

На правах рукописи

ЧЕСНОКОВ Сергей Александрович

**ПРОГНОЗИРОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
ТОКСИЧНЫХ ВЕЩЕСТВ ПРИ ГОРЕНИИ В ДВС
С ИСКРОВЫМ ЗАЖИГАНИЕМ**

Специальность 05.04.02 – Тепловые двигатели

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора технических наук

Тула - 2006

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность. Двигатели внутреннего сгорания (ДВС) играют существенную роль в загрязнении окружающей среды. В крупных городах они являются одним из главных источников токсичных веществ, выбрасываемых в атмосферу. Так, например, в промышленных городах России доля автомобильных выбросов токсичных веществ достигает 70% от общих выбросов, а в Москве – почти 90%. Эти оценки, а также последующие, взяты из наиболее весомых монографий последнего времени Маркова В.А. и др.; Ивашенко Н.А. и др.; Звонова В.А.; Горбунова В.В. и Патрахальцева Н.Н.; Кульчицкого А.Р.; Морозова К.А. Низкое содержание токсических веществ в отработавших газах (ОГ) можно обеспечить лишь при высоком уровне организации рабочего процесса и, конечно, при наличии в выпускной магистрали специальных нейтрализаторов.

Общепринятое математическое описание рабочего процесса и горения в ДВС является нульмерным (термодинамическим), и полуэмпирическим (модель Вибе). Оно предполагает наличие однородных, или, в случае многозонных моделей, ступенчато-однородных полей температуры, коэффициента избытка воздуха и, тем самым, концентрации компонентов смеси в камере сгорания (КС). Такая идеализация процесса суживает диапазон возможностей снижения токсичности ОГ.

Чтобы избежать этого, необходимо использовать более гибкие системы смесеобразования, такие как программируемый (неоднократный) впрыск топлива непосредственно в цилиндр, позволяющий получать в КС наиболее выгодные поля коэффициента избытка воздуха α перед зажиганием. Эти поля должны обеспечивать надежное воспламенение в окрестности свечи зажигания, низкую токсичность ОГ, отсутствие детонации к концу горения и малый общий расход топлива. Для подбора полей α необходимо использовать более совершенное математическое описание образования этих полей и горения в этих полях. Известны работы академика РАН В.Е. Алемасова и его учеников А.Л. Абдуллина, А.В. Демина, В.Г. Крюкова, В.И. Наумова, учитывающие тепломассообмен и неравновесие химического состава в неоднородных полях прямоточных камер сгорания; работы Д.Д. Матиевского, П.К. Сеначина, М.Ю. Свердлова, С.В. Пешкова по изучению процессов самовоспламенения топлив в ДВС на основе химической кинетики, а также работы многих других ученых по моделированию горения в ДВС.

В то же время, до сих пор в отечественной литературе отсутствуют решения трехмерных уравнений тепломассообмена для процесса горения в ДВС, как для химически реагирующей турбулентной смеси газов в камере сгорания и полости цилиндра изменяющейся сложной геометрии. В связи с этим сформулируем следующее.

Целью работы является решение научной проблемы надежного теоретического прогнозирования содержания монооксидов углерода и азота в отработавших газах ДВС с искровым зажиганием на основе уточненного, многомерного математического описания горения в двигателях, полученного при синтезе основных уравнений физико-химических, газодинамических и тепловых процессов, позволяющего разрабатывать эффективные модели, алгоритмы и программы решения соответствующих задач на ЭВМ и применять их для повышения экологической чистоты рабочих процессов в ДВС.

Для достижения этой цели необходимо решение *следующих задач*:

- применение известных методов межфазного турбулентного теплообмена (МТТ) для описания процессов образования горючей смеси в ДВС;
- создание метода химического турбулентного теплообмена (ХТТ), позволяющего описать для условий ДВС неравновесные процессы горения во фронте пламени и догорания за фронтом на основе химической кинетики при турбулентном конвективно-диффузионном перемешивании продуктов сгорания;
- выделение из общего описания ХТТ в ДВС ряда частных задач: газовой динамики, турбулентного переноса и турбулентной кинетики, которые можно решать отдельно, используя полученные результаты для моделирования собственно процесса ХТТ при небольших затратах машинного времени;
- создание на основе методов М/ХТТ математических моделей для процессов смесеобразования, горения, догорания и выхлопа в ДВС;
- получение результатов, подтверждающих возможность применения разработанных методов для повышения экологической чистоты рабочих процессов ДВС.

При решении задачи газовой динамики использовалась программа GAS-2 д.т.н., проф. Дунаева В.А. (каф. Ракетостроение, ТулГУ), позволяющая рассчитывать нестационарные и двухмерные турбулентные поля скорости для химически не реагирующей смеси газов.

Решения перечисленных задач получены для перспективного ДВС типа Mitsubishi Galant (1996 г) с непосредственным впрыском топлива в цилиндр (Gasoline Direct Injection, в дальнейшем - GDI) и двигателя BA3-21011, для которого имеется обширный банк экспериментальных данных.

Научная новизна результатов работы заключается в следующем:

- составлен кинетический механизм химических реакций горения бензовоздушной смеси в ДВС (266 реакций для 33 частиц) на основе детального кинетического механизма (ДКМ) горения метановоздушной смеси В.Я. Басевича;
- предложен сокращенный ДКМ реакций догорания продуктов оттока за фронтом горения (52 реакции для 14 частиц);
- создана версия $k-\varepsilon$ модели турбулентности для расчета полей турбулентных коэффициентов переноса в условиях ДВС; получены поля параметров турбулентности в полости цилиндра;

- при использовании метода МТТ предложены модели смесеобразования; на основе метода ХТТ разработана математическая модель для процесса догорания продуктов оттока, определяющего, в основном, образование оксидов СО и NO; составлены эффективные алгоритмы решения и программное обеспечение перечисленных задач;
- разработан метод спектроскопических исследований в ДВС с искровым зажиганием, позволяющий изучить излучение возбужденных радикалов СН и ОН в пламени и оценить тем самым активность и продолжительность (скорость) горения в двигателе.

Методы исследования: Теоретические исследования базируются на основных положениях химической кинетики, механики гомогенных и гетерогенных сред, турбулентного переноса. Экспериментальные исследования спектральных характеристик пламен в ДВС проведены на спектрографах ИСП-30, ИСП-51 и ИСП-73. При измерениях давлений, расходов и низких температур использовалась серийная аппаратура.

Основные положения, выносимые на защиту:

- кинетические механизмы химических реакций в ламинарных участках фронта горения ДВС и при догорании продуктов оттока за фронтом; оценка влияния турбулентных пульсаций температур на величину констант химических реакций;
- версия $k-\varepsilon$ модели турбулентности в условиях ДВС, предназначенная для определения характеристик турбулентного переноса в КС и цилиндре;
- математические модели М/ХТТ, полученные для описания процессов смесеобразования–горения–догорания–выхлопа и результаты расчетов этих процессов;
- методика спектроскопических измерений в ДВС;

Научная значимость работы заключается в разработке теоретических положений химического турбулентного тепломассообмена, как современного направления моделирования горения и образования токсичных веществ в ДВС.

Практическая значимость работы заключается:

- в разработке эффективных алгоритмов и программ расчета на ЭВМ, позволяющих произвести расчеты содержания оксидов СО и NO при горении, догорании и выхлопе из двигателя при затратах машинного времени не более 8 час;
- в постановке спектроскопических измерений в ДВС, позволяющих оценить активность и продолжительность горения, степень износа для каждого из цилиндров, а также произвести настройку качества топливной смеси по интенсивности излучения радикала ОН*.

Последнее защищено патентом РФ № 2182251 от 10 мая 2002 г: Устройство для диагностики качества горючей смеси двигателя внутреннего сгорания. Патент удостоен диплома и бронзовой медали на ежегодном "Международном смотр-конкурсе изобретений Лепин" Ассоциации изобретателей и фабрикантов Франции - Париж, 2004.

Результаты исследования внедрены в практику работы ОАО АК

Туламашзавод, были использованы при подготовке учебных курсов в Тульском государственном университете и легли в основу при написании монографий и учебных пособий.

Апробация работы. Основные положения диссертации докладывались и обсуждались на следующих конференциях, симпозиумах и семинарах: Международная научно-техническая конференция (НТК) "Энергосбережение - 98" - Тула, ТулГУ; XVIII Международный семинар "Течения газов и плазмы в соплах, струях и следах" - С.-Пб., БГТУ (2000); Всероссийские НТК "Технический вуз – наука, образование и производство в регионе"(2001) и "Современные тенденции развития автомобилестроения в России" (2004) – Тольятти, Тол. гос. ун-т; II-я и III-я Международные научно-практические конференции (НПК) "Автомобиль и техносфера" (2001 и 2003) – Казань, Каз. гос. техн. ун-т; XXXI Международный научный симпозиум ААИ "Приоритеты развития отечественного автотракторостроения и подготовки кадров" - Москва, МГТУ "МАМИ" (2000); XXXIX Международная НТК - Москва, МГТУ "МАМИ" (2002); Международная НПК "Автотранспортный комплекс. Проблемы и перспективы развития" - Москва, МГТУ "МАДИ" (2000); Луканинские чтения: "Проблемы и перспективы развития автотранспортного комплекса" - Москва, МГТУ "МАДИ" (2003); Международная НПК "Прогресс транспортных средств и систем - 2002" - Волгоград, Волг. техн. гос. ун-т; VIII, IX и X Международные НПК: "Совершенствование мощностных, экономических и экологических показателей ДВС" (2001), "Актуальные проблемы управления качеством производства и эксплуатации автотранспортных средств" (2002) и "Фундаментальные и прикладные проблемы совершенствования поршневых двигателей" (2003) - Владимир, Владим. гос. ун-т; IX Международная НТК "Современные тенденции развития транспортного машиностроения и материалов" - Пенза, Пенз. гос. ун-т (2004).

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, восьми глав, заключения (книга 1) и приложений (книга 2). Содержание диссертации изложено в книге 1 на 326 страницах текста и включает 116 рисунков, 79 таблиц, список литературы из 208 наименований. В книге 2 на 139 страницах приведены тексты программ решения на ЭВМ.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Сокращения:

ГС – горючая смесь.
ДКМ–детальный кинетический мех-м.
ДКМД–ДКМ догорания (52 реакции)
ДЭТ–диссипация энергии турбулентности.
КС – камера сгорания.
КЭТ–кинетическая энергия турбулентности.
КТО–коэффициент турбулентного обмена.
GDI - Gasoline Direct Injection – впрыск топлива в цилиндр (Mitsubishi Galant, 1996).

МТТ- межфазный турбулентный ТМО.
ОГ – отработавшие газы двигателя.
ОКМ–основной кинет-й мех-м (266 реак)
ОК –основные компоненты (доля >0,1%)
ПС – продукты сгорания.
ТМО – тепломассообмен.
ХТТ–химический турбулентный ТМО.

Основные обозначения:

α - коэффициент температуропроводности;
 c_x, c_y - коэффициенты аэродинамического сопротивления частиц топлива;
 D - коэффициент диффузии, $\text{м}^2/\text{с}$;
 d - диаметр;
 g - ускорение массовых сил (тяжести), $\text{м}/\text{с}^2$;
 g_i - массовая доля компонента или фракции;
 H_j - тепловой эффект реакции, $\text{Дж}/\text{моль}$;
 k - кинетическая энергия турбулентности, $\text{м}^2/\text{с}^2$;
 k_j - константа скорости реакции; n - нормаль;
 N_T - кратность коэф-та турбулентного обмена;

Q - выделение тепла при горении;
 r_i - мольная доля компонента;
 S - скорость реакции;
 T_G - температура горения, К ;
 U - удельная внутренняя энергия;
 U_V - скорость выделения тепла, $\text{Вт}/\text{м}^3$;
 U_n - норм. скорость горения (ламин.);
 U_T - турбулентная скорость горения;
 V_{OT} - скорость оттока; W - объем;
 $V, \bar{v}, \bar{w}$ - полные скорости;
 w_n - диффузионная скорость.

α - коэфф. избытка воздуха топливной смеси
 γ - коэфф. остаточных газов;
 δ_T, δ_x - эффективные тепловая и химическая толщины ламинарного фронта горения, м ;
 ε - скорость диссипации энергии турбулентности, $\text{м}^2/\text{с}^3$

μ - молярная масса, $\text{кг}/\text{моль}$;
 ν - кинематический коэфф. вязкости;
 ν_T - коэфф. турбулентного обмена;
 ρ - плотность смеси, $\text{кг}/\text{м}^3$;
 ρ_i - парциальная плотность компонента;
 ρ^0 - истинная плотность ПС;

Нижние индексы:

C - центробежная; F - фронт горения; G - гравитационная. горение; GR - градиентная; R - расширение; c - частица; f - среда; i - номер компонента; j - номер реакции; p - пар. r - ручей, s - воздух внутри струи частиц; w - граница; $ж$ - жидкость; n - начальное; $см$ - смесь; T - турбулентное; l - продукты сгорания; 2 - горючая смесь.

Верхние индексы: p - прямая реакция; o - обратная. Верхние символы: $\rightarrow$ вектор; $-$ простое осреднение; $\sim$ осреднение с учетом плотности по Фавру.

Нумерация разделов, формул, рисунков и таблиц сохранена такой же, как в диссертации.

Во введении обосновывается актуальность научной проблемы, указана цель и решаемые в работе задачи, поясняется структура работы.

Глава 1. Обзор научной литературы

Обзор литературы проведен по трем направлениям: химическая кинетика горения, механика гомогенных и гетерогенных смесей, турбулентность при горении и в потоке. Среди работ по химической кинетике ведущее положение занимают публикации НИИ химической физики РАН, в одной из которых полностью опубликован ДКМ горения метана в условиях ДВС проф. В.Я.Басевича (256 реакций для 29 частиц) – ФГВ, 1994, № 2, с. 7-14. Данные по кинетике тяжелых частиц, образующихся при распаде фракций бензина в начале горения в условиях низких температур, малочисленны – ДКМ распада основных фракций неизвестен. Это обстоятельство делает невозможным, в частности, определение толщины слоя затухания пламени вблизи стенки КС и, тем самым, оценку содержания несгоревших углеводородов в ОГ.

В основополагающей монографии Р.И.Нигматулина (Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987) получены общие уравнения сохранения для гомогенной и гетерогенной смесей. Будем считать, что рабочее тело в КС является *гетерогенной смесью двух гомогенных фракций* - продуктов сгорания

и горючей смеси. Аналогичным образом, рабочее тело при впрыскивании топлива можно рассматривать как гетерогенную смесь двух фракций – жидких частиц топлива и гомогенной смеси паров бензина и воздуха.

Для составляющих (фракций) *гетерогенной смеси*, в пренебрежении обменом импульса за счет межфракционных превращений и работой диссипативных сил, из общих уравнений сохранения получим уравнения теплообмена в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial \tau} + \nabla \cdot \rho_n \vec{u}_n = \sum_{m=1}^N J_{mn}; \quad \rho_n \frac{d_n \vec{u}_n}{d\tau} = -r_n \nabla^k p + \nabla^k \tau_n^k + \rho_n \vec{g} + \sum_{m=1}^N R_{mn}; \quad (1.63), (1.64)$$

$$\rho_n \frac{d_n U_n}{d\tau} = -\nabla^k q_n^k + \sum_{m=1}^N Q_{mn} + \frac{r_n p}{\rho_n^0} \frac{d_n \rho_n^0}{d\tau}; \quad \sum_{n=1}^N r_n = 1, \quad r_n = \frac{\rho_n}{\rho_n^0}; \quad (1.65)$$

$$J_{mn} = -J_{nm}, \quad R_{mn} = -R_{nm}, \quad Q_{mn} = -Q_{nm} \quad (m, n = 1, 2, \dots, N; m \neq n),$$

где τ_n – тензор напряжений; q_n – плотность теплового потока; индексы m, n – номера фракций, между которыми происходит обмен массой J , силами R или теплотой Q ; k – номер координаты x, y, z ; по повторяющимся k проводится суммирование.

Для составляющих (компонентов) *гомогенной смеси*, поля скорости и температуры которой известны, имеем уравнение сохранения массы

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial \tau} + \nabla \cdot \rho_n \vec{u} = \sum_{m=1}^N J_{mn} - \nabla \cdot \rho_n \vec{w}_n \quad (m, n = 1, 2, \dots, N; m \neq n), \quad (1.66)$$

где m, n – номера компонентов, между которыми происходит обмен массой J .

Глава 2. Некоторые случаи образования горючей смеси

2.1. Непосредственный впрыск в цилиндр двигателя GDI

В двигателях GDI Mitsubishi Galant (1996 г.), Pajero Pinin и Carisma (1997 г) применяются два варианта впрыска - для работы на стехиометрической и сверхбедной смеси. В первом случае впрыск производится широким коническим факелом в начале такта впуска (рис. 2.1,а). Длительное, в течение полутора тактов, испарение способствует образованию гомогенной (но неоднородной) смеси ($\alpha_{ср} \approx 1$). Поршень двигателя имеет сферическую выемку, что обеспечивает разворот струи воздуха, насыщенного парами бензина, в сторону свечи зажигания и, тем самым, обогащенную смесь в ее окрестности.

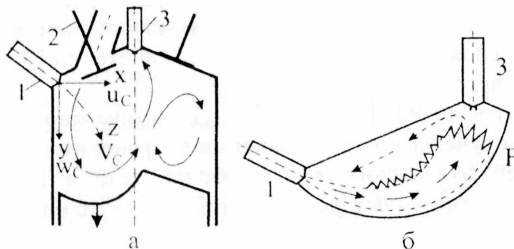


Рис. 2.1. Схема конвективных процессов в двигателе GDI при различных вариантах впрыска, при всасывании (а) и в конце сжатия (б): 1 – форсунка; 2 – впускной клапан; 3 – свеча зажигания; F – фронт горения

Во втором случае впрыск производится узким факелом в конце сжатия, непосредственно перед зажиганием. Струя распыла огибает сферическую выемку и подходит к свече (рис. 2.1,б), перед которой образуется фронт горения. Для этого варианта впрыска характерно одновременное протекание испарения частиц, горения смеси и перемешивания ПС, что затрудняет описание процесса. Поэтому решение задачи перемешивания ПС с учетом их догорания, изложенное в гл. 4, основано на достаточно грубых оценках.

В этом разделе рассмотрен первый вариант впрыска (рис. 2.1,а). Особенностью конструкции первых двигателей GDI является размещение клапанов, свечи и форсунки в диаметральной плоскости цилиндра, что позволяет рассматривать лишь плоские (двухмерные) задачи. Заменяем полый конический факел распыла четырьмя одномерными расширяющимися пучками частиц. С достаточной точностью итоговое поле плотности паров бензина можно получить наложением (суперпозицией) полей каждого пучка в отдельности. Поле скорости воздуха при всасывании рассчитано с помощью программы GAS-2.

Основные допущения. Впрыскиваемые частицы бензина имеют одинаковую сферическую форму и диаметр, при этом силы, действующие на них, равны, траектории движения параллельны и столкновения отсутствуют. Частицы движутся под действием сил инерции и аэродинамического сопротивления в потоке газа. Силы аэродинамического сопротивления введены модифицированным законом Стокса, как для одиночных частиц. Закон испарения частиц бензина задаем в эмпирическом виде, при попадании частиц на стенку (поршень) они мгновенно испаряются. Уравнения (1.63), (1.64), (1.66) для различных фракций имеют следующий вид:

а) частицы:

$$\frac{\partial u_c}{\partial \tau} + u_c \frac{\partial u_c}{\partial x} + w_c \frac{\partial u_c}{\partial y} = c_x \rho (u + u_s - u_c) |u + u_s - u_c| \frac{3}{4 d_c \rho_w}; \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial w_c}{\partial \tau} + u_c \frac{\partial w_c}{\partial x} + w_c \frac{\partial w_c}{\partial y} = c_y \rho (w + w_s - w_c) |w + w_s - w_c| \frac{3}{4 d_c \rho_w}; \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial \tau} + \frac{\partial (\rho_c V_c)}{\partial z} = \frac{\rho_c}{m} \frac{\partial m}{\partial \tau} - \frac{\rho_c V_c}{F} \frac{\partial F}{\partial z}, \quad V_{c,s} = (u_{c,s}^2 + w_{c,s}^2)^{1/2}; \quad (2.16)$$

б) воздух (паровоздушная смесь) внутри пучка частиц:

$$\frac{\partial V_s}{\partial \tau} + V_s \frac{\partial V_s}{\partial z} = -0,092 \frac{V_s^2}{z} - c_x \rho (V_s - V_c) |V_s - V_c| \frac{3}{4 d_c \rho_w}; \quad (2.17)$$

в) пары бензина:

$$\frac{\partial g_p}{\partial \tau} + u \frac{\partial g_p}{\partial x} + w \frac{\partial g_p}{\partial y} = D_p \left(\frac{\partial^2 g_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 g_p}{\partial y^2} \right) - g_c \left(\frac{1}{m} \frac{\partial m}{\partial \tau} - V_c \frac{1}{F} \frac{\partial F}{\partial z} \right). \quad (2.18)$$

Здесь m – масса частицы; $F(z)$ – сечение пучка. Третье слагаемое в (2.17) определяет вязкостное сопротивление и получено аппроксимацией

поперечного профиля скорости в рамках известной теории затопленной турбулентной струи газа (Л. Прандтль) в стационарной постановке. На каждом шаге по времени шаговые координаты Δx , Δy оси z пучка частиц (рис. 2.1,а) определяются выражением: $\Delta y = \Delta x w_c / u_c$; шаг по оси z : $\Delta z = \Delta x V_c / u_c$; диаметр испаряющихся частиц по Вырубову $d_c = 2(a - kt)^{2/3}$.

В качестве исходных данных базового варианта расчета приняты: геометрия факела распыла в виде полого конуса; скорости впрыска (в проекциях на оси x , y) – $u_{c0} = 50$ м/с, $w_{c0} = 15$ м/с; плотность впрыска $\rho_{c0} = 9,6$ кг/м³; начальный диаметр частиц $d_{c0} = 50$ мкм; время впрыска $\tau_{впр} = 4$ мс; время полного испарения частиц $\tau_{и} = 10$ мс; турбулентный коэффициент диффузии паров $D_p = 0,045$ м²/с. Последний определен с учетом кратности КТО N_T , полученной при решении задачи турбулентности в цилиндре (аналогично гл. 6): $D_p = D_{лам} N_T$.

На рис. 2.7 изображены поля α , полученные в конце сжатия, в т.ч. результаты базового варианта расчета (а) при указанных выше данных. На остальных рисунках представлена часть результатов, полученных при варьировании отдельных параметров. Стрелкой W показаны направления впрыска. Сравнение полей с базовым вариантом показывает следующее: повышение D_p в 3 раза (б) сильно влияет на неоднородность поля $\Delta\alpha = \alpha_{max} - \alpha_{min}$; двукратное увеличение продолжительности впрыска $\tau_{впр}$ (в) (при соответствующем уменьшении скорости) снижает неоднородность поля $\Delta\alpha$ с 0,32 до 0,17. Показано, что уменьшение времени испарения частиц, варьирование направления и скорости впрыска мало изменяют поле α . Слабое влияние этих параметров объясняется длительной конвекцией и диффузией паров, которые, в основном, и определяют конечный рельеф поля α в КС.

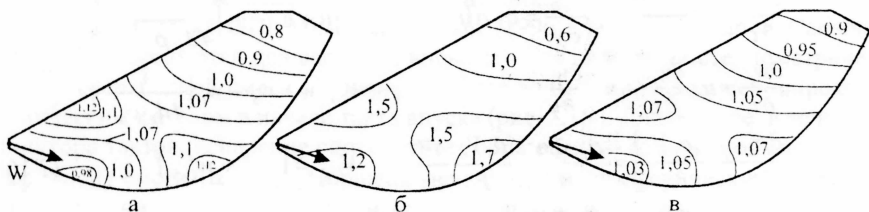


Рис. 2.7. Поля коэффициента избытка воздуха в КС ДВС GDI перед зажиганием ($n = 3000$ об/мин): а) базовый вариант; б) $D_p = 0,015$ м²/с; в) $\tau_{впр} = 8$ мс;

2.2. Центральный впрыск или карбюратор в двигателе ВАЗ-21011

2.2.1. Одномерные двухфазные течения в четырехканальном впускном коллекторе (рис. 2.8) рассмотрены в промежуточном режиме холодного холостого хода ($n \sim 1200$ об/мин). Учитывая колебательно-разгонный характер

течения в каналах и наличие жидкой пленки на поверхности (играющей роль "смазки") считаем течение ламинарным. Соответственно этому коэффициент сопротивления трением определим формулой Блазиуса $\xi = Re^{-0.25}$. Принимая, что частицы горючего генерируются центральной полостью W_0 , как часть общего расхода топливной смеси. Испарением частиц в потоке пренебрегаем. Поток частиц считаем полидисперсным, столкновения не учитываем. Движение частиц определяется силами инерции, гравитации и аэродинамического сопротивления в потоке воздуха. Коэффициент аэродинамического сопротивления c_x соответствует сферической форме частиц для $0,1 < Re < 1000$. Падающие на стенку канала частицы образуют пленку, движение которой моделируется ниже.

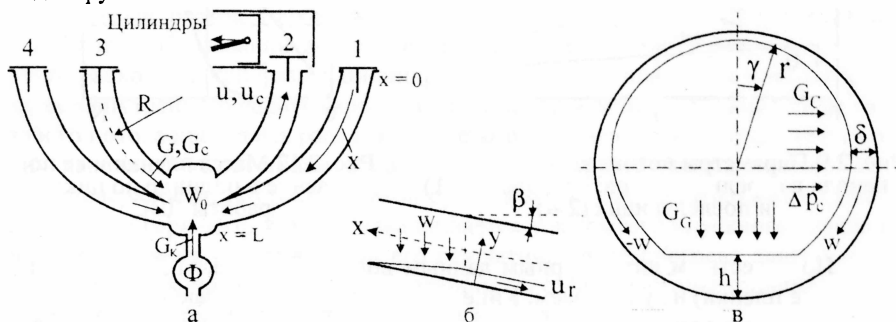


Рис. 2.8. Схема впускного коллектора и его сечения: а) вид на коллектор сверху (в сечениях); б) продольное вертикальное сечение канала; в) поперечное сечение канала (Φ – форсунка или карбюратор)

Из уравнений (1.63) и (1.64) для фракций воздуха и частиц имеем систему достаточно известных одномерных уравнений движения и сохранения массы для каналов (и цилиндров), позволяющих рассчитать распределения скорости и плотности газовой и дисперсной фазы вдоль каналов и во времени.

Полученные данные и аналогичные результаты для рабочего режима двигателя ($n = 3000$ об/мин) позволяют сделать следующие выводы. Под действием гравитационных и центробежных сил на стенке канала оседают массовые потоки практически всех частиц, соответственно G_G и G_C (рис. 2.8, в). Особенно сильным этот эффект является для крупных фракций, мелкие частицы жидкости (< 100 мкм) увлекаются потоком газа. Радиальный поток частиц в стенку $G_C + G_G = G_{CG}$ (рис. 2.9) локализуется на начальном участке канала длиной $x = L/2 \dots L$. Перетекание из канала в канал характерно для газового потока и мелких фракций жидких частиц. Влияние частиц на движение газового потока слабое. Все выводы соответствуют экспериментальным данным ряда известных работ.

2.2.2. Моделирование течения пленки топлива в канале коллектора в холодный пусковой период можно производить отдельно от предыдущей задачи, поскольку газокапельные потоки устанавливаются за 10 – 15 циклов

работы двигателя, в то время как стекание пленки в ручей на дне канала стабилизируется в течение 50 – 200 циклов. Массовый расход частиц G_{CG} , падающих на стенку, считается известными по результатам решения предыдущей задачи. Течение тонкой пленки является медленным - ползушим ($Re \sim 0,2$) и квазистационарным ($For = \nu \tau / \delta^2 \approx 10 \gg 1$), ручей более подвижен вследствие большей глубины ($Re \sim 70$).

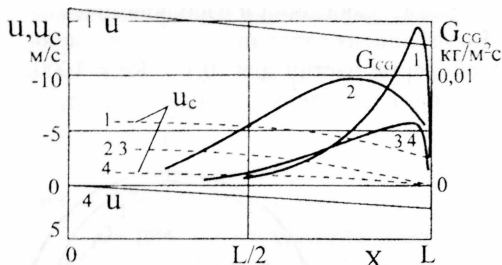


Рис. 2.9. Параметры потока вдоль впускного канала в середине тактов: всасывания (1) и последующих (2-4)

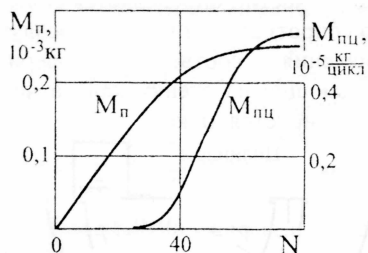


Рис. 2.12. Масса пленки и ее поступление в цилиндр по циклам работы ДВС

По известным литературным данным волновые эффекты для ручья (и тем более пленки) не учитываем. Кинетической энергией падающих частиц и силами поверхностного натяжения пренебрегаем. Считаем, что пленки топлива образуются в каждом канале отдельно и независимо друг от друга. Уравнения неразрывности и движения запишем в следующем виде (рис. 2.8, в):

$$\frac{\partial \delta}{\partial \tau} = -\frac{1}{r} \frac{\partial (\delta w_{cp})}{\partial \gamma} + \frac{1}{\rho_{ж}} \left[G_C \sin \gamma + G_G \sin \left(\gamma - \frac{\pi}{2} \right) \right] - \frac{\lambda_{*} \Delta T}{\delta Q_{*}}; \quad (2.31)$$

$$\frac{d^2 w}{dy^2} = -\frac{g}{\nu} \left(\sin \gamma + \frac{\partial \delta}{r \partial \gamma} \cos \gamma \right) + \frac{\Delta p_c}{\nu \rho_{ж} r} \cos \gamma, \quad (2.32)$$

где Q_{*} — теплота испарения; $\Delta p_c = 0,03 \pi d \rho \frac{u_{max}^2}{R}$.

В уравнении (2.32) третье слагаемое определяет влияние центробежного давления газового потока Δp_c , вытесняющего пленку на внутреннюю границу канала.

Движение ручья в конце канала (рис. 2.8, б), на участке установившегося течения, где $\partial u_r / \partial x = 0$, $\partial h / \partial x = 0$ (и $G_C = G_G = 0$), можно описать уравнениями стационарного гравитационного течения и градиентно-пульсирующего под действием газового потока, циклически установившегося течения:

$$\nu \frac{d^2 u_G}{dy^2} = -g \sin \beta; \quad \frac{\partial u_{GR}}{\partial \tau} = \nu \frac{\partial^2 u_{GR}}{\partial y^2}; \quad u_G + u_{GR} = u_r.$$

При $\tau = 0$ $u_{GR}=0$; при $y = 0$ $u_G=u_{GR}=0$; при $y = h$ $\partial u_G/\partial y=0$ $\partial u_{GR}/\partial y = F_{GR}(\tau)$.

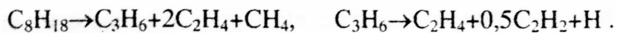
Первое уравнение имеет простое решение для средней по глубине скорости, определяющей расход $u_{G'}^n = h^3 g \sin \beta / (3\nu)$. Для второго уравнения необходимо задать градиент скорости со стороны жидкости $F_{GR}(\tau)$. Используя аналитическое решение первой задачи Стокса (покоящийся газ, ограниченный неподвижной стенкой, начинает разгоняться, когда она приходит в движение с постоянной скоростью) можно получить относительную толщину пограничного слоя и градиенты скорости газа и жидкости у поверхности раздела.

На рис. 2.12 изображены графики изменения массы пленки M_{II} и расхода пленки в цилиндр $M_{ПЦ}$ во времени, по циклам N работы двигателя. В начальный период происходит медленное стекание пленки вниз, продольный градиентный расход тонкой пленки (~ 40 мкм) в цилиндр незначителен и только при образовании достаточно глубокого (~ 200 мкм) ручья начинает расти расход жидкой фазы в цилиндр. Выдавливание пленки на поверхность канала внутреннего радиуса кривизны под действием центробежной силы газового потока при малых расходах холостого хода невелико, и ручей течет по дну канала. С увеличением оборотов двигателя ручей "размазывается" по всей поверхности. Итоговый расход ручья в конце канала позволяет определить массу горючего, которая накапливается у закрытого впускного клапана и выбрасывается в цилиндр при его открытии. После прогрева двигателя и канала расчеты показывают, что падающие на стенку частицы топлива мгновенно испаряются и пленка топлива отсутствует.

2.2.3. В цилиндрах двигателя ВАЗ-21011 при всасывании, сжатии и расширении наблюдаются трехмерные поля скоростей. Тем не менее можно воспользоваться программой GAS-2, если считать, что вихревое движение локализуется в диагональном сечении цилиндра, имеющем наибольшую протяженность. Причем, по мере движения поршня это сечение меняет размеры и форму, превращаясь в конце сжатия в горизонтальное сечение КС. При известном в этом сечении поле скорости и заданном (из общих оценок) изменении доли паров горючего на входе в цилиндр при всасывании, можно рассчитать поле коэффициента избытка воздуха в КС к моменту зажигания, используя уравнение (2.18) без источников. Причиной такого упрощенного подхода являются трудности в постановке задачи движения двухфазной горючей смеси в коллекторе ДВС при больших расходах.

Глава 3. Химическая кинетика горения в ДВС. Предварительное тестирование и оценки

В качестве модельного горючего, заменяющего бензин, в данной работе использован n -октан C_8H_{18} , что представляется оправданным в связи с близкими значениями характеристик октана и бензина, используемых в кинетических расчетах. Механизм термического распада октана соответствует опубликованным для различных тяжелых углеводородов:



Отсутствие литературных данных по скорости распада н-октана потребовало оценки влияния этого процесса на дальнейший кинетический процесс. В качестве исходной для н-октана выбрана известная скорость распада другого тяжелого углеводорода – тетрадекана. При тестировании кинетического механизма показано, что изменение скорости распада в широком интервале (+1, –2 порядка) совершенно не влияет на кинетику процесса в течение основного периода горения (после 1 мкс процесса).

В рамках проведенного тестирования по образованию оксида азота NO показана необходимость совместного учета трех реакций механизма Зельдовича Я.Б. и термической реакции окисления азота N_2 , предложенной для условий ДВС Звоновым В.А. (Токсичность двигателей внутреннего сгорания. - М.: Машиностроение. 1981):

$\text{N} + \text{NO} \leftrightarrow \text{N}_2 + \text{O}$; $\text{N} + \text{O}_2 \leftrightarrow \text{NO} + \text{O}$; $\text{N} + \text{OH} \leftrightarrow \text{NO} + \text{H}$; $\text{N}_2 + \text{O}_2 \leftrightarrow \text{NO} + \text{NO}$. Последние фундаментальные работы проф. Звонова В.А. и его учеников посвящены многозонным термодинамическим моделям горения в ДВС с учетом различных механизмов кинетики образования NO, CO и CH_m .

Таким образом, в диссертации, на основе ДКМ горения метана в условиях ДВС Басевича В.Я., с учетом реакций образования NO и эмпирических реакций распада н-октана, как модельного топлива заменяющего бензин, образован *основной кинетический механизм (ОКМ)* горения топлива, содержащий 266 реакций для 33 частиц. Механизм уравновешен для условий воспламенения и горения в ДВС: температур $T = 1000, 2000, 3000 \text{ K}$ и, соответственно, давлений $p = 2; 3,5; 5 \text{ МПа}$. Отметим, что применение *метода Гира* для решения кинетических уравнений позволяет уменьшить время решения на ПЭВМ задачи химической кинетики в нульмерной постановке в 10^5 раз, сократив его от нескольких суток до нескольких секунд.

Глава 4. Нульмерная химическая кинетика горения

На основе ОКМ методом Гира решается система уравнений химической кинетики и уравнение энергии для потока, пересекающего ламинарный участок фронта горения:

$$\frac{dr_i}{d\tau} = \sum_j S_{i,j}; \quad c_p \frac{dT}{d\tau} = \frac{1}{\mu_{CM}} \sum_{j=1}^M H_j S_{t,j}; \quad S_{i,j} = \pm k_j r_\alpha r_\beta.$$

Здесь α, β – различные значения i ; M – количество реакций.

Результаты решения:

1. Расчет процесса горения с использованием ОКМ удастся "запустить" при начальной температуре горючей смеси не ниже 1100–1200K (рис. 4.1). Причиной является то, что подогрев смеси с 600-700 K (температура в цилиндре ДВС в конце сжатия) до 1200 K происходит за счет неучтенных

низкотемпературных реакций тяжелых молекул. Для того, чтобы конечная температура горения не превысила реальные значения эта неточность компенсируется завышением удельной теплоемкости смеси температурной поправкой: $c \leftarrow c(T_G - 650)/(T_G - T_{min})$, где T_G и T_{min} показаны на рис. 4.1.

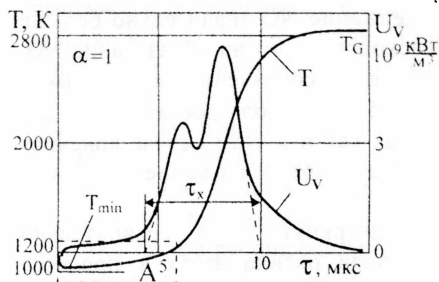


Рис. 4.1. Температура и скорость теплового выделения ($p = 4$ МПа)

Ниже (п. 3) установлено, что конечный состав смеси соответствует равновесному состоянию при температуре горения (кроме NO), поэтому повышение теплоемкости влияет лишь на промежуточную кинетику реакций, не искажая конечный состав продуктов горения. График изменения во времени скорости теплового выделения за счет химических реакций U_v имеет два характерных максимума, в диссертации обсуждается механизм их образования.

В начале процесса (при $\tau < 0,1$ мкс) расчетная скорость теплового выделения за счет химических реакций U_v является отрицательной из-за поглощения тепла реакциями распада октана. В значительной степени отрицательное тепловыделение реакций распада компенсируется при сгорании атомарного водорода H. В итоге, временное снижение температуры смеси составляет 100-200 K.

2. Метин СН является типичным представителем углеводородной группы радикалов, концентрация которых достигает максимума уже в начале процесса, после чего начинается "развитое" горение смеси. Наибольшее содержание гидроксила OH наблюдается в конце горения, его доля определяет ведущий процесс этого периода – окисление оксида СО. В настоящее время неизвестно соотношение концентраций возбужденных радикалов CH^* , OH^* и "спокойных" радикалов СН, OH, доля которых определяется в кинетических расчетах, и это соотношение может быть существенно нелинейным. Тем более показательным и подтверждающим достоверность кинетики Басевича В.Я. является качественное соответствие экспериментальных и расчетных (кинетических) данных рис. 4.4 для режима горячего холостого хода ВАЗ-21011.
3. В рабочем режиме ВАЗ-21011 ($p_{max} = 4,7$ МПа) для процесса горения, по данным локальных кинетических расчетов в трех областях цилиндра с различными $\alpha = 0,9...1,1$ (поле α получено в п. 2.2.3), конечное содержание ОК смеси соответствует равновесному состоянию при максимальной температуре горения, с отклонениями не более 12 %. Содержание оксида азота NO (и O_2) при горении является неравновесным.

Конечное состояние при расширении смеси в условиях этого же режима имеет существенно неравновесный характер. Догорание СО (и образование NO) зависит от содержания радикалов OH и O, которое в свою очередь определяется концентрацией кислорода O₂. В области богатой смеси остаточная доля O₂ стремится к равновесному, почти нулевому значению, в то время как содержание NO значительно больше равновесного. Дефицит кислорода, израсходованного на образование NO, препятствует выгоранию СО и способствует сохранению его высокой концентрации. Для бедной смеси ($\alpha \geq 1,05$) кислорода достаточно и для образования NO, и для выгорания СО. Так как и в этом случае конечная доля NO превышает равновесную, то остаточное содержание кислорода меньше равновесного.

Обобщая изложенное, важно подчеркнуть, что сравнительно медленная кинетика образования и распада оксида азота в процессе горения (и в начале расширения) смеси определяет неравновесное содержание кислорода и, тем самым, неравновесный процесс выгорания оксида углерода, замедленный при низких температурах расширения. При расчетах содержания СО, как это принято в многочисленных литературных источниках, возможны, конечно, и квазиравновесные подходы, но только использование общей кинетики углеводородов снимает все вопросы к этой проблеме.

4. Применение нульмерной кинетики для расчетов локальных температур и состава ПС по отдельным областям полости цилиндра ВАЗ-21011 с различным избытком воздуха приводит к значительным погрешностям. Например, для режима с нагрузкой при $n = 3000$ об/мин доли оксидов в ОГ можно получить лишь в виде интервалов $r_{CO} \sim 1,3...0,3\%$; $r_{NO} \sim 0,2...0,9\%$. Причиной столь значительных неточностей является отсутствие в описании задачи эффектов перемешивания реагирующих компонентов в длительном процессе расширения ПС. Последнее приводит к необходимости решения пространственных (многомерных) кинетических задач с расчетом температурных и концентрационных полей методами теории ХТТ (гл. 6 и 7). Тем не менее ниже рассмотрены два частных случая, в которых реализуются достаточно определенные варианты перемешивания.
5. Для очень богатых смесей ($\alpha < 0,7$) в промежуточном режиме **холодного холостого хода ВАЗ-21011**, когда в условиях низкого давления ($p_{\text{макс}} = 0,7$ МПа) и слабой турбулентности горение затягивается во времени (вплоть до выхлопа), можно принять, что перемешивание происходит только при выхлопе. Данные п. 2.2.2 по накапливанию массы пленки топлива перед закрытым впускным клапаном позволили решить задачу впрыска при его открывании (аналогично разд. 2.1) и получить поле значений α в КС двигателя. После этого решены задачи кинетики горения в трех областях

цилиндра ($\alpha = 0,8/0,6/0,7$) с последующим мгновенным перемешиванием при выхлопе и, после этого, задача догорания при вытеснении ПС. Полученные результаты: доля оксида азота мала, весь кислород расходуется на догорание оксида углерода, поэтому для конечных температур расширения, превышающих 1500 К, состав ПС близок к равновесному. При меньших температурах расширения равновесие не успевает установиться. Остаточные мольные доли CO, CO₂, NO в ОГ составляют 11/6,6/0,03 %.

6. Для **второго впрыска рабочего режима** (форсированного) двигателя GDI ($p_{\text{макс}} = 6$ МПа), когда процессы впрыска, испарения, перемешивания и горения протекают в КС практически одновременно (рис. 2.1,б), можно принять, что перемешивание заканчивается уже в начале расширения, а в течение тактов расширения и вытеснения догорает однородная смесь ПС. Поскольку по опубликованным в печати данным неоднородность поля α в КС этого двигателя очень велика и обеспечивает среднее по объему КС $\alpha_{\text{ср}} \approx 2,3$, а в окрестности свечи зажигания $\alpha \approx 0,9$, примем следующее распределение по областям КС $\alpha = 0,9 / 2 / 4$. Расчеты кинетики в отдельных областях и (после мгновенного перемешивания в начале расширения) в течение тактов расширения и вытеснения дали следующие результаты. Оксид углерода CO выгорает сразу же после перемешивания, доля оксида азота NO достигает максимума в этот же период и в дальнейшем не изменяется – эффект "замораживания". Температура смеси при расширении падает до 1080 К (двигатель с высокой степенью сжатия), поэтому изменение ее состава при выхлопе и вытеснении можно не учитывать. В ОГ содержание CO пренебрежимо малое, доля кислорода O₂ 8 %, доля оксида азота NO 0,14 %.

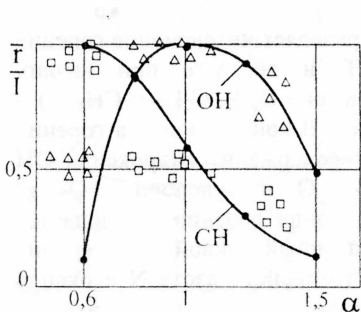


Рис. 4.4. Расчетные графики относительной доли радикалов и экспериментальные точки относительной интенсивности их излучения в возбужденном состоянии (гл. 8): Δ -OH*; $\square$ -CH*

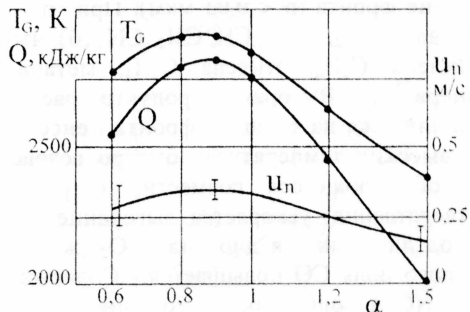


Рис. 5.2. Температура горения, тепловыделение и нормальная скорость ламинарного горения при различном избытке воздуха

Глава 5. Одномерная химическая кинетика горения и ее применение

5.1. Кинетическая модель ламинарного горения.

Система уравнений кинетической модели ламинарного горения включает в себя уравнения химической кинетики для 33-х компонентов смеси, а также уравнение энергии в стационарном приближении:

$$\frac{dr_i}{d\tau} = \sum_j S_{ij}; \quad (5.1)$$

$$\frac{d}{dn} \left(\lambda(T) \frac{dT}{dn} \right) - u_n \rho_n c_p(T) \frac{dT}{dn} + \frac{\rho}{\mu} \sum_{j=1}^M H_j S_{i,j} = 0; \quad (5.2)$$

$T(0, n) = 1200 \text{ K}$; $T(\tau, 0) = 1200 \text{ K}$; при $n \rightarrow \infty$ $\partial T / \partial n = 0$. Диффузию компонентов не учитываем. В первом приближении нормальная скорость горения u_n в уравнении (5.2) задавалась произвольно. Задача решалась *методом установления* (как нестационарная), тепловая толщина фронта δ_T определялась по максимальному градиенту температуры, **нормальная скорость горения u_n** - по выражению $u_n = a / \delta_T$, полученному методом тепловых потоков Д.А.Франк-Каменецким. После этого задача решалась во втором приближении для нового значения u_n и т.д. Расчеты проведены при различных коэффициентах избытка воздуха $\alpha = 0,6 \dots 1,5$ и постоянном давлении 4 МПа. Общие результаты приведены на рис. 5.2, вертикальными скобками показана оценка влияния погрешностей исходных величин. Все особенности этих результатов соответствуют известным экспериментальным данным Мальцева В.М. и др.

На рис. 5.4 представлены полученные распределения температуры T , скорости тепловыделения U_v (а) и мольных долей всех компонентов смеси (а-з). Распад октана происходит за очень малое время ($< 0,1 \text{ мкс}$) и на малой толщине фронта ($n < 0,03 \text{ мкм}$). При $n \sim 2 \text{ мкм}$ заканчивается накопление радикалов HO_2 , HCO , CH , CH_2 , CH_3 (б), что определяет интенсивное горение ацетилена C_2H_2 , этилена C_2H_4 , метана CH_4 и др. уже при низких температурах. Выгорание продуктов распада октана: C_2H_2 , C_2H_4 и CH_4 (а) – заканчивается на толщине фронта менее 10 мкм. В конце процесса горения при высоких температурах быстро возрастает содержание гидроксила OH (ж), образующегося совместно с радикалом O из кислорода O_2 и, соответственно, ускоряется выгорание CO . В конце горения наблюдается период диссоциации диоксида CO_2 (ж), обозначенный буквой А, в течение которого доля CO повышается. Содержание атомарного азота N и оксида азота NO в конце фронта горения только-только начинает возрастать (з). Конечное содержание OK в смеси соответствует результатам гл. 4.

Изложенное полностью соответствует известным представлениям о роли цепных реакций радикалов и взаимодействии молекулярных компонентов при горении.

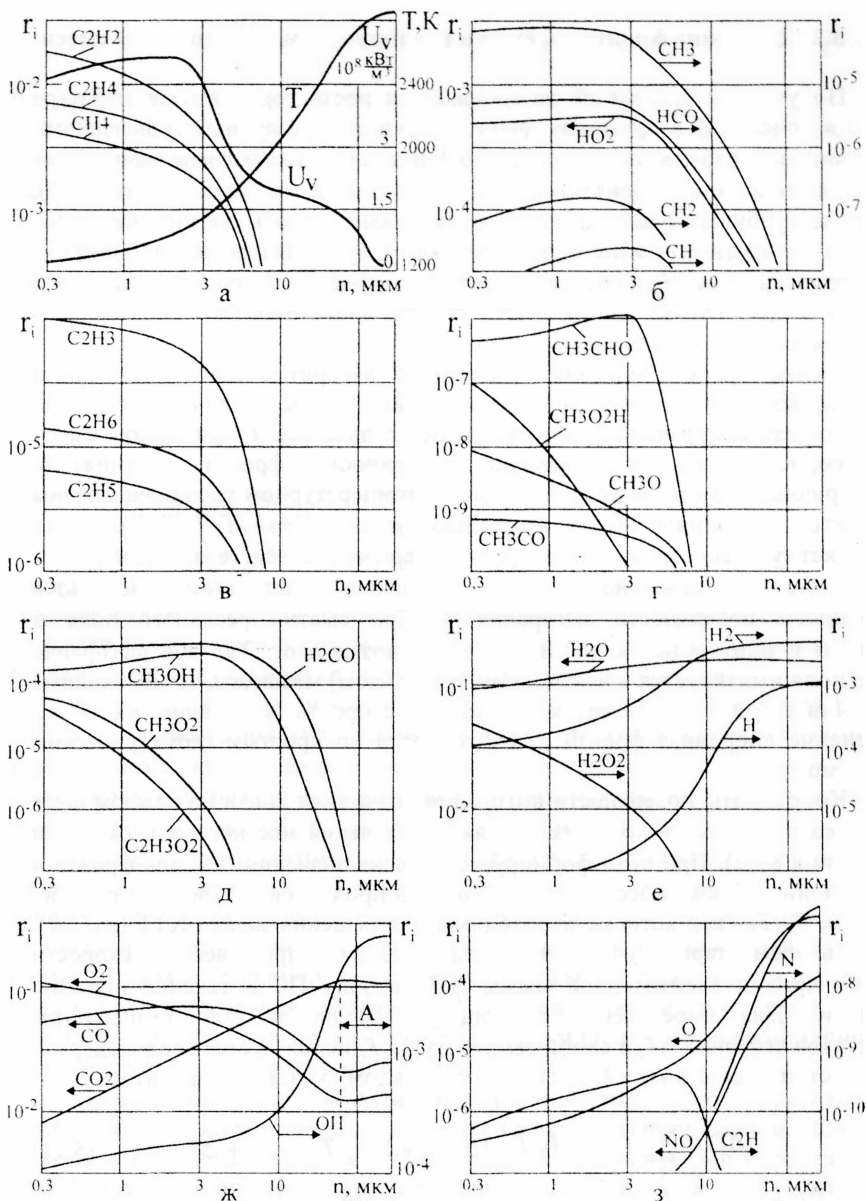


Рис. 5.4. Профили температур и скорости тепловыделения (а), а также мольных долей компонентов (а-з) по толщине ламинарного участка фронта горения ($\alpha = 1$, $p = 4$ МПа)

5.2. Движение фронта горения в неоднородном поле горючей смеси

Полученные данные по ламинарной скорости горения и температуре горения (рис. 5.2) на участках фронта горения с различными значениями коэффициента избытка воздуха α позволили построить алгоритм вычисления текущих координат фронта горения в неоднородном поле α (рис. 2.7). Местную турбулентную скорость горения можно оценить как $u_F(\alpha) = c_T \cdot u_n(\alpha)$ используя поправку $c_T = u_T / u_n$, где средняя турбулентная скорость фронта u_T определялась по данным спектроскопических измерений продолжительности горения в ДВС (гл. 8). Для рабочего режима двигателей ($n = 3000$ об/мин) значения $u_F \sim 20 \dots 40$ м/с при $u_n \approx 0,3$ м/с.

Дадим краткое описание расчетного алгоритма движения фронта горения, который считаем достаточно узким. Будем различать условную "поверхность выгорания" S , образующуюся только за счет выгорания смеси со скоростью u_S , и реальную поверхность фронта горения F , формирующуюся при выгорании смеси и температурном расширении зоны продуктов сгорания с общей скоростью $u_F = u_S (1 + (T_1/T_2 - 1) W_2/W_{KC})$. Это позволяет учесть сжатие поля $\alpha(x, y)$ в горючей смеси, если значения α определять по начальному полю α (перед зажиганием), используя координаты поверхности выгорания S . При сжатии реального поля α масштаб и плотность изолиний $\alpha = \text{idem}$, возрастают. Так как выгорание этого поля имитируется в неизменном (начальном) масштабе, то необходимо увеличивать, по мере сжатия, условную скорость выгорания $u'_S > u_S$. Изменение координат фронта рассчитывается по простым геометрическим зависимостям.

Координаты поверхности выгорания позволяют войти на каждом шаге процесса в начальное поле $\alpha(x, y)$ для определения местного α и скорости выгорания $u_S(\alpha)$. При этом формируется массив значений α вдоль фронта и во времени, а также массив скорости оттока продуктов за фронтом горения $V_{OT} = u_S T_1 / T_2 - u_F$, которые необходимы для решения задачи ХТТ (гл. 6,7). Размеры элементарных участков фронта определяют при известной скорости потока приход элементарной массы ΔM_{ij} в зону ПС в течение шага по времени. Для определения приращения среднemasсовой температуры продуктов сгорания ΔT_i и самой температуры T_i используется теплосодержание, поступившее в зону i , как сумма по каждому участку (j) фронта:

$$\Delta T_i = \sum_j (c_{ij} \Delta M_{ij} T_{Gj}) / (c_i M_i), \quad T_i \leftarrow T_i + \Delta T_i. \quad (5.21)$$

Температура T_i в конце каждого шага уточнялась с помощью известного уравнения термодинамики, в котором отсутствует функция тепловыделения (теплотой догорания при $\alpha = 0,8 - 1,2$ пренебрегаем):

$$c_v \frac{dT_l}{d\tau} = - \left(\alpha_r F_r (T_l - T_0) + p \frac{dW_l}{d\tau} \right) / M_l . \quad (5.22)$$

Для давления в цилиндре имеем $p = R (M_1 T_1 + M_2 T_2) / (\mu W_{KC})$.

Сильное расширение зоны продуктов сгорания в начале горения способствует сохранению сферической формы поверхности - ее заметное искривление наблюдается лишь в конце горения. Это позволяет в дальнейшем считать форму зоны сферической. Для всех вариантов задачи ХТТ получено изменение основных параметров рабочего процесса ДВС. Кривые давления и температур соответствуют результатам расчета по известным термодинамическим методикам с точностью 5–10 %.

Глава 6. Химический турбулентный тепломассообмен при догорании в ДВС. Общая постановка и решение тестовой (двухмерной) задачи

По результатам расчета с помощью программы GAS-2 получены плоские турбулентные поля скорости нереагирующей смеси в периоды тактов наполнения и сжатия, а также в зоне ПС при горении и расширении:

- для двигателя GDI - в вертикальном диаметральной сечении цилиндра;
- для двигателя ВАЗ-21011 - в характерных горизонтальных сечениях КС и цилиндра. Результаты расчета для обоих двигателей показывают, что к концу горения, рядом со струей оттока продуктов от фронта горения, со стороны наиболее динамичного сокращения длины фронта, образуется вихревая зона, влияющая на общую циркуляцию газов в процессе расширения.

На основе данных монографий Талантова А.В. (1978) и Иевлева В.М. (1975) для однородной турбулентности вдали от стенок проведена оценка турбулентного коэффициента вязкости $\nu_T \approx 0,0085 \text{ м}^2/\text{с}$. Эта величина примерно в **600 раз** больше ламинарного кинематического коэффициента вязкости ПС ($\nu_{LAM} \approx 13,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ при $T=2500 \text{ К}$ и $p=40 \cdot 10^5 \text{ Па}$).

Уровень турбулентности в КС двигателя "Mitsubishi" определяет рабочую зону в **диаграмме Борги**, которая с учетом неточностей исходных данных накрывает две соседних области - расщепленного и микроламинарного фронтов горения. Поскольку рабочая зона расположена близко от начала координат, там где границы областей практически сходятся вместе, то однозначная диагностика режима горения затруднена. Это позволяет принять, как более разработанную, **модель микроламинарного пламени**, что будет использовано в дальнейшем.

Применение k - ε модели турбулентности для определения коэффициента турбулентного обмена на основе полей скорости. Модель, созданная Кентом и Билгером (1976) и развитая в монографии Варнатца Ю. (2003), позволяет определить поле значений **коэффициента турбулентного обмена** (КТО) ν_T с помощью двух транспортных уравнений турбулентности - для кинетической энергии турбулентности k и скорости диссипации этой энергии ε :

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{k})}{\partial\tau} + \text{div}(\bar{\rho}\tilde{u}\tilde{k}) - \text{div}(\bar{\rho}v_T \text{grad}\tilde{k}) = G_k - \bar{\rho}\tilde{\varepsilon}, \quad (1.94)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{\varepsilon})}{\partial\tau} + \text{div}(\bar{\rho}\tilde{u}\tilde{\varepsilon}) - \text{div}(\bar{\rho}v_T \text{grad}\tilde{\varepsilon}) = (C_1 G_k - C_2 \bar{\rho}\tilde{\varepsilon}) \frac{\tilde{\varepsilon}}{k}. \quad (1.95)$$

Здесь $v_T = C_v \tilde{k}^2 / \tilde{\varepsilon}$; G_k - сложная функция тензора напряжений; $C_v = 0,09$; $C_1 = 1,45$; $C_2 = 1,92$. Следуя диссертации Riegler, U.G. (Universität Stuttgart, Deutschland, 1999) и считая поле плотности ρ в цилиндре ДВС однородным, т.е. $\rho = \rho(\tau)$, в двухмерной постановке получим:

$$\frac{\partial k}{\partial\tau} + \frac{\partial(uk)}{\partial x} + \frac{\partial(wk)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(v_T \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_T \frac{\partial k}{\partial y} \right) - k(V_s + \rho_s) + 2v_T \left(V_s + \frac{1}{3}\rho_s \right) V_s - \varepsilon; \quad (6.30)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial\tau} + \frac{\partial(u\varepsilon)}{\partial x} + \frac{\partial(w\varepsilon)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(v_T \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_T \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + \varepsilon \left\{ C_1 V_s \left[\frac{2v_T}{k} \left(V_s + \frac{1}{3}\rho_s \right) - 1 \right] - C_2 k \frac{C_v}{v} - \rho_s \right\}, \quad (6.31)$$

где $v_T = C_v \frac{k^2}{\varepsilon}$; $\rho_s = \frac{\rho'}{\rho}$; $V_s = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} - \rho_s$. Таким образом, для расчета полей v_T в КС и цилиндре, и кратности КТО $N_T = v_T / v_{\text{ЛДМ}}$, необходимо знать только поле скоростей, т.е. расчеты можно провести независимо от решения задачи ХТТ. На поверхности стенки $k = 0$. По проведенным оценкам для поля ε применялись граничные условия 2-го рода ($\partial\varepsilon/\partial n = 0$), как наиболее близкие к истинным. Типичные результаты для конца горения представлены на рис. 6.22. Ломаной линией изображен фронт горения F , знаком "х" – центр вихревой зоны, в скобках указаны средние значения. Общий вид полей k и ε свидетельствует в пользу интенсивной диссипации КЭТ в объеме КС, что ведет к снижению уровня k по мере удаления от фронта горения.

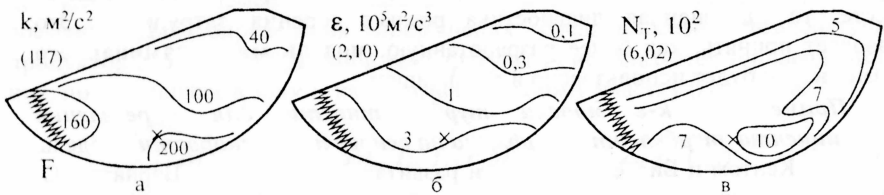


Рис. 6.22. Параметры турбулентности в камере сгорания ДВС GDI ($k_F = 0,16 \text{ V}_{OT}^2/2$; $\tau = 1 \text{ мс}$; $n = 3000 \text{ об/мин}$; $\varphi = 370^\circ \text{ пкв}$)

Максимальная кратность КТО N_T наблюдается вблизи вихревой зоны, которая является мощным генератором турбулентности. Замена полученных полей N_T средним по объему значением $\bar{N}_T$ (монотонно уменьшающимся во времени) приводит к погрешностям содержания ОК к концу расширения в пределах 5%. Поэтому изменение *средней кратности КТО N_T* во времени процесса, полученное для обоих двигателей, будет использовано в трехмерных задачах ХТТ. Это позволит уменьшить время решения на ЭВМ без заметного снижения точности.

Задача химического турбулентного теплообмена. На основе ДКМ Басевича В.Я. при имитации догорания в рамках нульмерной кинетики определен сокращенный **детальный кинетический механизм для догорания смеси (ДКМД)** за фронтом пламени (табл. 42), реакции которого были уравновешены при параметрах, характерных для процесса расширения: $T = 3000 / 2000 / 1000$ К и, соответственно, $p = 5 / 3 / 0,5$ МПа. Для учета влияния турбулентных пульсаций температур на константы химических реакций k введен **турбулентный коэффициент** $\kappa = k(T) / k(\bar{T}) > 1$. Его значения определены для гармонических колебаний температуры, амплитуда которых по данным спектральных измерений в КС двигателя ВАЗ-21011 составляет $\sim 20\%$.

Таблица 42.

Ведущие реакции догорания (ДКМД)

№	Реакции	№	Реакции	№	Реакции
1	$\text{OH} + \text{H}_2 \leftrightarrow \text{H} + \text{H}_2\text{O}$	10	$\text{OH} + \text{HO}_2 \leftrightarrow \text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}$	19	$\text{H} + \text{CO} \leftrightarrow \text{HCO}$
2	$\text{OH} + \text{O} \leftrightarrow \text{H} + \text{O}_2$	11	$\text{OH} + \text{H}_2\text{O}_2 \leftrightarrow \text{HO}_2 + \text{H}_2\text{O}$	20	$\text{HCO} + \text{O}_2 \leftrightarrow \text{HO}_2 + \text{CO}$
3	$\text{OH} + \text{H} \leftrightarrow \text{O} + \text{H}_2$	12	$\text{OH} + \text{OH} \leftrightarrow \text{H}_2\text{O}_2$	21	$\text{OH} + \text{HCO} \leftrightarrow \text{CO} + \text{H}_2\text{O}$
4	$\text{OH} + \text{OH} \leftrightarrow \text{O} + \text{H}_2\text{O}$	13	$\text{O} + \text{H}_2\text{O}_2 \leftrightarrow \text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}$	22	$\text{H} + \text{HCO} \leftrightarrow \text{H}_2 + \text{CO}$
5	$\text{OH} + \text{H} \leftrightarrow \text{H}_2\text{O}$	14	$\text{HO}_2 + \text{HO}_2 \leftrightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2$	23	$\text{N} + \text{NO} \leftrightarrow \text{N}_2 + \text{O}$
6	$\text{H} + \text{HO}_2 \leftrightarrow \text{H}_2 + \text{O}_2$	15	$\text{CO} + \text{OH} \leftrightarrow \text{CO}_2 + \text{H}$	24	$\text{N} + \text{O}_2 \leftrightarrow \text{NO} + \text{O}$
7	$\text{H} + \text{O}_2 \leftrightarrow \text{H}_2\text{O}$	16	$\text{CO} + \text{HO}_2 \leftrightarrow \text{CO}_2 + \text{OH}$	25	$\text{N} + \text{OH} \leftrightarrow \text{NO} + \text{H}$
8	$\text{H} + \text{HO}_2 \leftrightarrow \text{OH} + \text{OH}$	17	$\text{CO} + \text{O} \leftrightarrow \text{CO}_2$	26	$\text{N}_2 + \text{O}_2 \leftrightarrow \text{NO} + \text{NO}$
9	$\text{O} + \text{HO}_2 \leftrightarrow \text{O}_2 + \text{OH}$	18	$\text{CO} + \text{O}_2 \leftrightarrow \text{CO}_2 + \text{O}$		

Основные допущения задачи ХТТ.

1. В условиях высоких давлений (~ 5 МПа) за счет эффективного обмена энергией при многочисленных соударениях молекул равновесное распределение молекул по энергиям не нарушается, несмотря на интенсивные химические реакции. Поэтому внутри продуктов сгорания устанавливаются общие для всех компонентов поля температур.

2. В связи с небольшой скоростью течения (менее 50 м/с) в зоне продуктов сгорания пренебрегаем кинетической энергией газа по сравнению с внутренней. Кроме того, учитывая сравнительно небольшие различия температур в пределах поля решения, теплоемкость смеси считаем постоянной. Излучением пренебрегаем.

3. Эффекты термо- и бародиффузии, а также диффузионную теплопроводность и перенос энергии диффузионным потоком не учитываем. Работой диссипативных сил для фракции продуктов сгорания пренебрегаем. Обратимая работа сил давления вычисляется только в период интенсивного расширения продуктов сгорания.

4. Поля турбулентных коэффициентов переноса определяем по данным решения транспортных уравнений k - ε модели турбулентности на основе двухмерных полей скорости, полученных с помощью программы GAS-2. В трехмерных задачах для сокращения машинного времени поля коэффициентов переноса задаем как однородные, используя для их определения среднюю по объему кратность КТО $\bar{N}_T(t)$. Считаем, что изменение турбулентного коэффициента температуропроводности смеси a_T определяется только турбулентной теплопроводностью λ_T , поскольку плотность ρ по сравнению с λ_T меняется незначительно.

5. Догорание горючих компонентов смеси за фронтом пламени характеризуется 26 ведущими обратимыми реакциями для 14 компонентов.

6. Компоненты и смесь в целом являются идеальными газами.

Развернутое математическое описание ХТТ, полученное на основе уравнений (1.65), (1.66), выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial y} + v \frac{\partial T}{\partial z} = \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(a_T \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(a_T \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(a_T \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] + F_Q; \quad (6.46)$$

$$\frac{\partial g_i}{\partial \tau} + u \frac{\partial g_i}{\partial x} + w \frac{\partial g_i}{\partial y} + v \frac{\partial g_i}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D_i \frac{\partial g_i}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_i \frac{\partial g_i}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho D_i \frac{\partial g_i}{\partial z} \right) \right] + F_{M_i},$$

$$(i = 1, 2, \dots, N); \quad (6.47)$$

$$F_Q = \frac{1}{c_p} \left[\sum_{j=1}^M H_j (S_j^p - S_j^o) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \tau} \right]; \quad F_{M_i} = \mu_i \sum_j (\pm S_j^p \mp S_j^o).$$

Начальные условия - в небольшой зоне вокруг точки зажигания задаются $T_u = T_G(\alpha)$; $g_u = g_i(\alpha)$. Граничные условия: на поверхности стенки $T = T_0$; $\partial g_i / \partial n = 0$; на выходе фронта горения: $T_F = T_G(\alpha)$; $g_{Fi} = g_i(\alpha)$ (из гл. 4). Турбулентные характеристики переноса определяются средней кратностью КТО $\bar{N}_T(t)$: $a_T = a_{T,AM} \cdot \bar{N}_T$; $D_i = D_{i,AM} \cdot \bar{N}_T$. Для скорости реакций имеем:

$$S_j^{p,o} = k_j^{p,o} g_{\alpha} g_{\beta} / (\mu_{\alpha} \mu_{\beta}); \quad k_j^{p,o} = \kappa A T^n \exp(-E / RT).$$

Система (6.46), (6.47) включает 15 уравнений и позволяет произвести расчет полей температуры и массовых долей 14-ти компонентов: H , H_2 , OH , HO_2 , H_2O_2 , H_2O , HSO , O , O_2 , CO , CO_2 , NO , N , N_2 .

Тестирование двухмерных задач химического теплообмена проведено на примере 1-го впрыска рабочего режима двигателя GDI ($n = 3000$ об/мин, $p_{\text{макс}} = 60 \cdot 10^5$ Па). Приняты параметры двигателя, характерные для легкового автомобиля: диаметр цилиндра 0,08 м, рабочий объем цилиндра $0,373 \cdot 10^{-3}$ м³, степень сжатия 12. Исходные данные:

- радиус начального объема ПС вокруг точки зажигания 6 мм; начальное давление в этом объеме $p_n = 2$ МПа, начальная температура $T_n = 2900$ К;
- ламинарный коэффициент температуропроводности смеси $a_{\text{Л.М}} = 0,19 \cdot 10^{-4}$ м²/с и средний ламинарный коэффициент диффузии для компонентов смеси $D_{\text{Л.М}} = 0,25 \cdot 10^{-4}$ м²/с;
- геометрия поля решения (форма и перемещение фронта горения и поршня) и поля скорости; массив коэффициента избытка воздуха α вдоль фронта и во времени; а также давление в функции времени по результатам расчета рабочего процесса в разд. 5.2;
- параметры констант скорости и тепловые эффекты реакций ДКМД (табл. 42);
- температуры фронта горения T_G и состав продуктов оттока от фронта для различных α (гл. 4).

Результаты тестирования позволили проверить некоторые допущения, учесть сопротивление ламинарного подслоя и оптимизировать алгоритм решения.

Глава 7. Химический турбулентный теплообмен при догорании в ДВС. Трехмерные задачи и анализ

7.2. Двигатель GDI

Горение и расширение. Система уравнений ХТТ (6.46), (6.47) решена в трехмерной постановке. Параметры двигателя (рис. 2.1) и необходимые исходные данные приведены выше. Термическое сопротивление ламинарного подслоя у стенок учтено в виде простого соотношения стационарной теплопередачи на границе турбулентного поля решения и ламинарного подслоя. Граничный коэффициент (толщина подслоя) подбирался из условия совпадения расчетной и экспериментальной температур ПС в конце такта расширения.

Выхлоп и выпуск. При открытии выпускного клапана большая часть продуктов сгорания быстро выбрасывается в выпускную магистраль (выхлоп) и затем, вместе с принудительно вытесняемыми газами, уходит через нее в атмосферу (выпуск). Учитывая, что основное (> 90 %) изменение содержания CO (и NO) наблюдается в процессах горения и расширения, рассмотрена упрощенная постановка задачи выхлопа и выпуска.

Предположим, что быстрый процесс выхлопа продолжительностью < 2 мс является внешне адиабатическим процессом ($k = 1,26$), происходящим без теплообмена с поверхностью цилиндра, поршня и клапана. Примем, что при выхлопе смесь мгновенно перемешивается и становится идеально однородной. При этом в ней ускоряются химические реакции, в частности, окисление СО с выделением тепла. Этот процесс выхлопа можно описать в рамках нульмерной кинетики реакций догорания, вычисляя по известной из эксперимента кривой давления на каждом шаге по времени адиабатную температуру и выделение теплоты химических реакций в течение шага, повышающее эту температуру.

Анализ результатов. Рассмотрен вариант с рециркуляцией ОГ $R = 20\%$. **К концу горения** турбулентное поле скорости, полученное с помощью программы GAS-2 (рис. 7.11,а), имеет вихревую зону с центром C_1 . Пунктиром выделены зоны источников теплоты или массы компонента: положительные (+) и отрицательные (-). Вблизи стенок КС формируется пограничный слой с температурами 2230–2400 К. Температура 2230 К (б) является температурой границы турбулентного поля решения и ламинарного подслоя у стенки.

Для нескольких контрольных точек поля решения проведен анализ скоростей химических реакций. Низкие температуры пограничного слоя определяют меньшие скорости реакций, но из-за их неуравновешенности суммарные скорости образования большинства компонентов в несколько раз больше, чем в объеме КС. Наибольшая концентрация окиси углерода сохраняется в верхней части КС, где горела богатая топливная смесь (рис. 2.7,а). В основном поле камеры доля СО снижается во времени под влиянием ведущих реакций догорания: $CO+OH \rightarrow CO_2+H$, $CO+NO_2 \rightarrow CO_2+OH$, $CO+O \rightarrow CO_2$ и $H+CO \rightarrow HCO$. В пограничном слое для первых двух реакций *результатирующие скорости* (разность скоростей прямой и обратной реакций) возрастают в несколько раз, в результате чего выгорание СО ускоряется.

Максимальное содержание оксида азота наблюдается в зоне, где горела стехиометрическая горючая смесь. В области высоких температур все реакции $N_2+O \rightarrow NO+N$, $N+O_2 \rightarrow NO+O$, $N+OH \rightarrow NO+H$ и $N_2+O_2 \rightarrow NO+NO$ интенсивно генерируют оксид азота. Вдали от фронта горения концентрация NO уменьшается под воздействием ведущих реакций раскисления азота: $N+NO \rightarrow N_2+O$, $H+NO \rightarrow OH+N$. Это уменьшение значительно усиливается в пограничном слое за счет реакции $NO+NO \rightarrow N_2+O_2$.

В процессе расширения смеси (рис. 7.13) помимо основного вихря с центром C_1 (а) образуется вихревая зона C_2 с обратным вращением. Максимум температуры T (б) наблюдается в центре основного вихря. В вихревых зонах образуются зоны отрицательного (-) тепловыделения за счет преобладания эндотермических реакций.

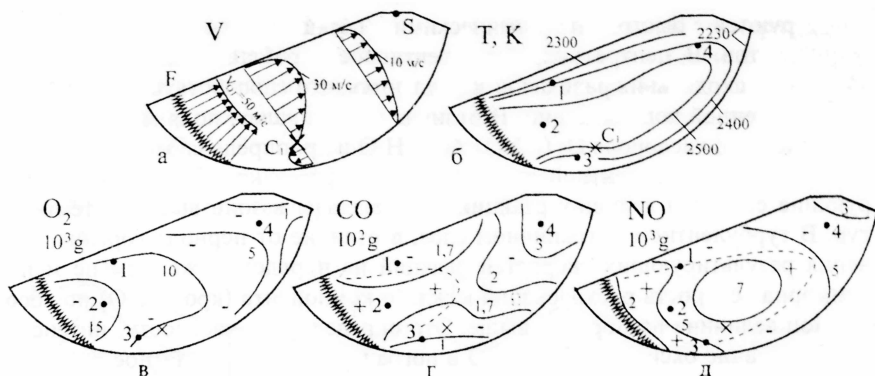


Рис. 7.11. Поля скорости (а), температуры (б) и массовых долей компонентов (в-д) в КС двигателя GDI для конца горения ($\tau = 1$ мс; $R = 20\%$; $n = 3000$ об/мин; $\varphi = 370^\circ$ пкв)

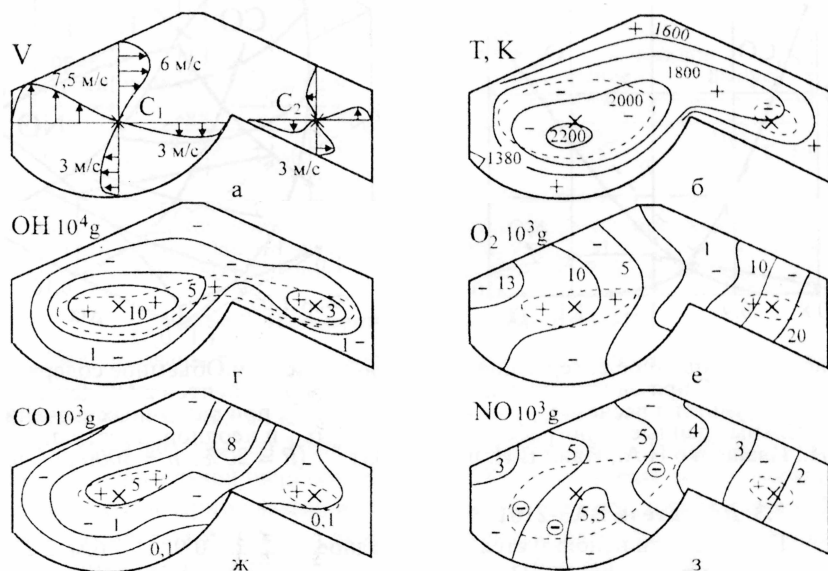


Рис. 7.13. Поля скорости (а), температуры (б) и массовых долей компонентов (в-з) в диаметральной сечении цилиндра двигателя GDI для середины процесса расширения ($\tau = 4$ мс; $R = 20\%$; $n = 3000$ об/мин; $\varphi = 424^\circ$ пкв)

Поля радикалов HO_2 , OH , O и, в какой-то степени, оксида углерода CO формируются быстрыми химическими реакциями с участием этих компонентов. В центре вихрей конвективное перемешивание отсутствует, реакции расходования радикалов замедляются, что способствует сохранению их повышенной концентрации. В отличие от радикалов, поля молекулярных компонентов: кислорода O_2 (и NO), CO_2 , H_2O и др. определяются в основном конвекцией и турбулентной диффузией. Для всех компонентов результирующие скорости ведущих реакций максимальны в зоне высоких температур. В турбулентном пограничном слое, в отличие от периода горения, значения результирующих скоростей реакций на порядок ниже, тем не менее суммарная скорость расходования каждого компонента (кроме NO) по абсолютной величине на порядок выше. Это определяет, в частности, интенсивное выгорание оксида углерода CO в пограничном слое. Заметное раскисление оксида азота NO наблюдается в зоне высоких температур, в течение периода, когда они превышают 2000 К. В пограничном слое суммарная скорость реакций раскисления в десятки раз меньше.

Результаты для ОГ приведены на рис. 7.14, 7.16.

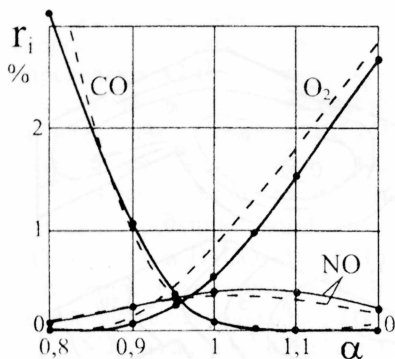


Рис. 7.14. Объемное содержание компонентов в ОГ при однородных полях α : —●— результаты расчетов; - - - - экспериментальные данные монографии: Вырубов Д.Н., Иващенко Н.А., Ивин В.И. и др. (1983)

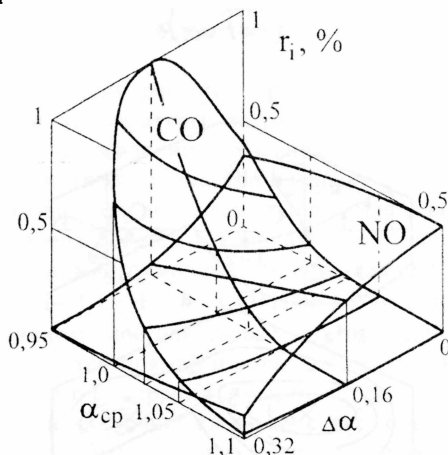


Рис. 7.16. Объемное содержание компонентов в ОГ двигателя GDI при различных значениях: α_{cp} и неоднородности поля $\Delta\alpha$ ($R = 20\%$; $n = 3000 \text{ об./мин}$)

7.3. Двигатель VA3-21011

При решении используется неоднородное поле $\alpha = 0,9 \dots 1,1$ (см. 2.2.3).

Анализ результатов. Наличие в цилиндре остаточных газов в количестве $\gamma = 10\%$ приводит к уменьшению в ОГ содержания оксида азота NO на 45 %, а оксида углерода CO на 4%. Причиной сильного снижения доли NO является уменьшение температуры горения на 100 К.

Из графиков рис. 7.18 следует, что основное изменение температуры и содержания CO , O_2 (и NO) наблюдается при горении и в течение такта расширения. При выхлопе из цилиндра через выпускную магистраль доля CO снижается на протяжении третьей части магистрали, пока температура смеси превышает 1000 K . При меньших температурах реакции с участием CO "замораживаются". Этот же эффект определяет постоянное содержание оксида азота NO в смеси при температурах менее $2200\dots 2500\text{ K}$.

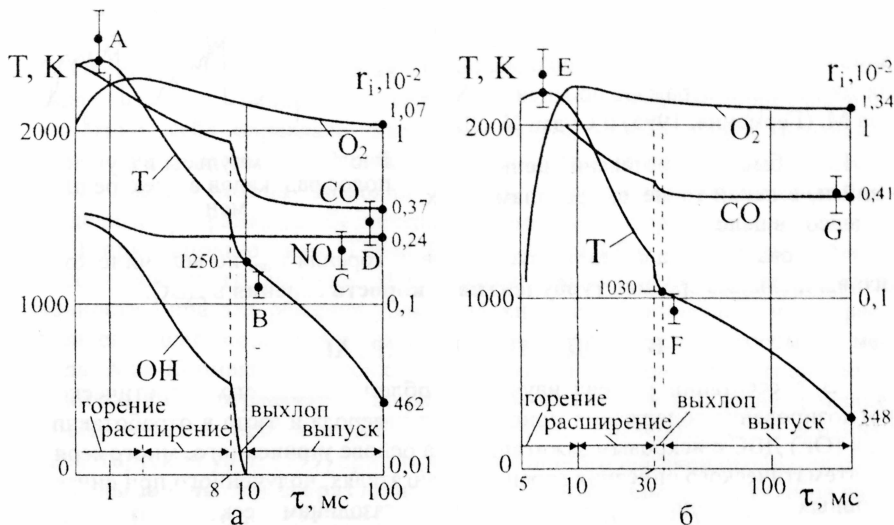


Рис. 7.18. Изменение средних в объеме цилиндра ВАЗ-21011 температуры и мольных долей компонентов во времени процесса – от горения до выпуска: а – рабочий режим двигателя ($n=3000\text{ об/мин}$; $\gamma=0,1$; $M=50\text{ Нм}$); б – горячий холостой ход ($n=800\text{ об/мин}$; $\gamma=0,24$); А, В,..., Г – данные экспериментов

Глава 8. Измерения в двигателе ВАЗ-21011

Использованы различные методы измерений давлений, расходов, температур и интенсивности спектров излучения. На базе типовой свечи зажигания разработан и изготовлен охлаждаемый тензометрический датчик давления. Расходы воздуха определялись анемометром, расходы бензина - с помощью измерительной бюретки. На рис. 7.18 представлены экспериментальные данные с доверительными интервалами, указанными в виде скобок. Измерения температуры газа на входе в выпускную магистраль (В и F) проведены хромель-копелевыми термопарами диаметром $0,1\text{ мм}$. Эти результаты использованы для подбора коэффициента граничных условий C_w . Температуры горения в режимах рабочего хода (А) и горячего холостого хода (Е) измерялись цветовым методом с помощью спектрографа ИСП-73. Содержание оксидов NO и CO в ОГ определялось серийным газоанализатором ИКАФ-057 (C,D,G).

Регистрация яркости излучения спектральных полос OH^* и CH^* в цилиндрах проведена с помощью кварцевого спектрометра ИСП-30 (рис. 8.18). Импульсы яркости 1 с повторяемостью 80 % имеют выраженный **пик горения** и, в нижней части, излучение фона сплошного спектра сажи. Это излучение исчезает лишь при открытии выпускного клапана, когда резко падает температура газов. Для изношенных цилиндров в большей степени характерны импульсы 2 и 3, что связано с излучением сажи, образующейся при выгорании масла. Высокий пик излучения радикала является наиболее оптимальным для двигателя и отражает по мнению Хётгера М. (Германия, 1995) и Судзи Х. (Япония, 1992) быстрое протекание цепных реакций и, в какой-то мере, предпламенных процессов в целом.

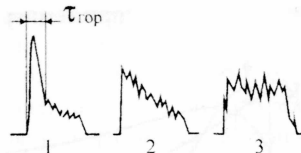


Рис. 8.18. Импульсы излучения полос радикалов в спектре пламени

Основание пика соответствует времени горения $\tau_{гор}$, по величине которого вычислялась средняя **турбулентная скорость горения** в ДВС.

ВЫВОДЫ ПО ДИССЕРТАЦИИ

В диссертации решена научная проблема надежного теоретического прогнозирования содержания монооксидов углерода и азота в отработавших газах (ОГ) ДВС с искровым зажиганием на основе уточненного, многомерного математического описания горения в двигателях, полученного при синтезе основных уравнений физико-химических, газодинамических и тепловых процессов, позволяющего разрабатывать эффективные модели, алгоритмы и программы решения соответствующих задач на ЭВМ и применять их для повышения экологической чистоты рабочих процессов в ДВС. Принятая система допущений, математическое описание и алгоритмы решения образуют метод, теория которого названа в диссертации **химическим турбулентным тепломассообменом** (ХТТ). Подтверждена возможность применения метода ХТТ для повышения экологической чистоты рабочих процессов ДВС. Автору не известны аналогичные решения и публикации в отечественной литературе.

Химическая кинетика горения применялась в рамках кинетики легких углеводородов, как наиболее разработанной по литературным данным, и оказывающей определяющее влияние на содержание оксидов в продуктах сгорания; низкотемпературная кинетика тяжелых частиц такого влияния не имеет.

Механика гомогенных и гетерогенных сред использовалась как для описания горящих смесей, так и для изучения испарения и перемешивания распыленного при впрыске топлива; последний процесс исследуется известным методом **межфазного турбулентного тепломассообмена** (МТТ).

Основные научные и практические результаты, большинство из которых получено в России впервые, состоят в следующем:

1. Численные и экспериментальные исследования, а также анализ литературных данных по группам процессов смесеобразования, горения, догорания и выхлопа позволили создать для условий ДВС основы (систему допущений и математическое описание) прикладного межфазного / химического турбулентного тепломассообмена для каждой из этих групп в рамках единой методологической системы, заложенной в механике гомогенных и гетерогенных сред Нигматулиным Р.И.
2. Система допущений, принятая для выделения из общего описания ХТТ задач газовой динамики, турбулентного переноса и турбулентной кинетики, себя оправдала. Указанные задачи можно решать отдельно, используя полученные данные для моделирования собственно процесса ХТТ. Такой подход позволил создать эффективные математические модели и программное обеспечение, с помощью которых решение задачи ХТТ при использовании ПЭВМ Pentium-4 (1,9 ГГц) требует не более 8 часов машинного времени. Использованы: метод переменного порядка точности Гира для решения уравнений химической кинетики, метод расщепления шага по времени для многомерных задач тепломассообмена, методы Мак-Кормака и прогонки для одномерных решений (алгоритмический язык - Фортран-95). Альтернативным можно считать моделирование объединенного процесса ХТТ, проведенное Риглером У. (Германия, Штутгартский ун-т, 1999) при затратах машинного времени около 8 недель.
3. Решены **задачи смесеобразования** для 1-го впрыска рабочего режима двигателя GDI и различных режимов работы BA3-21011. Получены поля коэффициента избытка воздуха α топливной смеси в камере сгорания (КС) перед зажиганием. Разработан алгоритм расчета движения турбулентного фронта горения в неоднородном поле α с учетом его сжатия продуктами сгорания. Показано, что радиальное расширение горячих газов оказывает преобладающее влияние на скорость движения фронта в начале развитого горения, что позволяет считать геометрию фронта сферической.
4. С использованием основного кинетического механизма (266 реакций для 33 частиц), созданного на базе детального кинетического механизма (ДКМ) Басевича В.Я., решены **нульмерные и одномерная** (на ламинарном участке фронта горения) **задачи** химической кинетики (ХК) горения. Сравнительно медленная кинетика образования и распада оксида азота в процессе горения смеси (и в начале расширения) определяет неравновесное содержание кислорода и, тем самым, неравновесный процесс выгорания оксида углерода, замедленный при низких температурах расширения. Состав продуктов сгорания на выходе фронта горения близок к равновесному, за исключением оксида азота NO (и O₂). Состав смеси при догорании продуктов в течение такта расширения – существенно не равновесный.

Показана возможность создания новых моделей ламинарного горения и рабочего процесса в ДВС на основе химической кинетики горения легких углеводородов.

Нульмерная кинетика использована для оценки содержания CO и NO в отработавших газах (ОГ) ДВС в двух частных случаях, когда реализуются определенные варианты перемешивания продуктов догорания. В промежуточном **режиме холодного холостого хода ВАЗ-21011**, когда горение затягивается во времени (вплоть до выхлопа), можно принять, что перемешивание в цилиндре (и реакции догорания) происходят только при выхлопе. Для **2-го впрыска рабочего режима (форсированного) двигателя GDI**, когда процессы впрыска, испарения, перемешивания и горения протекают в КС практически одновременно, перемешивание заканчивается уже в начале расширения.

5. **Расчет полей скорости** в КС обоих двигателей с помощью программы GAS-2 показал наличие вихревой зоны рядом со струей оттока продуктов сгорания за фронтом горения. Создана версия *k-ε* модели турбулентности для условий ДВС. Общий вид полей параметров турбулентности свидетельствует в пользу интенсивной диссипации кинетической энергии турбулентности в объеме КС. Максимальные значения кратности коэффициента турбулентного обмена наблюдаются вблизи вихревой зоны, которая, наряду с фронтом горения, является мощным генератором турбулентности.

Выбор сокращенного **ДКМ догорания** (26 обратимых реакций для 14 частиц) является достаточно обоснованным - расширение схемы за счет неиспользованных реакций углеводородов не приводит к существенному изменению результатов. Изменение констант скоростей отдельных реакций в пределах, указанных различными литературными источниками, приводит к отклонениям в содержании основных компонентов ОГ не более, чем на 25 %. Увеличение констант скорости химических реакций при турбулентных **пульсациях температуры** определяет, как показывают расчеты, снижение ее среднего по объему значения на 100...150 К и повышение содержания оксидов углерода CO и азота NO в ОГ, соответственно, на 18 и 36 %.

На основе метода ХТТ созданы математические модели процессов догорания в объеме КС (и цилиндра) и выхлопа (в нульмерной постановке). Тестирование двухмерной задачи ХТТ на **точность численного решения** при сетке 51x51 показало, что уменьшение шага по координатам в 10 раз изменяет содержание основных компонентов в ОГ не более, чем на 5 %, а для остальных компонентов - не более, чем на 20 %; уменьшение на порядок шага по времени приводит к погрешностям ~ 1...2%. Такая точность решения считается достаточной.

6. На основе полученных данных и ДКМ догорания решены **трехмерные задачи ХТТ** для обоих двигателей при наличии остаточных газов в цилиндрах.

Для двигателя GDI методом пробных решений получен оптимальный режим (с низким содержанием CO, NO) при среднеемном значении коэффициента избытка воздуха $\alpha_{\text{ср}} = 1,00$, изменении α в процессе выгорания неоднородной топливной смеси от 0,90 до 1,06 и применении рециркуляции ОГ в объеме 20 %. Мольное содержание компонентов в ОГ составляет: CO - 0,299 %, NO – 0,252 %, O₂ – 0,288 %. Расчеты для однородных полей $\alpha = \text{const}$ в КС показали небольшое отличие содержания в ОГ оксидов углерода, азота и кислорода от известных экспериментальных данных (см. рис. 7.14). Полные данные по содержанию CO и NO в ОГ, представленные на диаграмме рис. 7.15, позволяют произвести *предварительный прогноз уровня токсичности ОГ* для данного ДВС по заданным характеристикам поля α перед зажиганием: среднему в объеме КС значению $\alpha_{\text{ср}}$ и величине неоднородности поля $\Delta\alpha = \alpha_{\text{MAX}} - \alpha_{\text{MIN}}$. Возможен и обратный подход – по заданной токсичности ОГ *определить необходимые значения $\alpha_{\text{ср}}$ и $\Delta\alpha$* . Результаты, приведенные на рис. 2.7,а,в, показывают, что *неоднородность $\Delta\alpha$ можно изменять*, варьируя, например, продолжительность впрыска $\tau_{\text{впр}}$.

- В диссертации показана возможность оптимизации формы границ КС.
7. Проведен ряд экспериментов на двигателе ВАЗ-21011. Измерения промышленным датчиком ИКАФ-057 содержания оксидов CO и NO в ОГ двигателя ВАЗ-21011 подтверждают расчетные данные. Разработана методика спектроскопических измерений в ДВС. Показано, что при правильной регулировке двигателя средней изношенности импульсы излучения полос радикалов СН* и ОН* имеют характерный **пик горения**, амплитуда которого определяет активность и скорость горения. В связи с этим предложено производить диагностику и регулирование рабочих процессов в цилиндрах ДВС по яркости излучения спектральной полосы радикала ОН* (длины волн 306...330 нм), находящейся в ультрафиолетовой области, где влияние сплошного спектра сажи практически отсутствует. Описанный метод защищен патентом РФ "Устройство для диагностики качества горючей смеси двигателя внутреннего сгорания" № 2182251 от 10 мая 2002 г.

ПУБЛИКАЦИИ

Содержание работы изложено в 53 публикациях, включающих 3 монографии, 4 учебных пособия, 1 патент РФ на изобретение. Наиболее важные из них приводятся ниже.

1. Чесноков С.А. Химический турбулентный тепломассообмен в ДВС. –Тула: Изд-во Тульского гос. ун-та, 2005. – 466 с.
2. Чесноков С.А. Моделирование высокотемпературных реакций горения. - Тула: Изд-во Тульского гос. ун-та, 2002. - 163 с.
3. Чесноков С.А. Спектрометрия двигателей внутреннего сгорания. - Тула: Изд-во Тульского гос. ун-та, 2001. – 146 с.
4. Модели смесеобразования и горения в ДВС с непосредственным впрыском

- / С.А. Чесноков, Н.Н. Фролов, В.А. Дунаев, И.В. Кузьмина // Двигателестроение. – 2005. - № 1. - С. 3-5.
5. Моделирование горения и образования токсичных веществ в ДВС с непосредственным впрыском топлива / С.А. Чесноков, Н.Н. Фролов, В.А. Дунаев, И.В. Кузьмина // Двигателестроение. – 2005. - № 2. - С. 18-22.
 6. Чесноков С.А., Кузьмина И.В. Спектроскопия пламени, как средство исследования рабочих процессов ДВС // Автомобильная промышленность. – 2001. - № 4. - С. 34-36.
 7. Чесноков С.А., Кузьмина И.В., Соколова С.С. Моделирование горения неоднородной бензовоздушной смеси в ДВС // Наука и технологии. Итоги диссертационных исследований: Труды XXIII Российской школы по проблемам науки и технологий. - М.: УрО РАН - ВАК РФ, 2003. - С. 104-111.
 8. Чесноков С.А., Рыбаков Г.П., Демидов М.И. Одномерная модель двухфазных течений во впускной магистрали ДВС / Тезисы докладов XXXIX Международной научно-технической конференции. Секция "Поршневые и газотурбинные двигатели". – М.: МГТУ-МАМИ, 2002. - С. 56-60.
 9. Математическая модель смесеобразования при впрыске топлива в цилиндр ДВС / С.А.Чесноков, М.И. Демидов, И.В. Кузьмина, Г.П. Рыбаков // Луканинские чтения. Проблемы и перспективы развития автотранспортного комплекса: Тезисы докладов НТК.- М.: МГТУ-МАДИ, 2003. - С. 57 – 59.
 10. Чесноков С.А. Применение $k-\varepsilon$ модели турбулентности при горении в ДВС // Известия ТулГУ. Автомобильный транспорт.-2004.-Вып.8.-С.103-110.
 11. Чесноков С.А., Кузьмина И.В., Соколова С.С. К вопросу создания струйно-кинетической модели горения неоднородной бензовоздушной смеси в ДВС с искровым зажиганием // Автомобиль и техносфера. ICATS 2003: Труды III Международной научно-практической конференции. - Казань, 2003. - С. 354-362.
 12. Чесноков С.А., Кузьмина И.В., Демидов М.И., Рябых А.Н. Химическая кинетика горения в двигателях ВАЗ // Современные тенденции развития автомобилестроения в России: Труды 3-й Всероссийской научно-технической конференции. – Тольятти, 2004. - С. 159-165.
 13. Чесноков С.А., Демидов М.И. Химическая кинетика при турбулентных пульсациях температуры в ДВС // Известия ТулГУ. Автомобильный транспорт. - 2004. - Вып. 8. – С. 124-131.
 14. Чесноков С.А. Уравновешенный кинетический механизм горения и расширения в ДВС // Прогресс транспортных средств и систем – 2002: Материалы международной научно-практической конференции. Ч. 2. - Волгоград, 2002. - С. 158-162.
 15. Чесноков С.А. Сокращенный механизм горения метана в условиях ДВС // Актуальные проблемы управления качеством производства и эксплуатации автотранспортных средств: Труды IX Международной научно-практической конференции. – Владимир, 2002. - С. 319-322.

Изд. лиц. ЛР № 020300 от 12.02.97. Подписано в печать 1 03/06

Формат бумаги 60x84^{1/4}. Бумага офсетная.

Усл. печ. л. 2,1. Уч.-изд. л. 1,7.

Тираж 100 экз. Заказ 208

Тульский государственный университет.
300600, г. Тула, пр. Ленина, 92.

Отпечатано в Издательстве
Тульского государственного университета.
300600, г. Тула, ул. Болдина, 151.