

Р. З. Кавтарадзе, А. А. Зеленцов,
З. Р. Кавтарадзе, Л. А. Финкельберг,
Ю. Н. Никитин

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОГО НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛООБМЕНА В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ АВИАЦИОННОГО ПОРШНЕВОГО ДВИГАТЕЛЯ

Процессы трехмерного нестационарного переноса в камере сгорания авиационного поршневого двигателя, сопровождаемые горением, смоделированы с использованием уравнений сохранения количества движения, энергии, уравнений неразрывности и диффузии в форме Рейнольдса. В качестве замыкающих применены $k-\varepsilon$ -модель турбулентности, модель турбулентного сгорания и модель теплообмена в пристеночном слое. Верификация моделей осуществлена на основе индикаторной диаграммы двигателя. Показано, что распределение локальных термических нагрузок на огневом днище поршня существенно зависит от рельефа его тепловоспринимающей поверхности, в частности от формы, размеров и месторасположения вытеснителя и выточек под клапанами. Определены значения локальных тепловых нагрузок на поршень со стороны высокотемпературного рабочего тела, необходимые для исследования теплонапряженного состояния поршня, а также надежности и долговечности двигателя.

E-mail: dekanе@power.bmstu.ru

Ключевые слова: двигатель с воспламенением от электрической искры; локальный теплообмен; турбулентное сгорание; тепловые граничные условия.

В условиях развития рыночной экономики стремительно растет число легких самолетов на поршневых двигателях, составляющих основу авиации общего назначения. Развитие современных авиационных поршневых двигателей заключается в неуклонном улучшении их экономических и экологических характеристик, повышении долговечности и надежности работы. Одним из основных показателей авиационных двигателей является удельная мощность, значение которой существенно зависит от среднего эффективного давления, а также от быстроходности самого двигателя. Стремление к повышению указанных параметров приводит к увеличению тепловых и механических нагрузок на основные детали, моделирование которых необходимо еще на стадии проектирования для прогнозирования работоспособности, а также надежности разработанной конструкции. Очевидно, что уровень этих показателей является решающим фактором при выборе двигателя для установки на борт самолета.

Цель настоящей работы — моделирование нестационарного локального теплообмена в камере сгорания (КС) авиационного двигателя с

искровым зажиганием при учете нестационарных процессов переноса количества движения, энергии, массы, концентрации, а также турбулентного сгорания и получение локальных тепловых нагрузок на поверхностях КС, в частности на огневом днище поршня.

Краткая характеристика двигателя и исследуемой конструкции поршня. Объектом исследования является четырехтактный двухцилиндровый авиационный двигатель с оппозитным расположением цилиндров, с искровым зажиганием и воздушным охлаждением (головка цилиндров охлаждается маслом). В качестве топлива используется автомобильный бензин с октановым числом не менее $Aи\ 92$, масло — всесезонное, 100 %-ное синтетическое. Основные технические данные двигателя приведены ниже. Исследования проводились для двух основных режимов работы: взлетный режим (режим максимальной допустимой частоты вращения) и крейсерский режим. Конструкция поршня (рис. 1) была разработана с учетом существующих тенденций развития современных авиационных бензиновых двигателей с внешним смесеобразованием и принудительным зажиганием и имеет на огневом днище вытеснитель прямоугольной формы с округлениями.

Краткая техническая характеристика авиационного двигателя

Диаметр цилиндра, D , мм	85
Ход поршня, S , мм	60
Степень сжатия (геометрическая), ε	11,3
Взлетная мощность, N_e , кВт (при частоте вращения, n , мин^{-1})	44,7 (6200)
Максимальная крейсерская мощность, N_e , кВт (при частоте вращения, n , мин^{-1})	41,7 (5800)
Частота вращения холостого хода, n , мин^{-1}	1400

Поршень изготовлен из алюминиевого сплава с теплопроводностью $\lambda = 220 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, плотностью $\rho = 2700 \text{ кг}/\text{м}^3$, удельной теплоемкостью $c = 930 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$. Поршень имеет плоское огневое днище с вытеснителем высотой 1,9 мм, а также четыре выточки (две под впускными и две под выпускными клапанами) (см. рис. 1). Максимальная глубина выточек составляет 4 мм. Следует отметить, что при определении термических граничных условий наличие выточек обычно не учитывается [1]. В некоторых случаях их учитывают только в твердотельной модели поршня, а при определении граничных условий их поверхности условно принимаются как плоские, без выточек [1, 2].

В реальном рабочем цикле двигателя на поверхностях выточек, а также у кромок вытеснителя (см. рис. 1) возникают локальные движения газа, генерированные неровностями и рельефом указанных поверхностей и влияющие на интенсивность локального теплообмена.

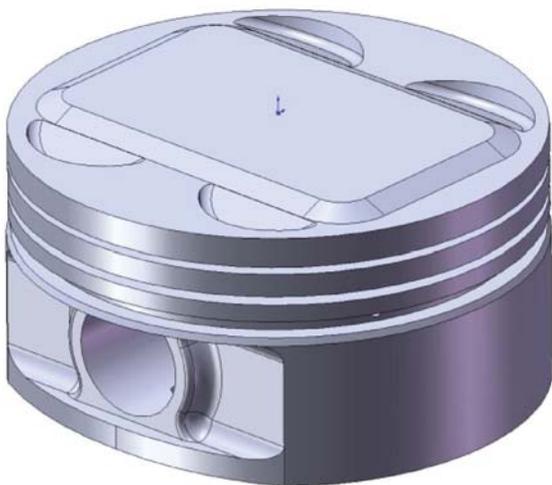


Рис. 1. Трехмерная модель поршня авиационного двигателя с вытеснителем и выточками под впускными и выпускными клапанами

В целях отказа от традиционного подхода и реальной оценки влияния выточек и вытеснителя на формирование тепловых нагрузок на огневом днище поршня со стороны высокотемпературного рабочего тела в настоящей работе используется трехмерная нестационарная модель турбулентного 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.

Моделирование нестационарных процессов переноса количества движения, энергии, массы, концентрации и турбулентного сгорания в цилиндре двигателя. Дифференциальные уравнения, на основе которых описаны физические процессы переноса количества движения, энергии, массы и концентрации в КС двигателя, можно записать в виде обобщенного закона сохранения, согласно которому сумма нестационарного и конвективного потоков равна сумме диффузионного и источникового потоков:

$$\frac{\partial}{\partial \tau}(\rho\Phi) + \text{div}(\rho\vec{W}\Phi) = \text{div}(\Gamma_{\Phi} \text{grad } \Phi) + S_{\Phi}, \quad (1)$$

где ρ – плотность; \vec{W} – вектор скорости; Φ – произвольная зависимая переменная; Γ_{Φ} – коэффициент обмена (диффузии); S_{Φ} – источниковый член $S_{\Phi} = S_{\Phi g} - S_{\Phi a}$ (генерация $S_{\Phi g}$ и аннигиляция $S_{\Phi a}$ потоков).

Конкретный вид Γ_{Φ} и S_{Φ} , а также $S_{\Phi g}$ и $S_{\Phi a}$ зависит от смысла переменной Φ (таблица). После подстановки соответствующих значений из уравнения (1) получаем уравнения сохранения количества движения (Навье–Стокса), энергии (Фурье–Кирхгофа), диффузии (Фика) и сохранения массы [3]. В результате решения этих уравнений опреде-

ляются локальные значения параметров рабочего тела в объеме КС и локальные тепловые нагрузки на тепловоспринимающих поверхностях КС, в частности на огневом днище поршня. В качестве тепловой нагрузки подразумеваются тепловой поток или коэффициент теплоотдачи и температура рабочего тела, значения которых далее используются как граничные условия для расчета температурного поля поршня. В уравнениях (см. таблицу) приняты следующие обозначения: p — давление; G_i — проекция вектора плотности объемных сил на ось OX_i прямоугольной декартовой системы координат; H — полная энергия; $V_\mu = \frac{1}{3}\mu \text{grad}(\text{div}\vec{W})$ — член, выражающий объемную деформацию; μ — динамическая вязкость; c_p — теплоемкость при постоянном давлении; w_r — скорость химической реакции; Q_r — количество выделяемой теплоты на единицу массы; λ — теплопроводность; δ_{ij} — символ Кронекера; D — коэффициент диффузии; \dot{m} — интенсивность источника массы (скорость изменения массы химического компонента в единице объема). Радиационный тепловой поток от источника излучения $\frac{\partial q_{Rj}}{\partial x_j}$ играет существенную роль только в процессе гетерогенного сгорания жидкого дизельного топлива, сопровождающегося возникновением твердых микрочастиц сажи — основных генераторов излучения. В бензиновом двигателе с искровым зажиганием генераторами излучения являются газообразные продукты сгорания, селективное излучение которых пренебрежимо мало. В таблице приведена также тензорная форма записи уравнения (1) для декартовой системы координат $\left(\frac{D}{D\tau} - \text{субстанциональная производная}\right)$. Отметим, что в таблице и в уравнениях (приведенных ниже) использовано правило суммирования слагаемых при повторении индексов i, j, k .

Воспользуемся подходом Рейнольдса, согласно которому мгновенное значение любого параметра Φ представляется как сумма его усредненного по времени ($\bar{\Phi}$) и пульсационного (Φ') значений, т.е. $\Phi = \bar{\Phi} + \Phi'$. В нашем случае используется способ усреднения по Фавру (Favre), при котором плотность ρ играет роль весового коэффициента, т.е. $\bar{\Phi} = \frac{1}{\bar{\rho}t} \int_{\tau_0}^{\tau_0+t} \rho(\tau)\Phi(\tau) d\tau$ (t — период усреднения). Тогда исходная система уравнений переноса заменяется незамкнутой системой уравнений в форме Рейнольдса (см. таблицу), для замыкания которой используется k - ε -модель турбулентности. Стандартная форма этой модели, предназначенной для описания процессов турбулентного переноса в объеме цилиндра двигателя, имеет вид [4, 5]

Уравнения законов сохранения (как частные случаи обобщенного дифференциального уравнения)

$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho \Phi) + \operatorname{div} \left(\rho \vec{W} \Phi \right) = \operatorname{div} (\Gamma_{\Phi} \operatorname{grad} \Phi) + S_{\Phi} \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial \tau} (\rho \Phi) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho W_j \Phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) + S_{\Phi} \quad (i, j, k = 1, 2, 3)$	
$\Phi = W_i, \Gamma_{\Phi} = \mu,$	Исходная форма
$S_{\Phi} = G_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + V_{\mu}$	Форма Рейнольдса
Уравнение сохранения количества движения (уравнение Навье–Стокса)	Новые неизвестные
	$\frac{D W_i}{D \tau} = G_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \frac{\partial W_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial W_k}{\partial x_k} \right) \right].$
	$\frac{D \bar{W}_i}{D \tau} = \bar{G}_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{W}}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{W}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{W}_k}{\partial x_k} \right) - \bar{\rho} \bar{W}_i \bar{W}'_j \right],$
	<p>где $\bar{\rho} \bar{W}_i \bar{W}'_j$ – тензор реинольдсовых турбулентных напряжений, определенный по пульсационным составляющим скорости;</p> <p>$\bar{\tau}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial \bar{W}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{W}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{W}_k}{\partial x_k} \right)$ – тензор вязких (турбулентных) напряжений, определенный по усредненным значениям компонент скорости.</p>
$\Phi = H, \Gamma_{\Phi} = \frac{\lambda}{c_p}$	Исходная форма
$S_{\Phi} = \frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\tau_{ij} W_j) + G_j W_j + w_r Q_r + \frac{\partial q_{R_j}}{\partial x_j}.$	Форма Рейнольдса
Уравнение сохранения энергии	Новая неизвестная
	$\frac{D \bar{H}}{D \tau} = \bar{G}_j \bar{W}_j + \frac{\partial \bar{p}}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} \bar{W}_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - c_p \bar{\rho} \bar{T}' W'_j \right) + \bar{w}_r \bar{Q}_r + \frac{\partial \bar{q}_{R_j}}{\partial x_j},$
	<p>где $c_p \bar{\rho} \bar{T}' W'_j$ – турбулентный перенос энthalпии $\bar{\rho} c_p \bar{T}'$ посредством флуктуации скорости W'_j.</p>

$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho \Phi) + \operatorname{div} \left(\rho \vec{W} \Phi \right) = \operatorname{div} (\Gamma_{\Phi} \operatorname{grad} \Phi) + S_{\Phi} \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial \tau} (\rho \Phi) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho W_j \Phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) + S_{\Phi}$	
$\Phi = 1, \Gamma_{\Phi} = 0, S_{\Phi} = 0.$	Исходная форма
<p>Уравнение сохранения массы (неразрывности)</p>	Форма Рейнольдса
$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{W}_j) = 0.$	Исходная форма
$\Phi = \frac{C_l}{\rho}, \Gamma_{\Phi} = D_l \rho,$	Форма Рейнольдса
$S_{\Phi} = \dot{m}_l.$	Новая неизвестная
<p>Уравнение диффузии</p>	$\frac{DC}{D\tau} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) + \dot{m} \quad (i, j, k = 1, 2, 3).$ $\frac{D\bar{C}}{D\tau} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j} - \overline{C'W_j'} \right) + \bar{\dot{m}},$ <p>где $\overline{C'W_j'}$ — турбулентный диффузионный перенос массы компонента (C — концентрация компонента) посредством флуктуации скорости W_j'.</p>

$$\rho \frac{\partial \bar{k}}{\partial \tau} + \rho W_j \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} = P + G - \bar{\varepsilon} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_T}{\text{Pr}_{TDk}} \right) \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right);$$

$$\rho \frac{D \bar{\varepsilon}}{D \tau} = \left(C_{\varepsilon 1} P + C_{\varepsilon 3} G + C_{\varepsilon 4} \bar{k} \frac{\partial W_k}{\partial x_k} - C_{\varepsilon 2} \bar{\varepsilon} \right) \frac{\bar{\varepsilon}}{\bar{k}} +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_T}{\text{Pr}_{T\varepsilon}} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_j} \right), \quad (2)$$

где слагаемые $P = -\overline{W'_i W'_j} \frac{\partial W_i}{\partial x_j} = 2\nu_T S_{ij} S_{ij} - \frac{2}{3} \left(\mu_T S_{kk} + \bar{k} \right) S_{kk}$,

$G = -g_i \frac{\mu_T}{\text{Pr}_T} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_i}$ указывают на генерацию (или аннигиляцию) кинетической энергии турбулентности за счет деформации потока и объемных сил. При этом $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \frac{\partial W_j}{\partial x_i} \right)$, $\mu_T = C_\mu \bar{\rho} \frac{\bar{k}^2}{\bar{\varepsilon}}$. Эмпирические коэффициенты и различные аналоги турбулентного числа Прандтля для данной модели имеют следующие значения: $C_\mu = 0,09$; $C_{\varepsilon 1} = 1,44$; $C_{\varepsilon 2} = 1,92$; $C_{\varepsilon 3} = 0,8$; $C_{\varepsilon 4} = 0,33$; $\text{Pr}_{TDk} = 1$; $\text{Pr}_{T\varepsilon} = 1,3$; $\text{Pr}_T = 0,9$.

Для описания процесса сгорания топливно-воздушной смеси используется хорошо апробированная модель Б. Магнуссена и Б. Хартагера [6], согласно которой горючая смесь состоит из топлива, кислорода, продуктов сгорания и инертных газов (азота), причем массы этих фракций, обозначаемые как m_T , m_{O_2} , $m_{\text{пр.сг}}$ и $m_{\text{ин}}$ соответственно, должны быть рассчитаны. Гипотеза, лежащая в основе этой модели, подразумевает, что в турбулентном пламени реагенты (топливо и кислород) содержатся в одних и тех же вихрях и отделены от вихрей, в которых находятся горячие продукты сгорания. Химические реакции обычно имеют масштаб времени, очень короткий по сравнению с реальным масштабом времени турбулентного процесса переноса. Это позволяет предположить, что химические реакции в малых турбулентных структурах (в вихрях) протекают практически мгновенно до полного их завершения, как только происходит перемешивание реагентов на молекулярном уровне. В связи с этим принимается, что скорость сгорания определяется скоростью перемешивания в вихрях, содержащих реагенты, и тех, что содержат продукты сгорания. Таким образом, скорость диссипации этих вихрей определяет скорость сгорания. Положительным свойством этой модели является то, что она не требует задания флуктуаций массовых фракции реагентов. В результате средняя скорость реакции сгорания топлива записывается в

следующем виде [6]:

$$\overline{w}_r = \frac{B}{\tau_t} \bar{\rho} \min \left(\overline{m}_r, \frac{\overline{m}_{O_2}}{L_0}, C \frac{\overline{m}_{np.cr}}{1 + L_0} \right), \quad (3)$$

где L_0 — массовое стехиометрическое количество воздуха; $\tau_t = \frac{\overline{k}}{\varepsilon}$ — масштаб времени турбулентного перемешивания.

Расчет трехмерного переноса количества движения, энергии, массы и концентрации компонентов рабочего тела на основе уравнений, приведенных в таблице, в настоящей работе проводится с помощью программного комплекса FIRE, разработанного фирмой AVL List GmbH (Австрия) [5]. Ядро FIRE основано на численном методе контрольных объемов с использованием усовершенствованного алгоритма SIMPLE [4, 5, 7]. На рис. 2 приведен пример разбиения расчетной области — объема цилиндра двигателя — на конечное число контрольных объемов, деформируемых в направлении оси цилиндра в результате перемещения поршня. Изменение объема цилиндра по времени (по ходу поршня) задается по известным зависимостям кинематики кривошипно-шатунного механизма. Следует подчеркнуть, что одним из преимуществ используемого программного комплекса FIRE по сравнению с другими коммерческими программными продуктами является возможность моделирования подвижных границ расчетной области. Расчет осуществляется для полного четырехтактного рабочего цикла (процессы впуска, сжатия, сгорания-расширения, выпуска), продолжительность которого соответствует 720° угла поворота коленчатого вала (п.к.в.). Очевидно, что период усреднения t параметров должен быть достаточно большим по сравнению с периодом турбулентной пульсации, чтобы усредненное значение от него не зависело.

Особое внимание следует обращать на корректность разбиения областей со сложной геометрией: выточки под клапаны и область в районе вытеснителя КС. Число элементов для данного примера составило 35 598, из них 33 378 — кубической формы, остальные элементы имеют пирамидальную и призматическую формы. При этом максимальный размер элемента в КС составляет 3 мм при положении

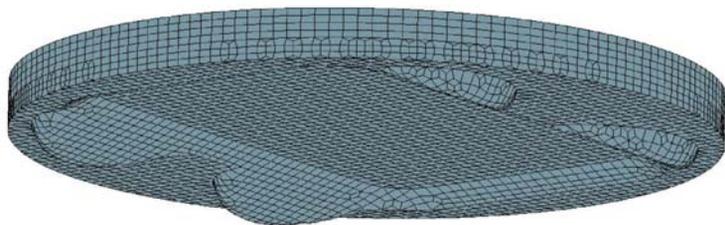


Рис. 2. Представление расчетной области (объема КС) в виде конечного числа контрольных объемов с учетом наличия вытеснителя и выточек под клапанами

поршня в верхней мертвой точке. Переход поршня в нижнюю мертвую точку приводит к деформации элементов, на которые разбивается внутренний объем цилиндра двигателя, в направлении движения поршня таким образом, чтобы минимальное соотношение размеров элемента было не менее 0,1. В случае, если это соотношение вследствие деформации контрольных объемов не выполняется, проводится переразбиение расчетной области.

Особое внимание следует уделить также моделированию процессов в пристеночных областях. Стандартный подход к моделированию теплообмена в CFD-пакетах обычно рассматривает стационарное течение несжимаемой жидкости и базируется на использовании логарифмических законов стенки [4]. Эти законы имеют силу только в ограниченной области безразмерного расстояния от границы y^+ . Однако течения в КС поршневого двигателя в процессе сгорания являются нестационарными, поэтому во время некоторых отдельных периодов рабочего цикла трудно получить точные значения y^+ [2]. Кроме того, при рассмотрении движения вблизи поверхности стенки необходимо учитывать сжимаемость газа, а также, что результаты численного решения существенно зависят от разрешения (шага) расчетной сетки. Известно также, что в процессе сгорания термический пограничный слой становится очень тонким, поэтому сетка должна измельчаться. Анализ наиболее распространенных моделей [4, 5, 8, 9] теплообмена в пристеночных слоях показал, что этим требованиям больше удовлетворяет модифицированная модель R. Han и R. Reitz [9], согласно которой тепловой поток в стенку ($Вт/м^2$) вычисляется на основе следующего соотношения:

$$\dot{q}_w = \frac{\rho c_p \sqrt{k C_\mu^{1/4} T_\infty / T_w}}{2,1 \ln(y^+) + 2,5}, \quad (4)$$

где $y^+ = \frac{1}{\nu_w} \sqrt{\frac{|\tau_w|}{\rho_w}} y$, τ_w — касательное напряжение, индекс “w” указывает на принадлежность параметра к пристеночной области.

В настоящей работе для расчета локального нестационарного теплообмена в КС применяется $(k-\varepsilon)$ -модель турбулентности с использованием гибридных пристеночных функций и модели теплообмена Han–Reitz, описанная в работе [9]. Значение температуры T_∞ за пограничным слоем в зависимости от времени (от угла п.к.в.) определяется из индикаторной диаграммы двигателя. Амплитуда колебания температуры T_w поверхности КС в рабочем цикле быстроходных двигателей, как известно, существенно меньше по сравнению с амплитудой колебания температуры T_∞ и составляет всего 5–10°C [10], поэтому в расчетах принимается, что $T_w = \text{const}$. После расчета теплового пото-

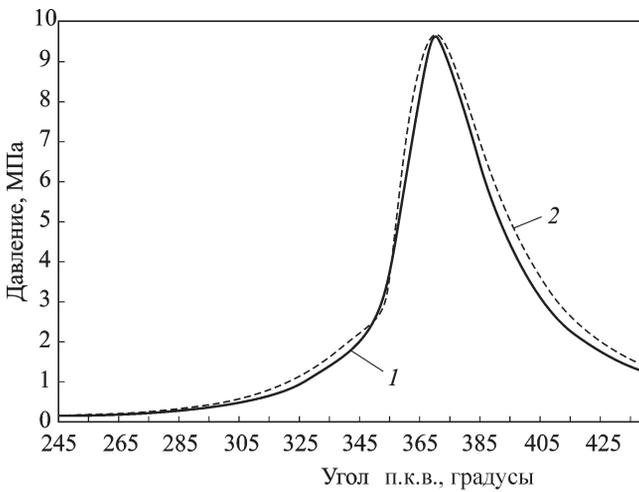


Рис. 3. Сравнение индикаторных диаграмм авиационного двигателя, полученных в результате 3-мерного (1) и 0-мерного (2) рабочих процессов при $N_e = 41,7 \text{ кВт}$, $n = 5800 \text{ мин}^{-1}$

ка (4) коэффициент теплоотдачи можно определить из закона Ньютона для конвективного теплообмена.

Верификация используемых моделей — CFD-модели (см. таблицу) и модели сгорания (3) — осуществляется на основе индикаторной диаграммы двигателя (рис. 3), изображающей изменение давления в цилиндре двигателя.

Отметим, что особенностью модели Магнуссена–Хартагера (3) является то, что эмпирические коэффициенты B и C , учитывающие влияние турбулентности и параметров топлива на скорость химической реакции, в каждом конкретном случае требуют определения на основе экспериментальных данных. В случае отсутствия экспериментальной индикаторной диаграммы расчет изменения давления целесообразно проводить с применением однозонных 0-мерных моделей рабочего процесса [10]. Эти модели, предназначенные, прежде всего, для расчета эффективных показателей двигателя, хорошо апробированы, дают надежные результаты и могут быть применены для верификации используемых CFD-кодов и моделей турбулентного горения. На рис. 3 приведены результаты сравнения расчетов, выполненных с применением однозонной модели, разработанной в МГТУ им. Н.Э. Баумана и реализованной в программе NKIU, и 3D-CFD-модели, реализованной в программе FIRE [5]. В данном случае погрешность в определении максимального мгновенного давления цикла составила 0,3 %, а погрешность в определении угла п.к.в., соответствующего этому давлению, не превышает 1° , что вполне допустимо. Такое согласование индикаторных диаграмм обеспечивается значениями коэффициентов уравнения (3) $B = 26,0$ и $C = 0,5$. Цикловая подача топлива и угол опережения зажигания в данном примере составляют соответственно

$m_{ц} = 0,034483$ г, $\varphi_{0,3} = 23^\circ$ угла п.к.в. При расчете в качестве характерного масштаба длины l используется половина высоты подъема впускного клапана, $l = h_{кл}/2 = 0,006$ м. Кинетическая энергия турбулентности определяется как $k = \frac{3}{2} (u')^2$, где $u' = 0,5c_m$ — пульсация скорости потока, ($c_m = Sn/30$ — средняя скорость поршня). При этом начальное значение кинетической энергии турбулентности составляет $k = 50,46$ м²/с². Начальные условия (температура и давление рабочего тела в цилиндре, интенсивность вихревого движения заряда), а также граничные условия (температуры на тепловоспринимающих поверхностях поршня, гильзы и головки цилиндра) для расчета в FIRE задавались по результатам предварительных расчетов с применением 0-мерной модели рабочего процесса.

Результаты моделирования нестационарного теплообмена в КС. В результате численного решения уравнений переноса в форме Рейнольдса (в совокупности с моделями турбулентности и сгорания) получены значения локальных нестационарных параметров рабочего тела в КС. Изменения локальных скоростей и температур в объеме КС приводят к изменению толщин динамического и теплового пограничных слоев. Текущие значения этих толщин и значения параметров за пограничным слоем определяют значения локальных тепловых потоков, а также коэффициентов теплоотдачи на поверхностях основных деталей (поршень, гильза, головка цилиндра, клапаны), образующих КС. В настоящей работе особое внимание уделяется определению тепловых нагрузок на тепловоспринимающей поверхности огневого днища

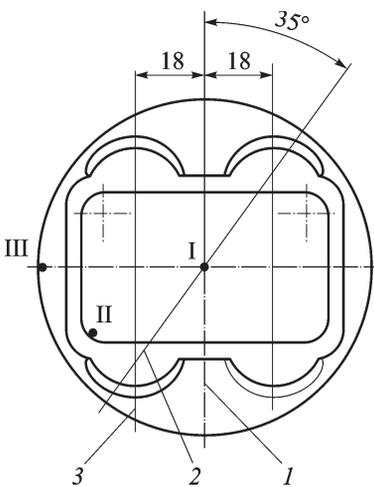


Рис. 4. Характерные сечения (1, 2, 3) в объеме цилиндра и характерные точки (I, II, III) на поверхности огневого днища поршня авиационного двигателя

поршня, имеющего специфичную конструкцию (см. рис. 1). Эти значения используются в качестве термических граничных условий при расчете теплонапряженного состояния поршня.

На рис. 4 приведены характерные сечения цилиндра двигателя, а также характерные точки на поверхности огневого днища поршня, наиболее интересные с точки зрения внутрицилиндровой гидродинамики и теплообмена: диаметральное сечение цилиндра в плоскости, проходящей по оси поршневого пальца, которое не затрагивает объем над выточками; диаметральное сечение цилиндра в плоскости, проходящей над выточками впускного и выпускного клапана; сечение цилиндра в плоскости, проходящей

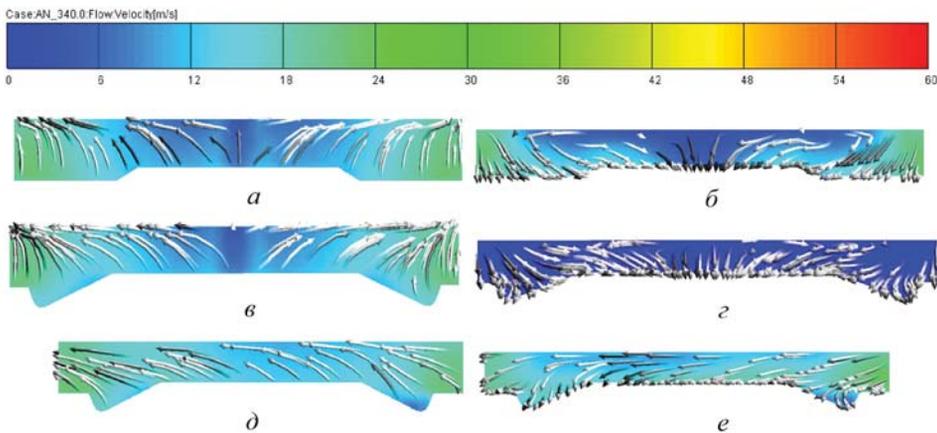


Рис. 5. Поля скоростей, полученные в КС авиационного двигателя (режим работы $N_e = 41,7$ кВт, $n = 5800$ мин $^{-1}$), при:

$a - \varphi = 340^\circ$ (сечение 1), $b - \varphi = 375^\circ$ (сечение 1), $в - \varphi = 340^\circ$ (сечение 2), $г - \varphi = 375^\circ$ (сечение 2), $д - \varphi = 340^\circ$ (сечение 3), $e - \varphi = 375^\circ$ (сечение 3) (нумерация сечений соответствует рис. 4)

перпендикулярно оси поршневого пальца над выточками впускного и выпускного клапана.

Характерные точки I, II, III на поверхности огневого днища поршня расположены в центральной части, на кромке вытеснителя и на периферийной части поршня соответственно (см. рис. 4). В дальнейшем эти сечения и точки были использованы для анализа нестационарных внутрицилиндровых процессов в ядре и пограничном слое.

На рис. 5 и 6 приведены поля скоростей и температур рабочего тела в указанных сечениях объема КС, полученные в результате расчетов для различных моментов времени (положений кривошипа коленчатого вала). При этом $\varphi = 340^\circ$ соответствует концу процесса сжатия, когда

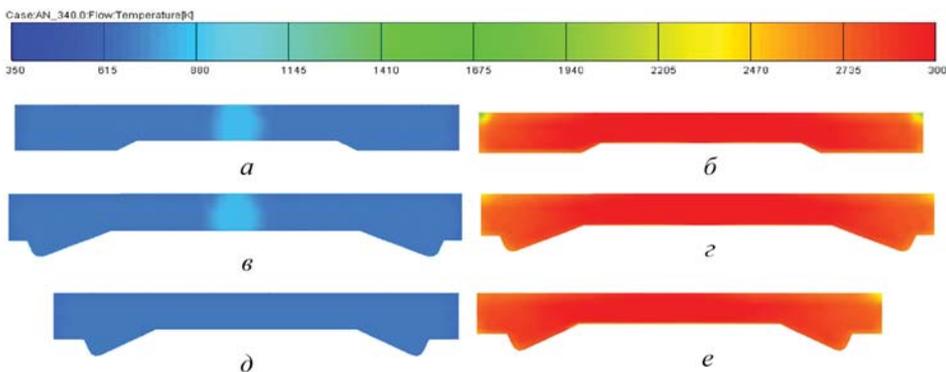


Рис. 6. Поля температур, полученные для авиационного двигателя (режим работы $N_e = 41,7$ кВт, $n = 5800$ мин $^{-1}$) при:

$a - \varphi = 340^\circ$ (сечение 1), $b - \varphi = 375^\circ$ (сечение 1), $в - \varphi = 340^\circ$ (сечение 2), $г - \varphi = 375^\circ$ (сечение 2), $д - \varphi = 340^\circ$ (сечение 3), $e - \varphi = 375^\circ$ (сечение 3) (нумерация сечений соответствует рис. 4)

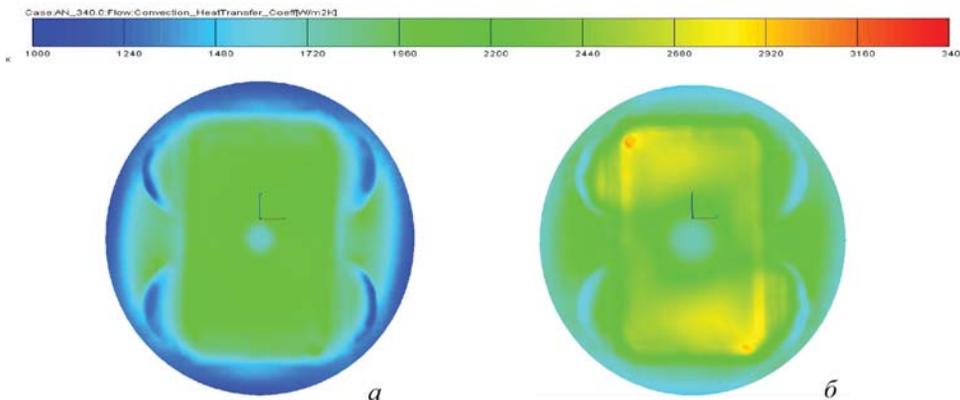


Рис. 7. Распределения коэффициентов теплоотдачи по поверхности огневого днища поршня авиационного двигателя (режим работы $N_e = 41,7$ кВт, $n = 5800$ мин $^{-1}$) при разных углах п.к.в.:

a – $\varphi = 340^\circ$, *б* – $\varphi = 375^\circ$

после подачи искры свечой зажигания прошло время, соответствующее $\Delta\varphi = 3^\circ$. К этому моменту повышение температуры заметно в центральных частях диаметральных сечений 1 и 2 (рис. 6, *a*, *в*), т.е. в области расположения свечи зажигания. Угол п.к.в. $\varphi = 375^\circ$ соответствует моменту времени развитого сгорания и характеризуется высокими локальными температурами до 3000°C (рис. 6, *б*, *г*, *е*).

Распределения тепловых нагрузок (локальных коэффициентов теплоотдачи) на поверхности огневого днища поршня для различных моментов рабочего процесса приведены на рис. 7. Хорошо заметно, что на вытеснитель действуют значительно бóльшие тепловые нагрузки, чем на периферийную часть поршня. Также заметна интенсификация теплообмена на кромках вытеснителя и выточек в период развитого сгорания (рис. 7, *б*), что объясняется повышением турбулентности высокотемпературного газа, а также характером его движения (рис. 5, *б*, *г*, *в*) в пристеночной области.

Изменение коэффициента теплоотдачи α в зависимости от угла п.к.в. в точке III на периферийной части огневого днища поршня (рис. 8) имеет вид, типичный для поршневых двигателей [11], и характеризуется одним максимумом. В центральной части (точка I), а также на кромке вытеснителя (точка II) таких максимумов два – до и после верхней мертвой токи. При этом в точке I значения этих максимумов довольно близки друг с другом, а на кромке вытеснителя (точка II) – существенно различаются.

Кроме того, на кромке вытеснителя были зафиксированы максимальные (для данного цикла) значения α . Такой характер изменения коэффициента теплоотдачи обусловлен полями скоростей, а также изменением направления потока газа после прохождения поршнем верхней мертвой точки (см. рис. 5).

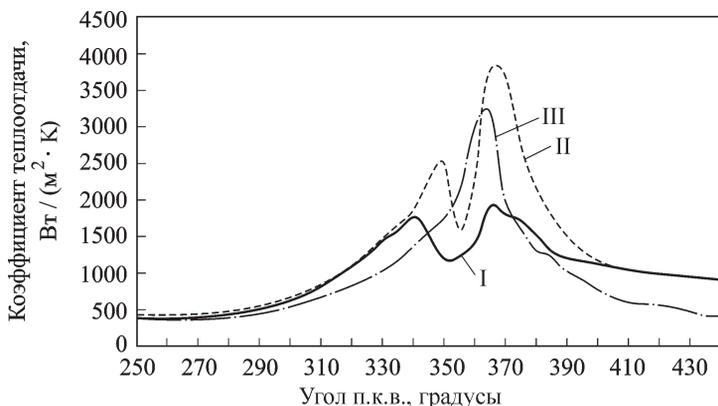


Рис. 8. Коэффициент теплоотдачи в характерных точках I, II, III (см. рис. 4) на поверхности огневого днища поршня авиационного двигателя

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 для расчета теплонапряженного состояния поршня, а также других деталей, образующих КС (гильза, крышка цилиндра, клапаны). Как известно, 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 (угла п.к.в.), полученные в настоящей работе с помощью программного комплекса FIRE, применимы к фиксированной трехмерной конечно-элементной сетке.

При этом 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 [12] обычно выше, чем конечно-элементной, что обусловлено спецификой решаемых задач для газа и для твердого тела.

Заключение. Моделирование локального теплообмена и определение термических граничных условий со стороны рабочего тела, необходимых для решения краевых задач теплопроводности и напряженно-деформированного состояния основных деталей, образующих КС авиационного поршневого двигателя, целесообразно проводить с применением 3D-CFD-кодов.

Применение системы уравнений трехмерного нестационарного переноса в форме Рейнольдса в совокупности современных, хорошо апробированных моделей турбулентности и турбулентного сгорания обеспечивает возможность учета реальной и специфичной конструк-

ции поршня авиационного двигателя при расчете локальных термических нагрузок, действующих на него со стороны рабочего тела.

Используемая $k-\varepsilon$ -модель турбулентности в сочетании с гибридными пристеночными функциями, моделью теплообмена Han-Reitz и моделью сгорания Магнуссена-Хартагера, дает вполне приемлемые результаты при расчете процесса сгорания, индикаторной диаграммы двигателя, локальных температур рабочего тела и локальных коэффициентов теплоотдачи в КС. Методы расчета и измерения нестационарного давления в цилиндре двигателя, в отличие от других параметров рабочего тела, в настоящее время хорошо разработаны и обычно дают достаточно надежные результаты [12]. Верификация используемых математических моделей, в том числе и уточнение содержащихся в них эмпирических коэффициентов (например, в модели сгорания Магнуссена-Хартагера), осуществляется на основе индикаторной диаграммы. Верифицированные таким образом модели обычно дают адекватные результаты.

Определены термические граничные условия со стороны высокотемпературного рабочего тела для разработанной конструкции поршня с вытеснителем и выточками под впускными и выпускными клапанами, наличие которых приводит к интенсификации турбулентности в зонах их расположения. При этом в этих пристеночных зонах, как и в КС, поля скоростей меняются в зависимости от направления перемещения поршня, а локальные температуры поверхности снижаются (по сравнению с поршнем без выточек). Локальные температуры рабочего тела, как и его локальные скорости, в различных сечениях цилиндра двигателя сильно отличаются друг от друга, что приводит к существенному различию между локальными тепловыми нагрузками, возникающими на соответствующей поверхности огневого днища поршня. Интенсификация теплообмена заметна на кромках вытеснителя и выточек в период развитого сгорания и связана с повышением турбулентности высокотемпературного газа, а также с характером его движения.

Изменение коэффициента теплоотдачи в рабочем цикле двигателя носит ярко выраженный локальный характер. При этом локальные коэффициенты теплоотдачи существенно отличаются друг от друга не только по значениям, но и по характеру изменения в течение рабочего цикла. На периферийной части поверхности огневого днища поршня нестационарный коэффициент теплоотдачи имеет одно экстремальное значение (максимум) и очевидна корреляция с изменениями температуры и давления рабочего тела в цилиндре. На поверхности вытеснителя, особенно в его центральной части, изменение коэффициента теплоотдачи характеризуется двумя экстремумами, при этом первое максимальное значение достигается до верхней мертвой точки, а второе – после нее, что объясняется изменением направления движения

поршня и, как следствие, перестройкой поля скоростей в цилиндре. Следует отметить, что максимальные значения локальных скоростей в цилиндре в рабочем цикле двигателя не превышают 25...30 м/с.

При численном решении рассмотренных задач следует особо подчеркнуть роль программного комплекса FIRE [5], позволяющего учесть специфику внутрицилиндровых нестационарных процессов в рабочем цикле поршневого двигателя, особенно возможность исследования расчетных областей с подвижными границами (цилиндр двигателя с движущимся поршнем и клапанами).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 09-08-00279).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Van Basshuysen R., Schäfer F. Handbuch Verbrennungsmotor. Grundlage, Komponenten, Systeme, Perspektive. 4. Auflage. Vieweg & Sohn Verlag, Wiesbaden, 2007. – 1032 S.
2. Tatschl R., Schneider J., Basara D., Brohmer A., Mehring A., Hanjalic K. Fortschritte in der 3D-CFD Berechnung des gas- und wasserseitigen Wärmeübergangs in Motoren. 10. Tagung der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors, 23–25 September, Graz, Austria, 2005. – 18 S.
3. Kavtaradze R. Z., Onishchenko D. O., Zelentsov A. A., Sergeev S. S. The influence of rotational charge motion intensity on nitric oxide formation in gas-engine cylinder // Int. J. Heat and Mass Transfer. – Vol. 52. – 2009. – P. 4308–4316.
4. Андерсен Д., Таннехил Дж., Плечер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен (в двух томах). – М.: Мир. Т. 1, 1990. – 384 с. Т. 2, 1990. – 392 с.
5. FIRE. Users Manual Version 8.5. AVL List GmbH Graz, Austria, 2007. (Лицензионное соглашение DKNR: BMSTU 101107 между МГТУ им. Н.Э. Баумана и “АПС Консалтинг”).
6. Magnussen B. F., Hjertager B. H. On mathematical models of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion // 16-th International Symposium on Combustion. Cambridge, 1976. – P. 719–729.
7. Yun D., Baek S. W. Numerical investigation of combustion with non-gray thermal radiation and soot formation effect in a liquid rocket engine // Int. J. Heat and Mass Transfer. – No. 50, 2007. – P. 412–422.
8. Wieser K., Ennemoser A. 3D-CFD diesel combustion and accurate heat transfer modeling for diesel engines // THIESEL Conference, Valencia; Spain. – AVL List GmbH, Graz, Austria, 2002. – P. 1–11.
9. Han R., Reitz R. A temperature wall function formulation for variable-density turbulent flows with application to engine convective heat transfer modelling // Int. Journal Heat Mass Transfer. – Vol. 40. No. 3. – 1997. – P. 613–625.
10. Кавтарадзе Р. З. Теория поршневых двигателей. Специальные главы. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008. – 720 с.
11. Кавтарадзе Р. З. Локальный теплообмен в поршневых двигателях. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007. – 471 с.
12. Влияние формы камеры на нестационарные процессы переноса и турбулентного сгорания в дизеле, конвертированном в газовый двигатель / А.И. Леонтьев, Р.З. Кавтарадзе, А.В. Шибанов и др. // Известия РАН. Энергетика. – № 2. – 2009. – С. 49–63.

Статья поступила в редакцию 26.10.2009

Реваз Зурабович Кавтарадзе родился в 1951 г. Окончил в 1973 г. Грузинский политехнический институт (Тбилиси). Д-р техн. наук, профессор кафедры “Поршневые двигатели” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Член Национального комитета по теплообмену РАН. Автор 140 научных работ, в том числе 7 монографий и учебников, в области поршневых двигателей и теории теплообмена.

R.Z. Kavtaradze (b. 1951) graduated from the Georgian Polytechnic Institute (Tbilisi) in 1973. D. Sc. (Eng.), professor of “Reciprocating Engines” department of the Bauman Moscow State Technical University. Member of National Committee on Heat Exchange, RAS. Author of 140 publications including 7 monographs and textbooks in the field of reciprocating engines and theory of heat exchange.

Андрей Александрович Зеленцов родился в 1985 г., окончил МГТУ им. Н.Э. Баумана в 2008 г. Аспирант кафедры “Поршневые двигатели” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 10 научных работ в области двигателестроения.

A.A. Zelentsov (b. 1985) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2008. Post-graduate of “Reciprocating Engines” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 10 publications in the field of engine building.

Зураб Ревазович Кавтарадзе родился в 1981 г., окончил в 2003 г. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Канд. техн. наук, научный сотрудник НИИ ЭМ МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 15 научных работ в области двигателестроения.

Z.R. Kavtaradze (b. 1981) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2003. Researcher of “Power Machine Building” research institute of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 15 publications in the field of engine building.

Юрий Николаевич Никитин родился в 1938 г., окончил МИИСП в 1962 г. Канд. техн. наук, старший научный сотрудник Центрального института авиационного моторостроения (ЦИАМ) им. П.И. Баранова. Автор около 70 научных работ в области двигателестроения.

Yu.N. Nikitin (b. 1938) graduated from the Moscow Institute of Engineers of Agricultural Production in 1962. Ph. D. (Eng.), senior researcher of the Central Institute for Aviation Motor Building n.a. P.I. Baranova (TsIAM). Author of about 70 publications in the field of engine building.

Лев Аронович Финкельберг родился в 1961 г., окончил МАМИ в 1984 г. Канд. техн. наук, начальник сектора авиационных поршневых двигателей Центрального института авиационного моторостроения (ЦИАМ) им. П.И. Баранова. Автор 15 научных работ в области двигателестроения.

L.A. Finkelberg (b. 1961) graduated from the Moscow Auto-Mechanical Institute in 1984. Head of sector of aviation reciprocating engines of the Central Institute for Aviation Motor Building n.a. P.I. Baranova (TsIAM). Author of about 15 publications in the field of engine building.