

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ТРЕХМЕРНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА ГАЗА В ЦИЛИНДРЕ ПОРШНЕВОГО ДВИГАТЕЛЯ

З.Х. Керимов, канд. техн. наук, Азербайджанский Технический Университет, г. Баку, Азербайджан

Известно, что экономические и экологические показатели поршневых, и в частности, дизельных двигателей во многом обуславливаются надлежащей организацией процесса смесеобразования в цилиндре. В связи с этим, как к характеристике впрыска топлива, так и к характеру движения газов в цилиндре предъявляются достаточно жесткие требования. Очевидно, для получения более достоверных результатов при исследовании движения газового потока в цилиндре наиболее эффективным можно считать применение экспериментальных методов. Однако даже при использовании для этой цели дорогостоящей и уникальной лазерной и оптической измерительной аппаратуры приходится проводить эксперименты на упрощенных физических моделях двигателей, условия в которых при больших материальных затратах все же не адекватны условиям в цилиндре реального двигателя. Методы же математического моделирования, кроме экономии времени и материальных затрат на исследование внутрицилиндровых процессов, являются несравненно более информативными, чем экспериментальные методы. Но математические модели еще не достигли уровня, позволяющего им полностью заменить экспериментальные методы исследования? и проблему создания математических моделей полного рабочего цикла поршневых двигателей нельзя считать решенной.

Многие существующие термогазодинамические математические модели потока в цилиндре базируются на упрощенных уравнениях потока, упрощенно учитываются форма камеры сгорания, расположение и форма впускного клапана например, [1]. В области моделирования турбулентности течений, в том числе и в цилиндре поршневых двигателей, на сегодняшний день доминирующим направлением является так называемая $k-\epsilon$ модель, относящаяся к полуэмпирическим моделям турбулентности. Часто считается, что

$k-\epsilon$ - модели имеют удовлетворительную адекватность и могут быть применены для моделирования турбулентности и в специфичных условиях в цилиндре поршневых двигателей. Однако существует также мнение, что они недостаточно точно описывают характер течений в условиях развитой неравновесной турбулентности в замкнутых объемах с учетом сжатия и расширения среды [2]. Учитывая эти противоречивые мнения, можно констатировать, что хотя в настоящее время $k-\epsilon$ - модели и получили наибольшее распространение для описания внутрицилиндровой турбулентности, их нельзя считать универсальными. По-этому, несмотря на некоторые успехи в области моделирования сложных турбулентных течений в цилиндре поршневых двигателей с помощью $k-\epsilon$ - модели, эту проблему также нельзя считать решенной и разработка новых математических моделей турбулентности потока вообще и в цилиндре двигателей в частности является актуальной.

Целью настоящих исследований являлась разработка термогазодинамической математической модели неустановившегося трехмерного турбулентного потока газа в цилиндре поршневого двигателя на тактах впуска и сжатия с учетом основных факторов, оказывающих влияние на газодинамическую ситуацию в цилиндре.

При использовании в качестве уравнений движения уравнений Навье-Стокса с их численным интегрированием на реальных разностных сетках параметры потока оказываются осредненными по объему расчетной ячейки. Такое осреднение по пространству позволяет применить полные уравнения Навье-Стокса для расчета осредненных по пространству параметров турбулентного потока, без применения осредненных уравнений. При этом коэффициенты турбулентного обмена должны быть рассчитаны отдельно, с примене-

нием одной из локальных теорий турбулентности. Для наиболее точного учета конфигурации потока в цилиндре и упрощения граничных условий модели уравнения математической модели составлены в трехмерной цилиндрической системе координат r, θ, x .

Уравнение сплошности потока имеет вид [3]:

$$\frac{\partial(r\rho)}{\partial\tau} + \frac{\partial(r\rho u)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial\theta} + \frac{\partial(r\rho w)}{\partial x} = 0. \quad (1)$$

Использованная форма уравнений Навье-Стокса для сжимаемой среды учитывает анизотропность турбулентности, переменность коэффициентов турбулентной и молекулярной вязкостей между отдельными элементарными расчетными объемами пространства [3]:

$$\frac{\partial(r\rho u)}{\partial\tau} + \frac{\partial[r(p + \rho u^2)]}{\partial r} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial\theta} + \frac{\partial(r\rho uw)}{\partial x} =$$

$$= p + \rho v^2 + (\mu + \mu_u)r \times \quad (2)$$

$$\times \left\{ \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial r} \operatorname{div}(\overline{W}) + \nabla^2 u - \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial v}{r \partial \theta} \right\};$$

$$\frac{\partial(r\rho v)}{\partial\tau} + \frac{\partial(r\rho uv)}{\partial r} + \frac{\partial(p + \rho v^2)}{\partial\theta} + \frac{\partial(r\rho vw)}{\partial x} =$$

$$= -\rho uv + (\mu + \mu_v)r \times \quad (3)$$

$$\times \left\{ \frac{1}{3} \frac{\partial}{r \partial \theta} \operatorname{div}(\overline{W}) + \nabla^2 v + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial u}{r \partial \theta} \right\};$$

$$\frac{\partial(r\rho w^*)}{\partial\tau} - \frac{\partial(r\rho w_n)}{\partial\tau} + \frac{\partial(r\rho uw)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial\theta} +$$

$$+ \frac{\partial[r(p + \rho w^2)]}{\partial\tau} = (\mu + \mu_w)r \times \quad (4)$$

$$\times \left\{ \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x} \operatorname{div}(\overline{W}) + \nabla^2 w + \frac{w}{r^2} \right\}.$$

Уравнение энергии учитывает как перенос тепла в результате конвекции, молекулярной и турбулентной теплопроводностей, так и диссипацию энергии за счет молекулярной и турбулентной вязкостей [3]:

$$\frac{\partial(e\rho)}{\partial\tau} + \frac{\partial[r(i + 0,5q^2)\rho u]}{\partial r} + \frac{\partial[(i + 0,5q^2)\rho v]}{\partial\theta} +$$

$$+ \frac{\partial[r(i + 0,5q^2)\rho w]}{\partial x} = (\lambda + \lambda_T)r \nabla^2 T + (\mu + \mu_T)r \Phi. \quad (5)$$

Здесь дивергенция скорости

$$\operatorname{div}(\overline{W}) = \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{\partial v}{r \partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial x},$$

оператор Лапласа

$$\nabla^2 \xi = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\xi}{r} \right) + \frac{\partial^2 \xi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \xi}{r^2 \partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}.$$

В уравнениях (1)-(5):

ρ, p – плотность и давление газа;

u, v, w – проекции вектора скорости потока \overline{q} , соответственно, в направлениях r, θ, x ;

i – удельная энтальпия газа, для идеального газа $i = c_p T$;

e – полная энергия единицы объема газа ($e = \rho(c_v T + 0,5q^2)$);

μ, μ_T – коэффициенты молекулярной и турбулентной вязкостей;

λ, λ_T – коэффициенты молекулярной и турбулентной теплопроводностей;

τ – время;

Φ – диссипативный член [3].

Система уравнений (1) - (5) замыкается уравнением состояния идеального газа. Использованная форма уравнений в консервативных переменных обеспечивает более точное соблюдение законов сохранения при их численном решении.

Решение поставленных задач рассматривается на примере дизельного двигателя, в котором камера сгорания обычно размещается в поршне и часто имеет непростую конфигурацию с точки зрения составления граничных условий, учитывающих криволинейность стенок. Для упрощения граничных условий со стороны поршня расчетная система координат r, θ, x связана с поршнем и совершает вместе с ним возвратно-поступательное движение по оси x относительно неподвижной системы координат r, θ, x^* . Поэтому в уравнении (4) учтено, что осевая проекция абсолютной скорости газа относительно неподвижной системы координат $w^* = w + w_n$ (где w – осевая проекция скорости газа относительно подвижной системы координат r, θ, x ; w_n – скорость движения поршня по оси x или скорость переноса подвижной системы координат r, θ, x относительно неподвижной системы r, θ, x^*).

В результате движения в относительной системе координат поверхности крышки цилиндра объемы элементарных расчетных ячеек, граничащих с этой поверхностью, с течением времени будут изменяться. Уравнения же (1) - (5) получены для элементарной

расчетной ячейки с постоянным объемом. Поэтому переменность объема расчетной ячейки должна быть учтена в этих уравнениях. Продифференцировав известное выражение плотности $\rho = m/V_*$ по времени, при условии изменения объема расчетного элемента V_* и массы газа m , заключенного в объеме, после несложных преобразований получим:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial \tau} \right)_{V_* = \text{const}} - \frac{\rho}{V_*} \frac{dV_*}{dt} \quad (6)$$

Таким образом, для расчетных ячеек с переменным объемом на первом этапе из уравнения (1) определяется $\frac{\partial \rho}{\partial \tau}$ при условии $V_* = \text{const}$, а затем, на втором этапе с помощью выражения (6) выполняется пересчет этого значения с учетом изменения объема расчетного элемента. Подобный пересчет выполняется и для плотности полной энергии e с использованием выражения, аналогичного выражению (6). Функция $V_*(\tau)$ определяется с учетом кинематики поршня. Кроме того, в этих граничных расчетных элементах с переменным объемом в правую часть уравнения энергии (5) добавляется член, учитывающий работу расширения, совершаемую в результате изменения объема элемента.

В правую часть уравнения сплошности для расчетных элементов, граничащих с щелью впускного клапана, добавляется член, учитывающий секундное изменение плотности газа в расчетном элементе в результате поступления массы газа через расчетный сектор щели клапана. В уравнениях движения для этих же расчетных элементов учитываются приращение секундного количества движения в расчетном элементе в направлениях соответствующих координат за счет поступившей массы газа. В правую часть уравнения энергии для этих расчетных элементов добавляются члены, учитывающие кинетическую энергию и энтальпию, вносимые массой газа.

Для расчетных элементов, граничащих со стенками, правая часть уравнения энергии дополняется членом, учитывающим теплообмен со стенкой. На поверхности стенок применяются граничные условия, выражающие равенство нулю соответствующих проекций скорости потока. На поверхности подвижных

стенок составляющая скорости потока, перпендикулярная поверхности стенки, равна текущей скорости перемещения стенки. Температура и давление газа на поверхности стенки определяются из условия столкновения газа со стенкой.

Для определения показателей турбулентности потока за основу принята теория “пути перемешивания” Прандтля [3], которая, на наш взгляд, является более универсальной в специфичных условиях развитой турбулентности в цилиндре двигателя. Путь перемешивания в теории Прандтля не может быть определен в рамках этой теории и обычно для его определения используются различные эмпирические выражения. В представленной же математической модели использованы формулы, полученные нами аналитическим путем [4]. В работе [4] была исследована также адекватность разработанной математической модели.

Уравнения математической модели решены конечно-разностным методом “распада произвольного разрыва” С.К. Годунова [5].

С использованием математической модели были проведены расчетные исследования газодинамической ситуации в цилиндре дизельного двигателя Д-120 Владимирского тракторного завода. Во избежание неоправданного усложнения разностных уравнений математической модели, небольшим эксцентриситетом полусферической камеры сгорания в 5 мм пренебрежено. Расчеты были проведены на компьютере типа IBM. В результате расчетов были построены поля скоростей, температур и давлений газа, путей перемешивания и интенсивности турбулентности потока в различных сечениях цилиндра, а также эпюры скоростей потока в проходной щели впускного клапана. Были разработаны средства визуализации результатов численного эксперимента, позволяющие получить так называемые расчетные кинофильмы процессов, протекающих в цилиндре двигателя.

На рис. 1 - 4 в качестве примера представлены некоторые результаты численных экспериментов, проведенных для частоты вращения коленчатого вала двигателя 2000 мин^{-1} . Из рис. 1, а видно, что уже при угле поворота коленчатого вала 60° по ходу впуска, в силу тангенциального расположения впускного канала

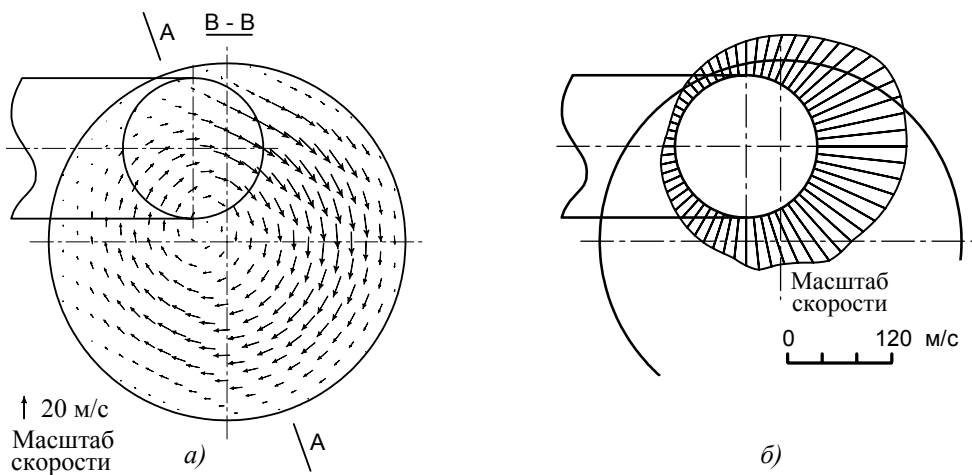


Рис. 1. Поля скоростей в горизонтальном сечении цилиндра в середине текущего хода поршня (а) и в щели впускного клапана (б) при угле поворота коленчатого вала 60° по ходу впуска

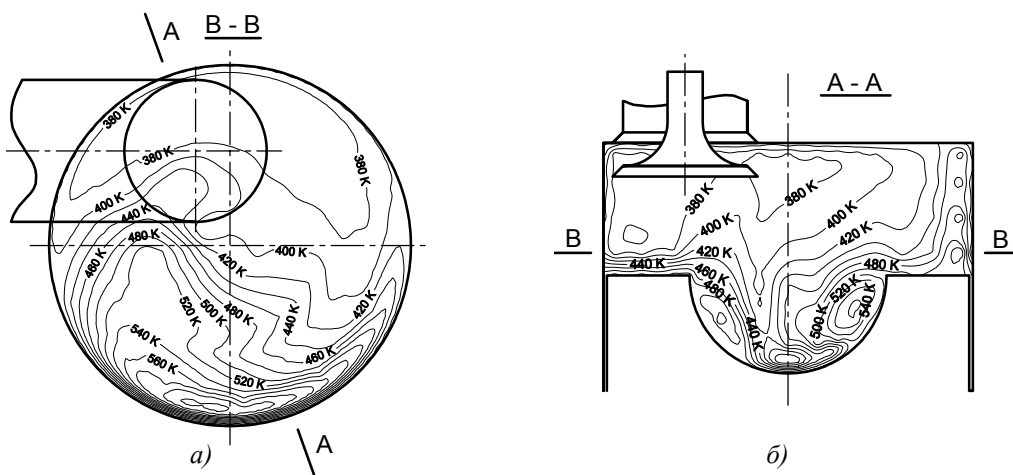


Рис. 2. Поля температур газа в горизонтальном (а) и в вертикальном (б) сечениях цилиндра при угле поворота коленчатого вала 60° по ходу впуска

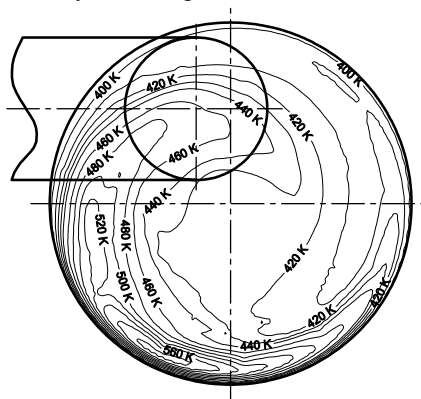


Рис. 3. Поле температур газа в горизонтальном сечении цилиндра на расстоянии 15 мм от дна поршня при угле поворота коленчатого вала 150° по ходу впуска

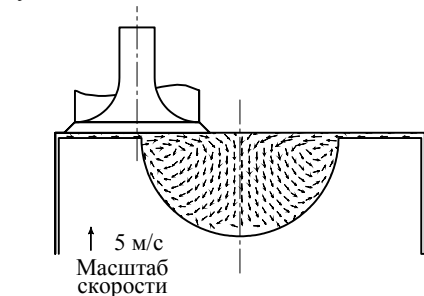
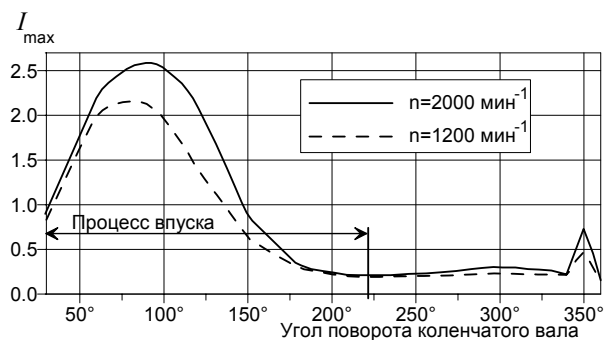


Рис. 4. Поле скоростей газа в вертикальном сечении цилиндра в конце хода сжатия

Рис. 5. Изменение максимальной интенсивности турбулентности по объему цилиндра в течение ходов впуска и сжатия



относительно оси цилиндра образовалось вращательное движение газа с некоторым смещением центра вращения, а эпюра скоростей потока в щели впускного клапана имеет хорошо известную форму, изображающую неравномерный характер распределения скоростей по окружности щели (рис. 1, б). Следы вращательного движения газов хорошо заметны и на поле температур (рис. 2, а), где область горячих остаточных газов в виде шлейфа вытянулась по дуге вдоль стенки цилиндра, а область вокруг впускного клапана занята поступившим через клапан холодным воздухом. Из рис. 2, б видно, что горячие остаточные газы вместе с вращательным движением увлекаются за опускающимся поршнем, занимая в основном объем камеры сгорания и слои над днищем поршня. На рис. 3 представлено дальнейшее развитие поля температур в горизонтальном сечении. Уже к концу хода впуска в результате направляющего действия стенок цилиндра центр вращения газов совпадает с осью цилиндра. В конце хода сжатия поршня (рис. 4) наблюдается тороидальный вихрь, который обычно образуется в дизелях с неразделенной камерой сгорания в результате действия вытеснителей.

Характер изменения максимального по объему цилиндра значения интенсивности турбулентности в течение процессов впуска и сжатия для двух скоростных режимов представлен на рис. 5 (безразмерная интенсивность турбулентности выражена как отношение суммарной пульсационной скорости потока к средней скорости поршня). Видно, что наибольшие значения максимальной интенсивности турбулентности имеют место в середине хода впуска, когда скорость движения поршня, а значит, и скорость впускаемого воздуха через щель клапана достигают своих наибольших значений. В дальнейшем в течение всего процесса сжатия максимальные значения интенсивности турбулентности продолжают уменьшаться, хотя в середине хода сжатия, при максимальных значениях скорости поршня наблюдается некоторое увеличение его на скоростном режиме $n=2000$ мин⁻¹. Однако почти в самом конце процесса сжатия, примерно в момент впрыска топлива, наблюдается резкий рост максимальной интенсивности турбулентности с последующим спадом в в.м.т., что является результа-

том вытеснения газа из области над вытеснителем днища поршня. Видно, что очень небольшая часть энергии турбулентности, сгенерированной на такте впуска сохраняется до конца такта сжатия.

Представленная работа является завершенным этапом в процессе создания модели полного рабочего цикла дизельного двигателя с неразделенной камерой.

Полученные результаты полностью соответствуют современным представлениям о характере протекания газодинамических процессов на тактах впуска и сжатия в цилиндре дизельного двигателя с неразделенной камерой сгорания. Модель может быть применена при исследовании и проектировании газодинамической ситуации в цилиндре не только дизельных двигателей, но и других типов поршневых двигателей, как самостоятельно, так и в составе САПР для получения исчерпывающей информации о протекании исследуемых процессов.

Литература

1. Naifoh Ken, Fujii Hiroyuki, Urushihara Tomonori. Numerical simulation of the detailed flow in engine ports and cylinders // SAE Techn.Pap.Ser.– 1990.- № 900256.– P. 1-18.
2. Дульгер М.В., Злотин Г.Н. Моделирование динамики развития турбулентности в цилиндре двигателя внутреннего сгорания // Изв. вузов. Машиностроение.– 1987. – № 2.– С. 65-70.
3. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа.– М.: Наука, 1987.– 840 с.
4. Керимов З.Х. Определение показателей турбулентности при математическом моделировании трехмерного потока газа в цилиндре поршневого двигателя // Двигатели внутреннего сгорания.– 2002.– № 1.–С. 13-18.
5. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. Численное решение многомерных задач газовой динамики.– М.: Наука, 1976.– 400 с.

Поступила в редакцию 01.06.03

Рецензенты: канд. техн. наук, доц. каф. «ДВС и тракторы» Фарзалиев М.Н., Азербайджанский Технический Университет, г. Баку; канд. техн. наук, нач. управления Насибов Ф.Б., Управление механизации и промышленности Комитета по мелиорации и водного хозяйства АР, г. Баку.