

3. Х. Керимов

ТРЕХМЕРНАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛОБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ЦИЛИНДРЕ ПОРШНЕВОГО ДВИГАТЕЛЯ НА ТАКТАХ ВПУСКА И СЖАТИЯ

Приводятся особенности моделирования теплообменных процессов в составе термогазодинамической математической модели турбулентного потока газа в цилиндре дизельного двигателя с неразделенной камерой сгорания в поршне. Используются полные трехмерные уравнения Навье – Стокса и уравнение энергии, учитывающее перенос энергии в результате молекулярной и турбулентной теплопроводностей и конвекции, а также диссипацию энергии за счет молекулярной и турбулентной вязкостей. Уравнения составлены в цилиндрической системе координат. Приводятся поля распределения термогазодинамических параметров, полученные с помощью разработанной модели. *Математическая модель; поршневой двигатель; конвективный теплоперенос; турбулентный поток; поля распределения параметров*

Известно, что технико-экономические и экологические показатели поршневых и особенно дизельных двигателей во многом обуславливаются качеством процесса смесеобразования, что, в свою очередь, зависит от характеристик движения воздушного заряда, полей распределения температур в цилиндре на тактах впуска и сжатия, а также характеристик впрыска топлива. Следовательно, требуется четкая организация конфигураций потока и полей температур в цилиндре на такте сжатия и согласование их с характеристиками впрыска и распыливания топлива. Это требует проведения большого объема исследовательских работ по доводке формы камеры сгорания, выбора направления и формы впускного канала и расположения впускного клапана. Вместе с тем экспериментальное исследование газодинамических и теплообменных процессов в цилиндре работающего двигателя с целью получения пространственных данных об этих процессах связано с большими техническими трудностями. Даже при применении дорогостоящей лазерной и оптической техники приходится проводить эксперименты на упрощенных физических моделях двигателей, условия в которых далеко не адекватны условиям в реально работающих двигателях. В связи с этим применение методов математического моделирования для надлежащей организации внутрицилиндровых термогазодинамических процессов, составной частью которых являются теплообменные процессы, приобретает большую актуальность.

1. СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА

В связи с интенсивным развитием средств вычислительной техники и методов вычислительной математики в последние десятилетия методы математического моделирования внутрицилиндровых термогазодинамических процессов стали одними из наиболее быстроразвивающихся областей расчетных методов двигателей внутреннего сгорания.

Несмотря на это, многие из наиболее совершенных термогазодинамических математических моделей потока в цилиндре (например, [1], [2]) не обладают достаточной адекватностью, базируются на уравнениях потока с некоторыми упрощениями, недостаточно точно учитываются форма камеры сгорания, процессы теплопереноса. Точность моделирования процессов теплопереноса и в частности, турбулентной конвекции непосредственно связана с точностью моделирования процесса турбулентности потока. В области моделирования турбулентности течений, в том числе и в цилиндре поршневых двигателей, на сегодняшний день направлением, получившим наибольшее распространение, является так называемая k - ϵ модель, относящаяся к полуэмпирическим моделям турбулентности. Однако существует мнение, что k - ϵ модели недостаточно точно описывают характер развитой неравновесной турбулентности в замкнутых объемах с учетом сжатия и расширения среды. Учитывая эти противоречивые мнения, можно констатировать, что хотя в настоящее время k - ϵ модели и получили наибольшее распространение для описания внутрицилиндровой турбулентности, их нельзя считать универсальными. Поэтому, несмотря на некоторые успехи в области моделирования сложных турбулентных течений в цилиндре поршневых двигателей с помощью k - ϵ модели,

эту проблему также нельзя считать решенной и разработка новых математических моделей турбулентности потока вообще, и в цилиндре двигателей в частности с более точным моделированием процессов теплопереноса является актуальной.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Теплообменные процессы в цилиндре поршневого двигателя, в частности процессы конвективного теплопереноса и теплоотдачи между газом и стенками, тесно связаны с перемещениями масс газа, т. е. с газодинамической ситуацией в цилиндре. Поэтому модель теплообменных процессов является неотъемлемой частью общей термогазодинамической математической модели. Следовательно, в систему уравнений, описывающих термогазодинамические процессы в цилиндре, кроме уравнения энергии, должны быть включены также уравнения сплошности и движения. Для удобства вписывания стенок цилиндра и полусферической камеры сгорания в поршне в систему координат и упрощения граничных условий у стенок для решения задачи принята трехмерная цилиндрическая система координат r, θ, x (рис. 1, а).

Уравнение сплошности в этой системе координат имеет вид:

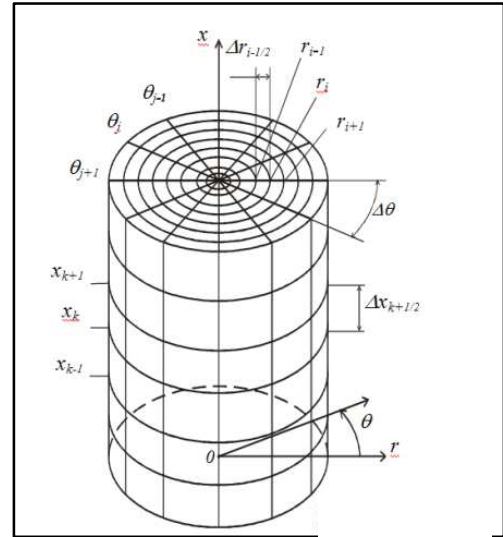
$$\frac{\partial(rp)}{\partial\tau} + \frac{\partial(rpu)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial\theta} + \frac{\partial(rpw)}{\partial x} = 0. \quad (1)$$

Результаты рассмотрения и анализа как существующих математических моделей потока в цилиндре поршневых двигателей, так и различных уравнений, описывающих неустановившийся турбулентный поток газа вообще позволяют сделать вывод о том, что неустановившееся пространственное турбулентное течение сжимаемого газа наиболее полно описывается трехмерными уравнениями Навье – Стокса (уравнения движения), которые в направлениях, соответственно, координат r, θ, x имеют вид [3]:

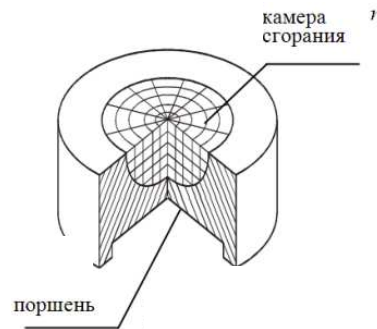
$$\frac{\partial(rpu)}{\partial\tau} + \frac{\partial[r(p+\rho u^2)]}{\partial r} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial\theta} + \frac{\partial(rpuw)}{\partial x} = p + \rho v^2 + (\mu + \mu_w)r \left\{ \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial r} \operatorname{div}(\bar{q}) + \nabla^2 u - \frac{2}{r} \frac{\partial v}{r \partial \theta} \right\}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial(rpv)}{\partial\tau} + \frac{\partial(rpiv)}{\partial r} + \frac{\partial(p+\rho v^2)}{\partial\theta} + \frac{\partial(rpvw)}{\partial x} = -\rho uv + (\mu + \mu_w)r \left\{ \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial \theta} \operatorname{div}(\bar{q}) + \nabla^2 v + \frac{2}{r} \frac{\partial u}{r \partial \theta} \right\}; \quad (3)$$

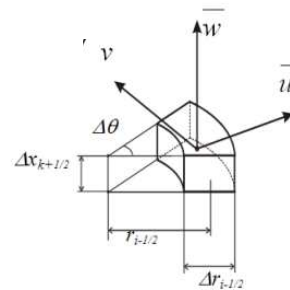
$$\frac{\partial(rpw)}{\partial\tau} + \frac{\partial(rpuw)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial\theta} + \frac{\partial[r(p+\rho w^2)]}{\partial x} = (\mu + \mu_w)r \left\{ \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x} \operatorname{div}(\bar{q}) + \nabla^2 w + \frac{w}{r^2} \right\}. \quad (4)$$



а



б



в

Рис. 1. Расчетная схема математической модели: а – цилиндрическая система координат, б – разностная сетка, в – элементарный объем сетки

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

$$\frac{\partial(er)}{\partial\tau} + \frac{\partial[r(e+p)u]}{\partial r} + \frac{\partial[(e+p)v]}{\partial\theta} + \frac{\partial[r(e+p)w]}{\partial x} = (\lambda + \lambda_T)r\nabla^2 T + (\mu + \mu_T)r\Phi. \quad (5)$$

Здесь $e = \rho(c_v T + 0,5q^2)$, $q^2 = u^2 + v^2 + w^2$.

В уравнениях (1)–(5) u, v, w – проекции вектора скорости потока \bar{q} , соответственно, в направлениях r, θ, x (где $\bar{q} = \bar{u} + \bar{v} + \bar{w}$); ρ, p, T – плотность, давление и температура газа; e – плотность полной энергии (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 (известное выражение из-за громоздкости не приводится [3]); $div(\bar{q}), \nabla^2$ – соответственно, дивергенция скорости и оператор Лапласа.

Здесь дивергенция скорости:

$$div(\bar{q}) = \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{\partial v}{r\partial\theta} + \frac{\partial w}{\partial x}.$$

Оператор Лапласа:

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

Система уравнений (1)–(5) замыкается уравнением состояния идеального газа $p = \rho R_B T$ (где R_B – газовая постоянная).

При моделировании термогазодинамических процессов для точного соблюдения законов сохранения массы, количества движения и энергии важным условием является консервативность как самих дифференциальных уравнений, так и методов их решения [4]. Поэтому для приведения уравнения энергии (5) в консервативную форму конвективные члены в левой части после несложных преобразований выражены через консервативные переменные – удельную энтальпию и кинетическую энергию газа:

$$\frac{\partial(er)}{\partial\tau} + \frac{\partial[r(i+0,5q^2)\rho u]}{\partial r} + \frac{\partial[(i+0,5q^2)\rho v]}{\partial\theta} + \frac{\partial[r(i+0,5q^2)\rho w]}{\partial x} = (\lambda + \lambda_T)r\nabla^2 T + (\mu + \mu_T)r\Phi. \quad (6)$$

Здесь i – удельная энтальпия газа.

Конвективные члены в левой части уравнения (6), содержащие производные по пространственным координатам, выражают перенос энергии в результате конвекции, первый член в правой части, содержащий оператор Лапласа – перенос тепла в результате молекулярной и турбулентной теплопроводностей, а второй член в правой части – энергию, превращающуюся в тепловую при диссипации механической энергии в результате молекулярной и турбулентной вязкостей.

Для решения конкретной задачи уравнения (1)–(4) и (6) должны быть дополнены граничными условиями. Граничные условия задачи сформулированы для однокамерного дизельного двигателя с камерой сгорания полусферической формы в поршне и с впускным каналом, направленным тангенциально относительно оси цилиндра. Для элементарных расчетных объемов цилиндра, граничащих с щелью впускного клапана в правую часть уравнения энергии (6) добавляется член, учитывающий энергию, вносимую поступающим из щели потоком:

$$E_{\text{кл}} = r \frac{f_{\text{кл}\varepsilon}}{2V_*} \rho_{\text{кл}} |w_{\text{кл}}| w_{\text{кл}}^2 + r \frac{f_{\text{кл}\varepsilon}}{V_*} \rho_{\text{кл}} w_{\text{кл}} i_{\text{кл}}, \quad (7)$$

где $f_{\text{кл}\varepsilon}$ – площадь проходного сечения элементарного сектора клапана, сообщающегося с рассматриваемым элементарным расчетным объемом цилиндра; V^* – объем расчетного элемента цилиндра; $\rho_{\text{кл}}$ – плотность газа в щели элементарного сектора клапана; $i_{\text{кл}}$ – удельная энтальпия газа в щели элементарного сектора клапана.

Первый член в правой части выражения (7) описывает удельную кинетическую энергию, вносимую в элементарный расчетный объем цилиндра массой газа, поступающей из элементарного сектора щели клапана, а второй член – вносимую энтальпию. В правые части уравнений (1)–(4) также добавляются члены, учитывающие количества соответствующих субстанций, вносимых массой газа [5].

Для учета теплообмена между газом в цилиндре и стенками необходимо ввести граничные условия уравнения энергии (6) у стенок. При этом использована постановка граничного условия по температуре по так называемому граничному условию третьего рода, т. е. тепловой поток на границе учитывается с помощью закона Ньютона через коэффициент теплоотдачи α .

Поэтому для элементарных расчетных объемов цилиндра, граничащих со стенками в правой части уравнения (6), в членах, содер-

жащих производные температуры в направлении по нормали n к соответствующей стенке, используются подстановки типа:

$$(\lambda + \lambda_r) \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{ст} = \alpha(T_{ст} - T). \quad (8)$$

Здесь $T_{ст}$ – температура участка стенки, граничащего с элементарным расчетным объемом цилиндра.

В частности, у стенок цилиндра используется граничное условие:

$$(\lambda + \lambda_r) \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{ц} = \alpha(T_{ц} - T),$$

у поверхности днища поршня:

$$(\lambda + \lambda_r) \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{пр} = \alpha(T_{пр} - T),$$

а у поверхности крышки цилиндра:

$$(\lambda + \lambda_r) \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{кр} = -\alpha(T_{кр} - T).$$

Здесь $T_{ц}$, $T_{пр}$, $T_{кр}$ – температуры, соответственно участков поверхностей стенки цилиндра, днища поршня и крышки цилиндра, граничащих с элементарным расчетным объемом цилиндра.

Для определения этих температур используются имеющиеся в литературных источниках экспериментальные данные о распределении температуры на этих поверхностях.

Коэффициент теплоотдачи между газом и стенкой определяется по формуле Г. Б. Розенблита [6], которая позволяет определить его локальное значение:

$$\alpha = C_1 \sqrt{\frac{w_\tau}{D}} \sqrt{\lambda c_p \rho} \left(1 + C_2 \frac{c w_{зв}}{w_\tau^2} \right), \quad (9)$$

где C_1 , C_2 – эмпирические коэффициенты; для четырехтактных дизелей $C_1=4,34$; $C_2=2,19 \cdot 10^{-4}$; w_τ – параллельная к поверхности стенки составляющая скорости потока газа; c – скорость звука; $w_{зв}$ – действительная скорость распространения звуковых колебаний; D – диаметр цилиндра.

В расчетах действительная скорость распространения звуковых колебаний принималась равной скорости звука. При наличии более точных методик определения локальных значений коэффициента теплоотдачи возможно их использование.

Для определения коэффициентов турбулентной вязкости и теплопроводности за основу принята теория «пути перемешивания» Прандтля [3], которая, по-видимому, больше соответ-

ствует характеру развитой неравновесной турбулентности в цилиндре поршневого двигателя, а длина «пути перемешивания» в этой теории определяется по методике, описанной в работе [7].

3. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Уравнения математической модели решены методом конечных разностей – методом «распада разрыва» С. К. Годунова [4] на разностной сетке, представленной на рис. 1, *a* (здесь i, j, k – номера сечений, образующих расчетную сетку, соответственно в направлениях координат r, θ, x). На рис. 1, *b* показано деление объема камеры сгорания в поршне разностной сеткой, а на рис. 1, *в* – схема элементарного расчетного объема разностной сетки. Использована разновидность метода, называемая методом «звукового распада разрыва», которая позволяет избежать итерационного процесса.

Адекватность математической модели была проверена сопоставлением результатов расчетов с результатами экспериментов, проведенных в известных исследовательских центрах в этой области. В частности, с помощью разработанной методики моделирования были смоделированы условия экспериментов А. D. Gosman, Y. Y. Tsui, A. P. Watkins (University of Manchester, Mechanical Engineering Department, Англия) [1]. Эти экспериментальные данные получены на упрощенном модельном двигателе (без процесса сгорания) методом лазерной доплеровской анемометрии. Кроме того, в работе [1] результаты расчетов были сравнены с результатами расчетов по математической модели А. D. Gosman, A. P. Watkins. Сопоставления были проведены по осевым и тангенциальным составляющим скорости потока газа в различных сечениях цилиндра на разных скоростных режимах двигателя. Пример такого сопоставления приведен на рис. 2.

Результаты сопоставлений доказывают высокую адекватность разработанной методики математического моделирования и показывают, что разработанная математическая модель во многих случаях более точно соответствует экспериментальным данным, чем рассмотренные для сравнения методики моделирования и может быть применена для решения практических задач.

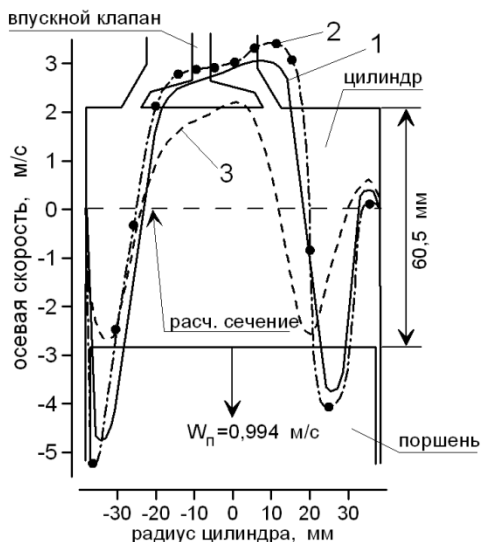


Рис. 2. Сравнение результатов расчетов осевой скорости в указанном сечении цилиндра модельного двигателя по предлагаемой методике (1) с экспериментальными (2) и расчетными (3) данными [1]

4. ПРИЛОЖЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

С использованием разработанной математической модели проведены расчетные исследования термогазодинамической ситуации в цилиндре дизельного двигателя Д-120 Владимирского тракторного завода при частотах вращения коленчатого вала 2000 и 1200 мин^{-1} . В результате расчетов построены поля скоростей, температур и давлений газа, а также путей перемешивания и интенсивности турбулентности потока в различных сечениях цилиндра. Для этой цели были разработаны программные средства визуализации результатов численного эксперимента, позволяющие получить так называемые расчетные кинофильмы процессов, протекающих в цилиндре двигателя на тактах впуска и сжатия. Некоторые из этих результатов для частоты вращения коленчатого вала двигателя 2000 мин^{-1} (при средней скорости поршня $w_{п.ср} = 8$ м/с) представлены на рис. 3–6.

Как видно из рис. 3, в горизонтальном сечении цилиндра уже при угле поворота вала 150° по ходу впуска воздушный поток, в силу тангенциального расположения впускного канала, приобретает вращательное движение, центр которого имеет смещение относительно оси цилиндра. Со временем смещение уменьшается и при ходе сжатия центр вращения совпадает с осью цилиндра. Характер изменения окружной скорости по радиусу соответствует профилю, известному из многочисленных экспериментальных данных.

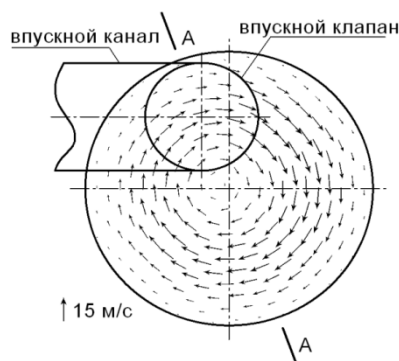


Рис. 3. Поле скоростей газа в цилиндре дизеля Д-120 при угле поворота коленчатого вала 150° по ходу впуска (в сечении цилиндра В-В на рис. 5) ($w_{п.ср} = 8$ м/с)

На рис. 4 приводится поле скоростей в вертикальном сечении цилиндра в конце хода сжатия. В сечении видны два встречных вихря в камере сгорания, образующие тороидальный вихрь, созданный струями, истекающими навстречу друг к другу из пространства над вытеснителями поршня.

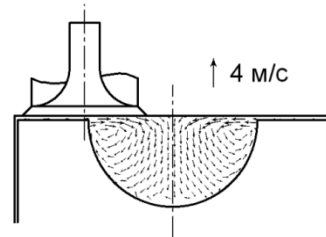


Рис. 4. Поле скоростей газа в вертикальном сечении цилиндра дизеля Д-120 в конце хода сжатия ($w_{п.ср} = 8$ м/с)

На рис. 5 представлено поле температур в вертикальном сечении цилиндра при угле поворота коленчатого вала 150° по ходу впуска.

Видно, как поступающий из клапана поток холодного воздуха охватывает правую верхнюю (на рисунке) часть цилиндра. Вместе с тем высокотемпературная масса газа, оставшаяся от предыдущего рабочего цикла и находящаяся в начале хода впуска в камере сгорания, вращаясь вокруг оси цилиндра, одновременно перемещается вслед за поршнем вниз, в значительной степени сохраняя свою обособленность.

Из рис. 6 видно, что явно выраженная высокотемпературная область, которую условно можно считать остаточными газами, сохраняется и при угле поворота коленчатого вала 270° по ходу сжатия. По форме изотерм заметны следы вращательного движения газа – газ, вращаясь, одновременно по спирали стремится к центральной оси. У стенок цилиндра хорошо заметны области с большими градиентами температуры.

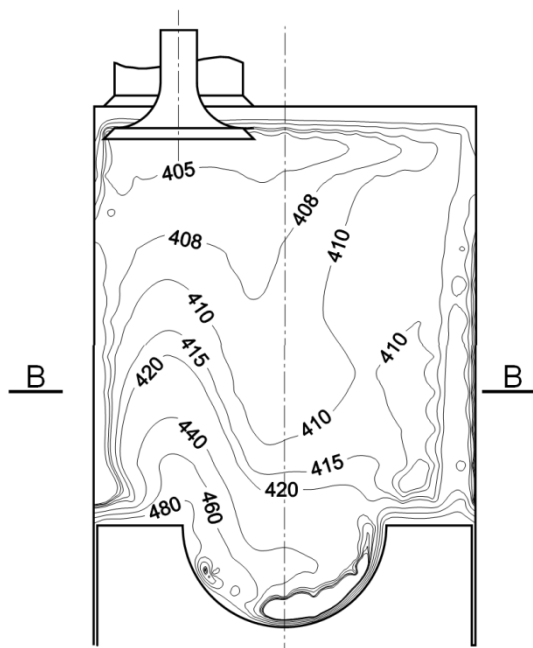


Рис. 5. Изолинии температуры газа (значения в К) в цилиндре дизеля Д-120 при угле поворота коленчатого вала 150° по ходу впуска (в сечении цилиндра А-А на рис. 3) ($w_{п.ср}=8$ м/с)

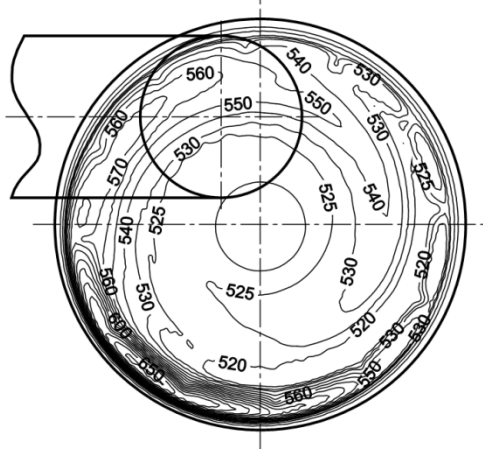


Рис. 6. Изолинии температуры газа (значения в К) в цилиндре дизеля Д-120 в горизонтальном сечении, на расстоянии 63,5 мм от поверхности крышки цилиндра при положении поршня 90° не доходя до в.м.т. по ходу сжатия ($w_{п.ср}=8$ м/с)

Таким образом, результаты расчетов соответствуют сложившимся современным представлениям о протекании процессов впуска и сжатия и характере распределения полей как термодинамических, так и газодинамических параметров потока в цилиндре однокамерных дизельных двигателей.

ВЫВОДЫ

1. Разработанная математическая модель теплообменных процессов в цилиндре поршневого двигателя на тактах впуска и сжатия в составе термогазодинамической математической модели обладает достаточной адекватностью, позволяющей решать практические задачи по исследованию и усовершенствованию этих процессов.

2. Разработанная математическая модель позволяет получить полную картину полей распределения термогазодинамических параметров в цилиндре поршневого двигателя на тактах впуска и сжатия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gosman A. D., Tsui Y. Y., Watkins A. P. Calculation of three dimensional air motion in model engines // SAE Techn.Pap.Ser. 2001. № 840229. P. 29.
2. Adachi T., Shu C. M. Comparison of simulation and experimental results in cylinder air motion// Proceedings of International Symposium COMODIA, 2001. Nagoya, Japan, 2001. P. 6.
3. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987. 840 с.
4. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
5. Керимов З. Х. Особенности моделирования потока в щели клапана при математическом моделировании трехмерного потока газа в цилиндре поршневого двигателя // Двигатели внутреннего сгорания. 2004. № 2, Харьков, Украина. С. 76–81.
6. Двигатели внутреннего сгорания: Теория поршневых и комбинированных двигателей / Под ред. А. С.Орлина, М. Г.Круглова. М.: Машиностроение, 1983. 372 с.
7. Керимов З. Х. Определение показателей турбулентности при математическом моделировании трехмерного потока газа в цилиндре поршневого двигателя // Двигатели внутреннего сгорания. 2002. № 1, Харьков, Украина. С. 13–18.

ОБ АВТОРЕ

Керимов Зияфат Хейрулла оглы, зав. кафедрой ДВС, автомобилей и тракторов Азербайджанск. техн. ун-та. Д-р техн. наук по теоретическ. основам теплотехники (г. Баку, 2007). Иссл. в обл. гидродинамическ. процессов в системах впрыска топлива и термогазодинамическ. процессов в цилиндре ДВС.