .....	87