

УДК 621.43(075.8)

ББК 31.365

K13

Издано при финансовой поддержке
Федерального агентства по печати и массовым коммуникациям
в рамках Федеральной целевой программы «Культура России»

Рецензенты:

зав. кафедрой СПбГПУ, канд. техн. наук, проф. Ю.В. Галышев;
д-р техн. наук, проф. Р.М. Петриченко (СПбГПУ);
д-р техн. наук, проф. Н.Н. Патрахальцев (РУДН)

Кавтарадзе Р.З.

K13 Теория поршневых двигателей. Специальные главы: Учебник для вузов. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008. — 720 с.: ил.

ISBN 978-5-7038-3086-4

Изложены основы создания высокоэффективных и высокоэкологичных двигателей, проанализированы термодинамические циклы поршневых и комбинированных двигателей, особенности и теплофизические свойства используемых топлив и рабочего тела. Описаны нульмерные и трехмерные модели рабочего процесса и способы его организации в двигателях с внешним и внутренним смесеобразованием, а также формы камеры сгорания. Значительное внимание уделено процессам впрыскивания, распыливания, испарения топлива, задержки воспламенения и тепловыделения в бензиновых двигателях и в дизелях. Рассмотрены процессы сгорания топлива, образования вредных выбросов, проанализированы методы снижения их концентрации, а также проблемы усовершенствования и перспективы развития двигателей с непосредственным впрыскиванием бензина и дизельного топлива. Приведены математические модели основных внутрицилиндровых процессов и методы их экспериментального исследования.

Содержание учебника соответствует курсу лекций, читаемых автором в МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Для студентов, обучающихся по специальности «Двигатели внутреннего сгорания». Может быть полезен аспирантам, научным и инженерно-техническим работникам, занимающимся созданием перспективных двигателей, а также исследованием и доводкой уже существующих.

УДК 621.43(075.8)

ББК 31.365

© Кавтарадзе Р.З., 2008
© Оформление. Издательство МГТУ
им. Н.Э. Баумана, 2008

ISBN 978-5-7038-3086-4

От автора

Поршневые двигатели — чрезвычайно экономичные и удобные источники энергии — используют практически во всех областях человеческой деятельности.

Теория поршневых двигателей как научная дисциплина сформировалась в конце XIX в., т. е. практически одновременно с их появлением. Блестящая работа С. Карно и базирующаяся на ее основе классическая термодинамика стали тем прочным фундаментом, на котором построена теория поршневых двигателей. Современная теория поршневых двигателей помимо термодинамики требует глубокого знания теории тепло- и массообмена, гидро- и газодинамики, теории горения и др. Очевидно, что для создания конкурентоспособного поршневого двигателя в жестких условиях рынка наряду с хорошими теоретическими и экспериментальными базами нужен специалист, обладающий превосходной интуицией и способный синтезировать результаты исследований и принимать верные решения. Формирование такого специалиста начинается в технических университетах и продолжается в условиях исследовательской и производственной работы.

Настоящий учебник предназначен как для студентов, обучающихся в магистратуре, так и для аспирантов, инженеров-исследователей и научных работников. При его написании преследовались следующие цели.

Сформировать у читателя представление об основных концепциях и о фундаментальной теории, базирующейся на них; теоретически обосновать взаимосвязанные физические явления, имеющие место в поршневых двигателях и, что особенно важно, показать их роль в формировании экологических и эффективных характеристик двигателя; проанализировать и сравнить современные экспериментальные и расчетно-теоретические методы исследования внутрицилиндровых процессов; ознакомить читателя с историческими аспектами развития поршневых двигателей, их создателями и исследователями.

Неоценимый вклад в развитие теории поршневых двигателей внесли представители различных научных школ и прежде всего МГТУ (МВТУ) им. Н.Э. Баумана, где еще в 1907 г. началась подготовка специалистов по двигателям внутреннего сгорания. Так, метод теплового расчета двигателя, предложенный В.И. Гриневецким и развитый в дальнейшем его учениками Е.К. Мазингом и Н.Р. Брилингом, в течение почти всего прошлого столетия был основой практически для всех учебников по теории поршневых двигателей, на которых воспитывались целые поколения инженеров, конструкторов и исследователей. Большая роль в создании этого направления отводится и работам Г.Г. Калиша (динамические явления в топливоподающей системе), Д.Н. Вырубова (процессы испарения и смесеобразования), Б.Г. Либровича (рабочий процесс в разделенных камерах), А.С. Орлина (метод расчета процессов газообмена), М.Г. Круглова (нестационарные газодинамические процессы), С.Г. Роганова и Г.Н. Мизернюка (газовый анализ), О.Б. Леонова (неустановившиеся режимы работы двигателя), В.П. Алексеева (тепловыделение в дизелях), С.И. Ефимова (рабочий процесс в двигателях с внешним подводом теплоты) и др. Огромны заслуги в развитии теории поршневых двигателей и представителей других научных школ, в первую очередь следует назвать ученых — авторов известных учебников и монографий: В.А. Ваншейдт, Г.А. Варшавский, И.И. Вибе, А.Н. Воинов, Н.М. Глаголев, Б.М. Гончар, Н.Х. Дьяченко, Н.Н. Иванченко, В.Н. Луканин, А.С. Лышевский, М.М. Масленников, В.В. Махалдиани, Р.М. Петриченко, Д.А. Портнов, Н.Ф. Разлейцев, Ю.Б. Свиридов, А.С. Соколик, Б.С. Стечкин, А.И. Толстов, М.С. Ховах и других. Из современных зарубежных изданий наибольшей популярностью пользуются книги Дж. Хейвуда, Х. Хироясу, Г. Меркера, Р. Пишингера, А. Урлауба, Г. Вошни. Безусловно, отдельные вопросы из их работ нашли отражение и в этом учебнике, в котором основное внимание уделено новейшим методам и результатам теории поршневых двигателей. В связи с этим он принципиально отличается от существующих сегодня учебников и монографий по теории поршневых двигателей как по форме, так и по глубине изложения рассмотренных в ней вопросов. Это обусловлено тем, что специальные главы теории поршневых двигателей студенты изучают после курса «Теория рабочих процессов поршневых и комбинированных двигателей», предусмотренного учебной программой для подготовки

бакалавров. Сравнительный анализ методов и зависимостей на основе различных подходов и гипотез придает учебнику характер справочного пособия, что должно заинтересовать читателя, у которого появляется возможность выбора того или иного метода, подхода или формулы для расчета.

Книга состоит из 11 глав.

Термодинамические циклы практически всех известных типов поршневых и комбинированных двигателей описаны в гл. 1, которую следует рассматривать как связующее звено между общей теорией поршневых двигателей, предусмотренной программой подготовки бакалавров, и специальными главами.

В гл. 2 изложены особенности рабочего тела и характер изменения его теплофизических параметров. Моделирование рабочего процесса рассмотрено в гл. 3, основанной на материалах учебного пособия, которое ранее было опубликовано автором совместно с профессором Н.А. Иващенко по результатам исследований, полученным в МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Гл. 4–8 посвящены организации рабочего процесса в цилиндре двигателя (гл. 4); описанию процессов впрыскивания и распыливания топлива как в бензиновых двигателях, так и в дизелях (гл. 5); основ нестационарных процессов испарения жидкого топлива и диффузии паров в воздухе (гл. 6); фундаментальным положениям теории горения (гл. 7) и задержки воспламенения в двигателях (гл. 8). В гл. 9 проанализированы практически все существующие методы расчета тепловыделения, даны их сравнительные характеристики, указаны существующие проблемы при прогнозировании тепловыделения.

Гл. 10 посвящена исследованию многомерных моделей рабочего процесса с учетом основ химической кинетики и использованию современных моделей турбулентности в теории поршневых двигателей.

В гл. 11 проанализированы проблемы усовершенствования и перспективы развития поршневых двигателей с непосредственным впрыскиванием топлива легковых автомобилей, поскольку именно в этой области происходит жесткая конкуренция между бензиновыми двигателями и дизелями.

В книге использованы результаты исследований, проведенных непосредственно автором, а также полученные совместно с профессором Н.А. Иващенко (многозонные модели рабочего процес-

са), и с коллегами из Мюнхенского технического университета: профессором Г. Вошни и доктором К. Цайлингером (вихревое движение в цилиндре), докторами К. Цайлингером и Г. Цитцлером (задержка воспламенения). Ряд расчетов выполнен кандидатами технических наук Д.О. Онищенко, А.С. Голосовым, а также З.Р. Кавтарадзе на кафедре поршневых двигателей МГТУ им. Н.Э. Баумана.

С большим вниманием к работе над книгой относился профессор М.Г. Круглов, не доживший, к сожалению, до выхода книги в свет. Он успел ознакомиться с частью рукописи и дал ряд ценных замечаний, способствующих, прежде всего, повышению практической значимости изложенного материала.

Автор выражает искреннюю благодарность академику РАН А.И. Леонтьеву за ценные замечания и полезные советы по фундаментальным вопросам теплофизики, затронутым в книге, зав. кафедрой профессору Н.А. Иващенко, без поддержки которого был невозможен выход в свет этого учебника, а также доктору К. Цайлингеру за поддержку и плодотворное сотрудничество.

Автор признателен рецензентам в лице кафедр Санкт-Петербургского государственного политехнического университета (зав. кафедрой профессор Ю.В. Гальшев, профессор М.Р. Петриченко) и Московского университета Дружбы народов (профессор Н.Н. Патрахальцев) за ценные замечания по рукописи книги, которые были учтены при подготовке окончательного варианта.

Все замечания можно присылать по адресу: 105005, Москва, 2-я Бауманская ул. 5, МГТУ им. Н.Э. Баумана, кафедра «Поршневые двигатели» или по e-mail: kavtar@power.bmstu.ru. Они будут приняты с благодарностью.

Доктор технических наук,
профессор
Р.З. Кавтарадзе

ВВЕДЕНИЕ

Основная роль в учебнике отводится изучению и исследованию физических процессов в цилиндре поршневого двигателя в целях усовершенствования рабочего процесса, которое связано с повышением эффективности и экологичности реального цикла.

Эффективным принято называть цикл с оптимальным тепловыделением и минимальными потерями, обеспечивающими максимальный эффективный КПД цикла. Под понятием оптимального тепловыделения подразумевают не только тепловую энергию, полученную в результате реакции горения топлива (она должна быть максимально возможной), но и момент начала и продолжительность выделения этой энергии.

Экологичным называют цикл по возможности с минимальными выбросами токсичных веществ в окружающую среду и минимальным излучением шума, обеспечивающими соблюдение норм, предусматриваемых действующим законодательством. Уровень экологичности цикла оценивается количеством токсичных веществ в отработавших газах двигателя, определенных непосредственно в выпускной системе двигателя без применения каких-либо систем их нейтрализации. Эталонном экологичного цикла является цикл двигателя с нулевыми выбросами токсичных веществ в окружающую среду. Следует подчеркнуть, что экологичность цикла характеризуется также уровнем шума, источником которого является рабочий процесс, и прежде всего это обусловлено скоростью повышения давления в цилиндре двигателя.

Очевидно, что разработка эффективного и экологичного цикла — первостепенная задача теории поршневых двигателей и одновременно основной путь создания экономичного и безвредного для здоровья человека и окружающей среды двигателя, а следовательно, автомобилей, судов, самолетов и пр.

Современная теория поршневых двигателей — это техническая дисциплина, которая достигла значительного прогресса и высокого уровня развития, что обусловлено достижениями, накопленными за

почти полуторавековую историю развития поршневых двигателей, а в развитых странах — еще и вложениями огромных средств и использованием последних достижений науки и техники.

Особенность теории поршневых двигателей заключается в том, что ее проблематика тесно связана не только с практическими задачами человеческого бытия или военной мощи любого государства, но и с такими глобальными проблемами современного человечества, как энергетическая и экологическая.

Современные поршневые двигатели характеризуются высокой топливной экономичностью и в этом отношении среди других тепловых машин, работающих на природном топливе, у них нет равных. В связи с этим в обозримом будущем практически исключена их замена принципиально другими, альтернативными источниками энергии, и по многочисленным прогнозам они останутся самыми перспективными в транспортной энергетике XXI в. Однако неуклонный рост мирового парка этих двигателей, а также их удельной мощности и частоты вращения коленчатого вала делают их основными «растратчиками» природных топливных ресурсов, запасы которых ограничены. С этой точки зрения очевидно, что осуществление высокоэффективных циклов (т. е. циклов с высоким КПД или низким удельным расходом топлива) — архиважная задача в теории поршневых двигателей, непосредственно связанная с глобальной энергетической проблемой. Другая задача теории двигателей — осуществление цикла с минимальным количеством токсичных веществ в отработавших газах — по своей актуальности становится даже более важной, чем первая задача, и непосредственно связана с глобальной экологической проблемой.

Эти две задачи, решению которых в теории рабочих процессов двигателя отводится решающая роль, нельзя рассматривать раздельно, тем более, что часто они «конфликтуют» между собой. Действительно, известно, что расширение температурных пределов цикла приводит к повышению его КПД. В реальных циклах расширение температурных пределов можно осуществить практически только за счет верхнего предела, т. е. за счет увеличения максимальной температуры цикла, так как нижний предел (температура заряда при впуске) не может быть значительно изменен. Однако с ростом максимальной температуры цикла создаются благоприятные условия для образования оксидов азота и их содержание в отработавших газах увеличивается. Налицо явный «кон-

фликт» между топливной экономичностью и экологичностью, т. е. между эффективностью и качеством цикла. В понятии эффективного цикла топливная экономичность количественно отражается в виде его эффективного КПД. Экологичность цикла в отличие от топливной экономичности, конечно, с его КПД не связана, если не учитывать выбросы диоксидов углерода, способствующие образованию «парникового эффекта» вокруг Земного шара (очевидно, что чем выше КПД цикла, тем меньше расход топлива и меньше количество выбросов CO_2). Для оценки экологичности цикла используют, как указывалось выше, такие показатели, как, например, концентрация вредных выбросов и шум. В связи с этим основную задачу теории поршневых двигателей можно сформулировать также следующим образом: разработка и осуществление высокоэффективного (с точки зрения топливной экономичности) и высокоэкологичного (с точки зрения выбросов токсичных веществ и шума) цикла. Очевидно, что при решении этой задачи следует искать пути и способы разрешения вышеуказанного «конфликта».

Именно непосредственная связь с энергетическими и экологическими проблемами обуславливает приоритеты развития двигателестроения как актуального научно-технического направления. Трудно назвать другую область промышленности, где так интенсивно проводятся исследования и развивается производство продукции, как поршневое двигателестроение, а также область, в которой к творческому мышлению предъявляются столь высокие требования.

Современная теория поршневых двигателей базируется на фундаментальных закономерностях теплофизики, механики жидкости и газа, что определяет ее основную особенность как научно-технического направления, закономерности которого в большинстве случаев для своего обоснования требуют проведения экспериментальных исследований.

На протяжении развития поршневых двигателей теоретические и экспериментальные исследования всегда успешно дополняли друг друга. Однако в силу своей специфики (относительно небольшие габариты, доступность и удобство при проведении эксперимента) быстроходные автомобильные и авиационные двигатели в большей степени способствуют развитию экспериментальных методов исследования, чем, например, тихоходные судовые двига-

тели, на долю которых приходится больше теоретических разработок. Правда, такое отличие по внесенным вкладам в развитие теоретических или экспериментальных направлений было более заметным на ранних этапах развития двигателестроения, а в последнее время эта разница постепенно стирается.

Все методы исследования физических процессов, протекающих в цилиндре поршневого двигателя, условно можно подразделить на три группы: 1 — экспериментальные; 2 — расчетно-теоретические; 3 — комбинированные (расчетно-экспериментальные).

С развитием вычислительной техники затраты на численный эксперимент в отличие от затрат на натурный эксперимент постепенно уменьшаются (по некоторым данным за каждые 8 лет в примерно в 10 раз). Математическое моделирование как инструмент исследования в современной теории поршневых двигателей занимает значительное место и, безусловно, способствует их быстрому развитию. Современные модели рабочего процесса (нульмерные, одно-, двух- и многозонные многомерные) являются мощным средством уменьшения материальных и временных затрат в процессе проектирования, создания и доводки двигателей. Несмотря на возрастающую стоимость, эксперимент был и остается главным критерием для оценки практической пригодности методов теории поршневых двигателей.

1. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ ПОРШНЕВЫХ И КОМБИНИРОВАННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

1.1. Рабочий процесс в поршневых двигателях

1.1.1. Виды поршневых двигателей

Двигатели, в которых теплота, выделяющаяся при сгорании топлива, преобразуется в механическую энергию, называют *тепловыми двигателями*. Тепловые двигатели подразделяют на две основные группы: *двигатели внутреннего сгорания* (поршневой, роторный и комбинированный двигатели, газовая турбина, реактивный двигатель и др.), т. е. все двигатели, в которых процессы сгорания и тепловыделения происходят внутри самого двигателя; *двигатели внешнего сгорания* (паровые машины, паровые турбины, двигатель Стирлинга), т. е. двигатели, которые вырабатывают механическую энергию за счет теплоты, подводимой извне.

Основной элемент конструкции поршневого двигателя — цилиндр с поршнем. Топливо сгорает внутри цилиндра в среде воздуха (окислителя). При этом процесс образования горючей смеси может осуществляться как внутри цилиндра, так и вне цилиндра. Исторически сложилось так, что первым был создан поршневой двигатель с внешним смесеобразованием немецким инженером Н. Отто (1876). Конечно, еще до Отто предпринимались попытки создания двигателей, наиболее удачным из которых можно считать газовый двигатель внутреннего сгорания (1860) французского механика Ж. Ленуара. Однако именно Отто принадлежит приоритет создания прообраза современного поршневого двигателя с внешним смесеобразованием, который в настоящее время известен как *двигатель Отто*. В таком двигателе основная часть воздуха и паров топлива смешиваются еще до поступления в цилиндр. Образование топливовоздушной смеси завершается после ее поступле-

ния в цилиндр, где происходит сжатие и затем зажигание смеси от электрической искры. Продукты сгорания расширяются и перемещают поршень, от которого выработанная механическая энергия передается на вал двигателя через кривошипно-шатунный механизм. В настоящее время в транспортной энергетике и, особенно, в автомобильной промышленности успешно внедряются *двигатели Отто с впрыскиванием бензина непосредственно в цилиндр*, т. е. с внутренним смесеобразованием и принудительным зажиганием топливовоздушной смеси. Современный двигатель Отто — поршневой двигатель с внешним или внутренним смесеобразованием и принудительным зажиганием.

Принципиально новый поршневой двигатель (1893) носит имя его изобретателя — немецкого инженера Р. Дизеля. В этом двигателе в цилиндр сначала поступает воздух, который сжимается поршнем. В конце процесса сжатия в цилиндр под давлением впрыскивается топливо и образуется топливовоздушная смесь, которая под действием высокой температуры сжатого воздуха самовоспламеняется. Таким образом, дизелем называют двигатель с внутренним смесеобразованием и самовоспламенением горючей смеси. В этом и заключается принципиальное различие между двигателем Отто и дизелем.

Основные процессы в поршневых двигателях внутреннего сгорания — впуск, сжатие, сгорание–расширение и выпуск — в совокупности образуют полный *рабочий цикл* и могут быть осуществлены либо за два последовательных хода поршня (один оборот коленчатого вала), либо за четыре (два оборота коленчатого вала). В первом случае поршневой двигатель называют *двухтактным*, а во втором — *четырёхтактным*.

1.1.2. Основные термодинамические понятия

Термодинамическая система — совокупность тел, которые могут обмениваться между собой и с другими телами (окружающей средой) энергией и веществом; для нее справедливы законы термодинамики. Изменение состояния термодинамической системы, характеризующееся изменением ее параметров, называют *термодинамическим процессом*. *Термодинамический цикл* — непрерывная последовательность термодинамических процессов, в результате которых *рабочее тело* (в поршневых двигателях обыч-

но это газообразное вещество) возвращается в исходное состояние. На всех диаграммах состояния термодинамические циклы изображают замкнутыми линиями, так как суммарное изменение любого термодинамического параметра рабочего тела в цикле равно нулю, т. е. $\oint dp = 0$, $\oint dv = 0$, $\oint dT = 0$, $\oint di = 0$, $\oint ds = 0$, $\oint du = 0$. В каждом термодинамическом процессе происходит изменение параметров рабочего тела в соответствии с определенным законом, обусловленным видом самого процесса, при этом отдельные параметры могут оставаться неизменными.

Термодинамические процессы подразделяют на *изобарный*, *изохорный*, *изотермический*. Эти процессы протекают при постоянных значениях давления, $p = \text{const}$; объема, $V = \text{const}$; термодинамической (абсолютной) температуры, $T = \text{const}$ соответственно, а также *адиабатный* процесс, в котором отсутствует теплообмен между системой и окружающей средой, *изоэнтروпийный* и *изоэнтальпийный* процессы, происходящие при постоянных значениях энтропии и энтальпии системы соответственно. Адиабатный процесс — изоэнтропийный процесс. Адиабатный процесс удовлетворяет соотношению $pV^k = \text{const}$, где *показатель адиабаты* $k = \frac{c_p}{c_v}$

есть отношение теплоемкостей при постоянных значениях давления и объема. Значение k постоянно для определенного газообразного вещества, например, для воздуха $k = 1,4$. Термодинамический процесс, удовлетворяющий соотношению $pV^n = \text{const}$, называют *политропным*. *Показатель политропы* n — постоянная величина.

Термодинамический цикл включает в себя процессы сжатия и расширения газа, а также процессы с подводом ($dq > 0$) и отводом ($dq < 0$) теплоты. В термодинамическом цикле тепловая энергия превращается в механическую или наоборот. Согласно второму закону термодинамики для совершения термодинамического цикла необходимо наличие двух источников теплоты с различной температурой, при этом источник с более высокой температурой называют *горячим*, а с более низкой — *холодным*. Термодинамический цикл, в котором к газообразному веществу подводится большее количество теплоты при более высокой температуре и отводится меньшее количество теплоты при более низкой температуре, называют *прямым*. Разность значений этой теплоты равна *совер-*

шаемой работе. Термодинамический цикл является *обратным*, если к газу подводится меньшее количество теплоты при меньшей температуре, а отводится большее количество теплоты при более высокой температуре. Разность значений этой теплоты равна *затраченной работе*. Термодинамический процесс, после которого термодинамическая система и взаимодействующая с ней окружающая среда возвращаются в начальное состояние без остаточных изменений, называют *обратимым*, в противном случае — *необратимым*. Если все процессы в цикле обратимые, то и сам цикл обратимый. Чтобы цикл был необратимым, достаточно хотя бы одного необратимого процесса. Прямые термодинамические циклы характеризуются *термическим КПД цикла*, который представляет собой отношение работы, совершенной в прямом обратимом термодинамическом цикле, к теплоте, сообщенной рабочему телу от внешних источников. Аналогично отношение теплоты, отведенной в обратном термодинамическом цикле от охлаждаемой системы, к работе, затраченной в этом цикле, называют *холодильным коэффициентом*. Примером обратимого термодинамического цикла служит цикл Карно.

1.1.3. Работа, совершаемая в цилиндре поршневого двигателя

Внутри цилиндра поршневого двигателя (рис. 1.1) происходит изменение параметров и физико-химического состояния газообразного вещества, представляющего собой *рабочее тело*. После подвода теплоты q газ расширяется и перемещает поршень на расстояние $\Delta x = x_2 - x_1$, т. е. выполняет *механическую работу* $\Delta L = P\Delta x$, где сила P , действующая на поршень, равна произведению давления газа p и площади F поршня, $P = pF$. Тогда $\Delta L = p\Delta V$, где $\Delta V = F\Delta x$ есть изменение объема газа в результате его расширения (см. рис. 1.1).

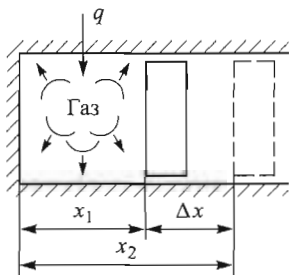


Рис. 1.1. К определению механической работы

Введем понятия *удельной работы* $l \stackrel{\text{def}}{=} \frac{L}{m}$

и *удельного объема* $v \stackrel{\text{def}}{=} \frac{V}{m}$, где m — масса газа. Изменение удельной работы

$dl = p dv$ и соответственно удельная работа, совершаемая газом в цилиндре,

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (1.1)$$

Очевидно, что при сжатии газа поршнем начальный объем v_1 превышает конечный объем v_2 , т. е. $dv < 0$ и $dl < 0$, при расширении $dv > 0$ и $dl > 0$. Следовательно, работа, совершаемая газом, — *положительная работа*, а работа, затрачиваемая на сжатие газа, — *отрицательная работа*. Параметр p указывает, согласно (1.1), на возможность совершения работы, однако знаком совершения работы является условие $dv \neq 0$. Механическая работа имеет тепловой эквивалент, но выразить теплоту интегралом, аналогичным (1.1), стало возможным только после введения (1865) немецким ученым Р. Клаузиусом понятия энтропии. *Энтропия* — физическая величина S , изменение dS которой характеризует обмен энергией между системой и внешней средой. Тогда

$$q = \int_{S_1}^{S_2} T dS, \quad (1.2)$$

где S_1, S_2 — значения энтропии системы в двух состояниях; T — термодинамическая температура. Параметр T указывает на возможность теплообмена, знаком совершения которого является условие $dS \neq 0$.

В силу (1.1) и (1.2) термодинамические процессы, протекающие в цилиндре (см. рис. 1.1), можно графически изобразить как в координатах Vp , так и в координатах TS . При этом диаграмма термодинамического процесса в координатах Vp выражает механическую работу, поэтому часто ее называют *рабочей диаграммой*, а диаграмма термодинамического процесса в координатах TS — теплоту, поэтому ее называют *тепловой, или энтропийной, диаграммой*.

1.1.4. Четырехтактный двигатель

Индикаторной диаграммой четырехтактного двигателя традиционно называют рабочую диаграмму, полученную непосредственно для работающего двигателя экспериментально или построенную по результатам расчета внутрицилиндровых процессов. Ин-

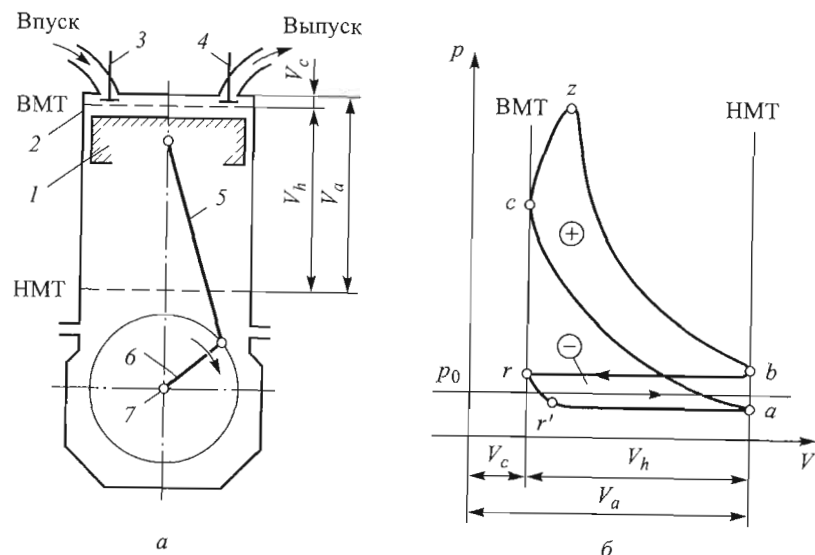


Рис. 1.2. Принципиальная схема (а) и индикаторная диаграмма (б) четырехтактного двигателя:

1 — поршень; 2 — цилиндр; 3 — впускной клапан; 4 — выпускной клапан; 5 — шатун; 6 — кривошип; 7 — вал

Индикаторная диаграмма в координатах pV в силу характера изменения объема представляет собой замкнутую кривую (рис. 1.2, б). Если зависимость $p = p(V)$ получена в координатах $p = p(\varphi)$, где φ — угол поворота коленчатого вала, то индикаторную диаграмму называют *развернутой*. Для перевода одной диаграммы в другую используют зависимость $V = V(\varphi)$, известную из кинематического анализа кривошипно-шатунного механизма. При возвратно-поступательном движении поршня в момент изменения направления его мгновенная скорость равна нулю. Положения поршня, соответствующие нулевой мгновенной скорости, принято называть *мертвыми точками*. Из рис. 1.2, а ясно, что таких точек две: *верхняя и нижняя мертвые точки* (ВМТ и НМТ соответственно).

В четырехтактном двигателе первый такт — это всасывание (впуск) в цилиндр свежего заряда: для двигателя Отто — топливозвоздушной смеси, а для дизеля — воздуха. В начале этого такта открывается впускной клапан 3 (выпускной клапан 4 закрыт) и поршень 1 начинает перемещаться от ВМТ к НМТ. В цилиндре давление p падает ниже давления p_0 окружающей среды и стано-

вится равным давлению p_0 (линия $r'a$ на рис. 1.2, б). В момент прихода поршня в НМТ впускной клапан закрывается и первый такт заканчивается.

Второй такт — сжатие; поршень перемещается от НМТ к ВМТ при закрытых клапанах 3 и 4, сжимает рабочее тело, при этом объем изменяется от значения V_a до значения V_c . Давление в цилиндре растет от значения p_0 до значения p_c (линия ac на рис. 1.2, б). Третий такт — рабочий ход, при котором сгорание топлива и расширение продуктов сгорания также происходит при закрытых клапанах. В результате расширения продукты сгорания перемещают поршень от ВМТ к НМТ. В процессе сгорания, несмотря на то что поршень перемещается к НМТ и объем увеличивается, давление резко повышается от значения p_c до значения p_z (линия cz на рис. 1.2, б), где p_z — *максимальное давление рабочего цикла*. В дальнейшем идет расширение продуктов сгорания и давление падает от p_z до p_b (линия zb на рис. 1.2, б). Последний, четвертый такт — выпуск отработавших газов из цилиндра — осуществляется при перемещении поршня от НМТ к ВМТ. В это время клапан 4 открыт и поршень выталкивает отработавшие газы в окружающую среду под давлением p_b (линия br на рис. 1.2, б). Очевидно, что $p_b > p_0$. После завершения четвертого такта в цилиндре остается определенное количество продуктов сгорания, так называемые *остаточные газы*, которые, занимая объем сжатия V_c (см. рис. 1.2, а, б) и имея давление $p_r > p_0$, мешают осуществлению следующего процесса — наполнения. Однако поршень начинает перемещаться к НМТ и остаточные газы расширяются, их давление падает до $p_{r'} < p_0$ (линия rr' на рис. 1.2, б) и начинается впуск свежего заряда — первый такт следующего цикла. Таким образом, замкнутый рабочий цикл четырехтактного двигателя (см. рис. 1.2, а) графически изображают индикаторной диаграммой (см. рис. 1.2, б). Диаграмма состоит из двух основных частей, соответствующих *работе, полученной в цилиндре* и представляющей собой разность работ расширения и сжатия (положительной), а также *работе, затраченной на осуществление процессов газообмена* (впуска и выпуска) в цилиндре (отрицательной). Ее называют *работой насосных ходов*.

Объем цилиндра V_h между ВМТ и НМТ называют *рабочим объемом*. Полный объем цилиндра $V_a = V_h + V_c$. Поскольку сгорание происходит при нахождении поршня в окрестности ВМТ, когда объем цилиндра несущественно отличается от объема сжатия V_c ,

то объем V_c называют *объемом камеры сгорания* (КС). Важнейшая характеристика рабочего процесса поршневого двигателя — *степень сжатия*

$$\varepsilon \stackrel{\text{def}}{=} \frac{V_a}{V_c} = 1 + \frac{V_h}{V_c}, \quad (1.3)$$

значение которой у дизелей всегда больше, чем у двигателей Отто.

1.1.5. Двухтактный двигатель

В двухтактном двигателе (рис. 1.3) первый такт — сгорание–расширение — начинается при нахождении поршня в ВМТ. Выпускные клапаны 2 и 3 закрыты (впускных клапанов нет) и в сжатый воздух, занимающий объем V_c , через форсунку впрыскивается топливо. В результате самовоспламенения начинается процесс сгорания (линия cz на рис. 1.3, б) и давление растет до своего максимального значения p_z в рабочем цикле. Далее, в результате расширения продуктов сгорания поршень, выполняя рабочий ход, продолжает

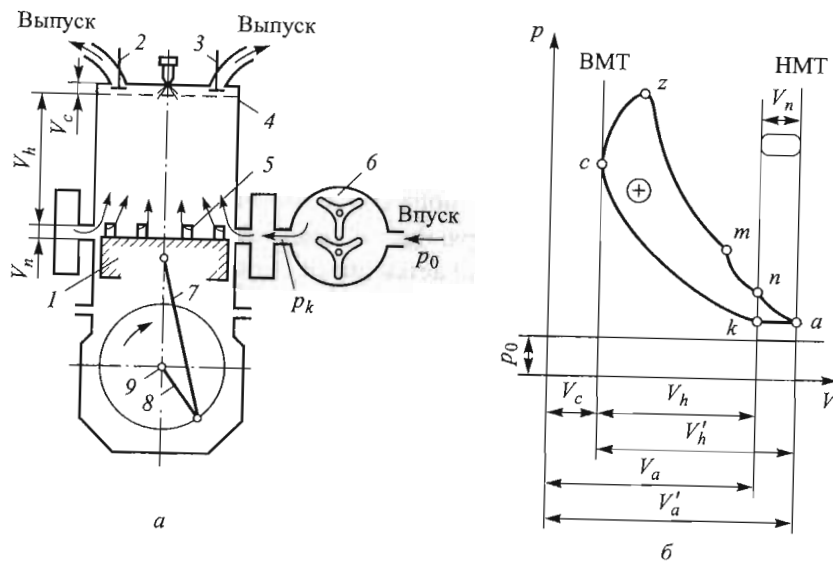


Рис. 1.3. Принципиальная схема (а) и индикаторная диаграмма (б) двухтактного двигателя:

1 — поршень; 2, 3 — выпускные клапаны; 4 — цилиндр; 5 — впускные окна; 6 — нагнетатель; 7 — шатун; 8 — кривошип; 9 — вал

перемещаться к НМТ и давление в цилиндре понижается до значения p_m (линия zm на рис. 1.3, б). Выпускные клапаны открываются (точка a_m на рис. 1.3, а), начинается выпуск газов, давление продолжает падать (линия mn на рис. 1.3, б) до значения p_n . Приближаясь к НМТ, поршень открывает впускные окна 5, через которые в цилиндр поступает воздух под давлением p_k из нагнетателя 6. Воздух вытесняет продукты сгорания через выпускные клапаны и одновременно наполняет цилиндр, т. е. идет *процесс продувки–наполнения* (линия na на рис. 1.3, б), поршень продолжает перемещаться к НМТ, давление в цилиндре падает до значения p_a . Второй такт начинается в момент выхода поршня из НМТ. Процесс продувки–наполнения продолжается (линия ak на рис. 1.3, б) до тех пор, пока поршень не перекроет впускные окна, при этом давление в цилиндре остается почти постоянным. В момент закрытия впускных окон закрываются выпускные клапаны (точка k на рис. 1.3, б) и начинается процесс сжатия воздуха, при котором, в основном, продукты сгорания уже вытеснены из цилиндра. В результате сжатия (линия kc на рис. 1.3, б) давление повышается от значения p_k до значения p_c . Таким образом, рабочий цикл осуществляется за два хода поршня (один оборот коленчатого вала). Рассмотренную на рис. 1.3, а схему процесса продувки–наполнения двухтактного двигателя называют *прямоточной* (клапанно–щелевой) схемой. Существуют и другие схемы. Например, в двухтактных двигателях Отто используют *кривошипно–камерную* схему газообмена, в которой необходимое для продувки давление p_k создается в кривошипной камере, т. е. в камере под поршнем, где при его перемещении к НМТ сжимается топливовоздушная смесь. После открытия впускных органов (клапанов или окон) эта смесь перетекает в цилиндр, продувает и наполняет его. В такой схеме отсутствует нагнетатель, приводимый в движение от вала двигателя.

В двухтактных двигателях различают *фактический* (реальный) V_h и *геометрический* V_h' рабочие объемы. При этом $V_h = V_h' - V_n$, где V_n — объем, занимаемый впускными окнами (см. рис. 1.3, а, б) и называемый *потерянным объемом* (на этом участке поршень не совершает полезного хода). Соответственно имеются *реальная* ε , определяемая соотношением (1.3), и *геометрическая* ε' степени сжатия:

$$\varepsilon' \stackrel{\text{def}}{=} \frac{V_a'}{V_c} = 1 + \frac{V_h'}{V_c}. \quad (1.4)$$

При $\varepsilon' = \frac{\varepsilon - \psi}{1 - \psi}$, где доля потеряннного объема $\psi \stackrel{\text{def}}{=} \frac{V_n}{V_h}$ и изменяется для различных двигателей в диапазоне значений 0,1...0,35.

1.1.6. Реальный и термодинамический циклы. Их эффективность

Рассмотрим основные отличия термодинамического цикла от реального.

1. Рабочее тело в цилиндре не меняется. В реальном цикле происходит наполнение цилиндра свежим зарядом и его очистка от отработавших газов, т. е. осуществляется процесс газообмена.

2. Химический состав рабочего тела не меняется. В термодинамическом цикле процесс тепловыделения в результате сгорания заменяется процессом подвода теплоты.

3. Теплоемкости рабочего тела не зависят от его температуры, т. е. $c_p = \text{const}$ и $c_v = \text{const}$. В реальном цикле теплоемкость зависит от температуры, а также от концентрации компонентов рабочего тела.

4. Процессы сжатия и расширения являются адиабатными, т. е. протекают без теплообмена с окружающей средой.

5. Рабочим телом в цилиндре служит идеальный газ, т. е. газ, подчиняющийся уравнению состояния Клапейрона.

Для решения основной задачи при исследовании термодинамических циклов — определения их эффективности — необходимо:

выяснить факторы, от которых зависит КПД обратимого термодинамического цикла, задать последовательность процессов так, чтобы КПД был наибольшим при заданных ограничительных условиях;

установить степень необратимости процессов реального цикла и выяснить, какие процессы цикла следует усовершенствовать для снижения необратимых потерь.

Эффективность реального цикла оценивается индикаторным КПД, представляющим собой отношение работы реального цикла $q_1 - q_{2\text{реальн}}$ к подведенной теплоте $q_1 = H_u m_{\text{ц}}$, т. е.

$$\eta_i = 1 - \frac{q_{2\text{реальн}}}{H_u m_{\text{ц}}}, \quad (1.5)$$

где H_u — низшая теплота сгорания топлива; $m_{\text{ц}}$ — цикловая подача топлива. В основном КПД η_i характеризует расход топлива в двигателе, однако в целом технико-экономические показатели поршневых двигателей определяются не только расходом топлива, но габаритами и массой двигателя. Один из важных технико-экономических показателей поршневого двигателя — среднее индикаторное давление, представляющее собой удельную работу цикла, приходящуюся на единицу рабочего объема:

$$p_i = \frac{q_1 - q_{2\text{реальн}}}{V_a - V_c}. \quad (1.6)$$

Аналогично определяется среднее индикаторное давление обратимого цикла $p_i = \frac{q_1 - q_2}{V_{\text{max}} - V_{\text{min}}}$. Из (1.6) следует, что чем больше работа цикла и меньше объем газа в конце процесса расширения, тем меньше габариты и, следовательно, масса двигателя при его неизменной мощности.

1.2. Цикл Карно

1.2.1. Краткая историческая справка

Цикл Карно (по имени французского физика С. Карно) был описан в 1824 г. в классическом сочинении «Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу» [8]. Эта выдающаяся работа, заложившая начало термодинамики как науки, является классическим примером того, что потребности общества (усовершенствование и внедрение в промышленность тепловых машин) могут быть мощным импульсом в развитии научных идей и теоретических исследований. При жизни автора она не была замечена, но идеи, изложенные в этом замечательном труде, на многие годы определили развитие термодинамики и теплофизики в целом.

Карно Никола́ Леонар Сади в 1813 г. окончил Парижскую политехническую школу, затем несколько лет служил в качестве военного инженера, но вскоре ушел в отставку и посвятил себя науке. Умер 24 августа 1832 г. во время эпидемии холеры. Чудом оставшиеся записки С. Карно (все личные вещи умерших от этой

тяжелой инфекционной болезни подлежали уничтожению) в 1878 г. вошли во второе издание «Размышлений», опубликованное его братом Ипполитом — известным ученым-социологом. В этой работе основное внимание уделено усовершенствованию тепловых машин в целях повышения их коэффициента полезного действия.

Принято считать [3], что идея создания цикла с максимальным КПД возникла у Карно при изучении трудов своего отца — Лазара Карно — известного ученого в области математики и механики машин. В частности, из работ своего отца он узнал, что энергетические потери в машине будут минимальными, во-первых, в том случае, если передача движения от одной детали к другой происходит без скачков скоростей, т. е. при равенстве скоростей соприкасающихся и движущихся деталей, и, во-вторых, при отсутствии трения между движущимися деталями. Аналогично, в тепловой машине теплообмен должен осуществляться при бесконечно малой разности между температурой нагретых тел. Для определения условий получения максимальной полезной работы Карно и придумал идеальную тепловую машину с обратимым термодинамическим циклом.

Тепловыми явлениями занимались задолго до Карно, и был накоплен практический опыт создания тепловых двигателей, главным образом паровых двигателей. Заслуга Карно заключается в том, что он впервые в общем виде изложил проблему превращения тепла в работу, ввел понятия «идеальная машина» и «обратимый круговой процесс». Кроме того, он сделал обобщающие выводы, которые не зависели ни от конструкции конкретной машины, ни от рабочего тела и тем самым способствовали открытию второго закона термодинамики. Интересно, что Карно придерживался господствовавшей в то время теории, согласно которой тепло есть субстанция (теплород), количественно неизменная во всех процессах. Однако это не отразилось на полученных им результатах.

1.2.2. Прямой цикл Карно. Термический КПД. Теорема Карно

Цикл Карно (рис. 1.4) состоит из двух изотермических и двух изоэнтропийных процессов. Направление процессов этого цикла соответствует циклу Карно, совершаемому идеальным газом в тепловых двигателях, в которых подводимая теплота преобразуется в механическую работу. Такой цикл называют *прямым циклом Карно* — термодинамические процессы подвода теплоты (q_1) и ее отвода (q_2) происходят при постоянной температуре рабочего тела,

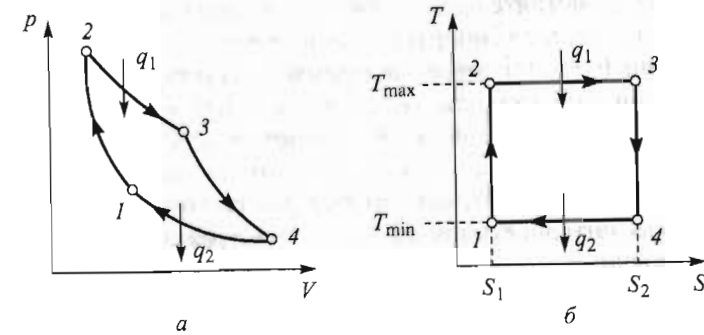


Рис. 1.4. Рабочая p - V (а) и тепловая S - T (б) диаграммы цикла Карно:

1-2 — процесс адиабатного сжатия; 2-3 — изотермического расширения; 3-4 — адиабатного расширения; 4-1 — изотермического сжатия

а переход одной изотермы в другую осуществляется при постоянном значении энтропии системы.

Термический КПД любого термодинамического цикла

$$\eta_t \stackrel{\text{def}}{=} \frac{q_1 - q_2}{q_1}. \quad (1.7)$$

Для цикла Карно (см. рис. 1.4) $q_1 = T_{\max}(S_2 - S_1)$; $q_2 = T_{\min}(S_2 - S_1)$. Подставляя эти величины в (1.7), получаем термический КПД цикла Карно:

$$\eta_{tK} = 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}}. \quad (1.8)$$

Из (1.8) вытекают следующие выводы: КПД η_{tK} не зависит от вида рабочего тела и определяется экстремальными значениями температуры цикла, т. е. T_{\max} — источника теплоты и T_{\min} — приемника теплоты; КПД η_{tK} тем выше, чем шире интервал значений температуры цикла, т. е. чем больше числовое значение отношения $\frac{T_{\max}}{T_{\min}}$;

$\eta_{tK} = 1$ при $T_{\min} = 0$ и $T_{\max} \neq 0$ либо при $T_{\min} \neq 0$ и $T_{\max} \rightarrow \infty$ (оба эти условия практически не выполнимы); термический КПД η_t любого термодинамического цикла в заданном интервале значений температуры не может быть выше КПД η_{tK} .

Последний вывод из (1.8), известный также как *теорема Карно*, можно доказать с помощью тепловой диаграммы S - T (см.

рис. 1.4, б). Действительно, любой термодинамический цикл, совершаемый в тех же температурных интервалах, что и цикл Карно, изображенный на тепловой диаграмме, занимает меньшую площадь, чем цикл Карно, так как площадь прямоугольника всегда больше площади произвольной геометрической фигуры, помещенной в этих пределах. Поскольку эти площади на диаграмме $T-S$ соответствуют полезной теплоте цикла, то такая простая геометрическая интерпретация вполне приемлема для доказательства теоремы Карно.

Согласно (1.8) при расширении интервала температур ($T_{\min} \dots T_{\max}$) увеличивается КПД цикла Карно, причем важно, за счет какой именно температуры цикла (минимальной или максимальной) происходит это расширение. При изменении температуры T_{\max} приращение КПД цикла Карно $d\eta_{rK} = \frac{\partial \eta_{rK}}{\partial T_{\max}} dT_{\max}$, тогда с учетом (1.8) имеем

$$d\eta_{rK} = \frac{T_{\min}}{T_{\max}} \frac{dT_{\max}}{T_{\max}}. \quad (1.9)$$

Аналогично, в случае изменения температуры T_{\min} получаем

$$d\eta_{rK} = -\frac{T_{\min}}{T_{\max}} \frac{dT_{\min}}{T_{\min}}. \quad (1.10)$$

Очевидно, что термический КПД цикла Карно ($d\eta_{rK} > 0$) увеличивается при повышении максимальной температуры ($dT_{\max} > 0$) или при понижении минимальной температуры ($dT_{\min} < 0$). Сравнивая (1.9) и (1.10), видим, что при одинаковых по модулю приращениях максимальной и минимальной температуры изменение T_{\min} отражается на КПД цикла Карно сильнее, чем изменение T_{\max} . Действительно, приращение КПД цикла при изменении температуры T_{\min} в T_{\max}/T_{\min} раз больше, чем при изменении температуры T_{\max} , когда $dT_{\max} = |dT_{\min}|$. В качестве примера рассмотрим тепловой двигатель, который работает по циклу Карно в интервале значений температуры от $T_{\min} = 300$ К до $T_{\max} = 2400$ К. В этом случае, согласно (1.8), $\eta_{rK} = 0,875$. При снижении только температуры T_{\min} на 20 К КПД увеличивается на 0,00833, а при повышении температуры T_{\max} также на 20 К КПД увеличивается на 0,00103. Таким

образом, в случае изменения температуры T_{\max} приращение КПД в 8 раз меньше, чем при изменении температуры T_{\min} .

В реальных тепловых двигателях снижение температуры T_{\min} возможно до значения температуры окружающей среды, поэтому для повышения КПД цикла преимущественно повышают температуру газа в КС, т. е. температуру T_{\max} .

Приемником теплоты в поршневых двигателях служит атмосферный воздух, следовательно, $T_{\min} \approx 300$ К, практически реализуемая максимальная температура цикла $T_{\max} \approx 2000 \dots 2500$ К и $\eta_{rK} = 0,85 \dots 0,88$. Эффективный КПД η_e этих двигателей всегда значительно ниже, однако чем меньше различаются значения η_e и η_{rK} , тем совершеннее реальный цикл.

1.2.3. Обратный цикл Карно.

Холодильный и отопительный коэффициенты

Цикл Карно (см. рис. 1.4), в котором термодинамические процессы направлены в противоположную по отношению к прямому циклу сторону, называют *холодильным циклом Карно*.

В отличие от теплового двигателя холодильная машина затрачивает подводимую извне работу на выполнение обратного кругового процесса, в ходе которого теплота отбирается от охлаждаемой системы и выделяется в окружающую среду, при этом ее температура становится ниже температуры окружающей среды.

Рабочая и тепловая диаграммы обратного цикла графически идентичны изображенным на рис. 1.4 с той лишь разницей, что в обратном цикле все процессы, а также подводимая и отводимая теплота q_1 и q_2 имеют противоположные направления. Очевидно, что в обратном цикле Карно работа сжатия (изотермический процесс 3–2) превышает работу расширения (изотермический процесс 1–4) и за счет подведенной энергии теплота передается от холодного источника горячему.

Энергетическую эффективность обратного кругового процесса оценивают холодильным коэффициентом

$$\varepsilon_x^{\text{def}} = \frac{q_2}{q_1 - q_2}. \quad (1.11)$$

Холодильный коэффициент равен отношению количества теплоты, отводимой в обратном цикле от охлаждаемой системы, к затраченной работе. Используя (1.7) и (1.11), находим холодильный коэффициент обратного цикла

$$\varepsilon_x = \frac{1}{\eta_f} - 1. \quad (1.12)$$

Выражение (1.12) справедливо для произвольного цикла холодильной машины. Из (1.11) следует, что обратный цикл Карно — наиболее эффективный из всех циклов, совершаемых холодильной машиной, осуществляемых в температурном интервале от T_{\min} до T_{\max} . Действительно, в реальном цикле изменение температуры T_{\min} цикла возможно только в сторону ее понижения ($q_2 < T_{\min} \Delta S$), а изменение температуры T_{\max} — в сторону ее повышения ($q_1 > T_{\max} \Delta S$). Следовательно, при фиксированных значениях T_{\min} и T_{\max} любое отклонение от цикла Карно приведет только к уменьшению количества теплоты q_2 , отводимой от охлаждаемой системы, и увеличению количества теплоты q_1 , отводимой в окружающую среду. Таким образом, холодильный коэффициент обратного цикла Карно в соответствии с (1.11), где $q_2 = T_{\min} \Delta S$ и $q_1 = T_{\max} \Delta S$, равен

$$\varepsilon_K = \frac{T_{\min}}{T_{\max} - T_{\min}}. \quad (1.13)$$

Очевидно, что это выражение можно получить и посредством постановки (1.8) в (1.12). Холодильный коэффициент произвольного обратимого термодинамического цикла при экстремальных значениях температуры не может превышать холодильный коэффициент обратного цикла Карно.

В результате осуществления холодильного цикла происходит не только охлаждение теплоотдача, но и нагрев приемника теплоты. Основываясь на этом свойстве, выдающийся английский физик У. Томсон предложил использовать устройство с холодильным циклом для отопления помещений. Устройство для переноса тепловой энергии от теплоотдача с низкой температурой к теплоприемнику с высокой температурой за счет затраты энергии называют *тепловым насосом*.

Для характеристики энергетической эффективности цикла теплового насоса используют *отопительный коэффициент*

$$\chi \stackrel{\text{def}}{=} \frac{q_1}{q_1 - q_2} = \frac{T_{\max}}{T_{\max} - T_{\min}}, \quad (1.14)$$

который всегда больше единицы и связан с холодильным коэффициентом ε_x (1.11) соотношением

$$\chi = \varepsilon_x + 1. \quad (1.15)$$

С учетом (1.12) из (1.15) получаем

$$\chi = \frac{1}{\eta_f}. \quad (1.16)$$

Отметим, что в принципе любая холодильная машина может также работать как тепловой насос. Различие заключается в том, какой из двух эффектов — холодильный или отопительный — используется. Конечно, при создании комбинированной установки возможно их одновременное использование, однако на практике это редко применяется, поскольку холодильные машины и тепловые насосы, как правило, работают в различных температурных интервалах.

1.2.4. Роль Карно в развитии термодинамики

Многие идеи, заложенные в работе [8], нашли дальнейшее развитие в трудах других ученых и плодотворно появлялись на становление термодинамики как науки. Французский физик Б. Клапейрон первым обратился к сочинению С. Карно [8] и опубликовал его в 1834 г. в трудах Парижской политехнической школы. Затем в 1843 г. оно было издано в Германии, а в 1847 г. — в Англии, благодаря чему идеи Карно были признаны мировым сообществом.

Анализируя научные труды Карно, Клапейрон для наглядности предложил графически изображать термодинамические процессы и циклы, в частности цикл Карно. Кроме того, он ввел понятие бесконечно малых квазистатических циклов, что позволило ему широко использовать в термодинамических исследованиях аппарат дифференциального исчисления [3]. Следует упомянуть, что дифференциальные соотношения для решения термодинамических задач ранее появились в работе французского ученого С. Пуассона об адиабатном процессе.

В термодинамике Клапейрон больше известен как автор уравнения состояния идеального газа, носящего его имя,

$$pv = RT, \quad (1.17)$$

где v — удельный объем; R — газовая постоянная; T — абсолютная температура. Интересно, что это уравнение практически уже было описано в работе Карно.

Цикл Карно и уравнение состояния идеального газа. Идеальный тепловой двигатель производит максимальную полезную работу, если наряду с термодинамическим равновесием между двигателем и источником теплоты имеет место и механическое равновесие, осуществляемое за счет равенства давлений, действующих на поршень с грузом и рабочее тело. По существу, Карно установил, что тепловой двигатель будет идеальным, если все совершаемые в нем процессы равновесные — *квазистатические*. Термин «квазистатический процесс» впоследствии ввел немецкий математик К. Каратеодори [3].

Карно предположил, что между параметрами состояния существует непрерывная связь, которая для идеального газа была известна в виде законов Бойля — Мариотта и Гей-Люссака. Он объединил эти два закона (такие попытки ранее предпринимал и сам Гей-Люссак, но безуспешно) и записал его в виде уравнения

$$p = N \frac{t + 267}{v}, \quad (1.18)$$

где N — постоянная величина, зависящая от массы пара и используемых единиц размерностей; t — температура газа; 267 — число, обратное коэффициенту объемного расширения газов (1/267). Отметим, что Клапейрон использовал уравнение состояния идеального газа в виде

$$pv = \frac{p_0 v_0}{267 + t_0} (267 + t). \quad (1.19)$$

Далее, введя обозначения $R = \frac{p_0 v_0}{267 + t_0}$, он уравнение состояния идеального газа представил следующим образом:

$$pv = R(267 + t). \quad (1.20)$$

Сравнение (1.18) и (1.20) не дает повода сомневаться в приоритете Карно. Как отмечается в [3], можно только удивляться, что занимаясь анализом работы Карно, Клапейрон нигде не говорит, что автором первого объединенного уравнения являлся Карно. Правда, и себе он его тоже не приписывает.

Уравнение состояния идеального газа в современной форме было записано только после введения Томсоном (1848) шкалы абсолютных температур:

$$pV = mRT, \quad (1.21)$$

где m — масса газа.

Впервые такую запись предложил в 1862 г. немецкий физик Р. Клаузиус [3]. В настоящее время в термодинамике уравнение (1.21) известно как уравнение Клапейрона.

Тот факт, что для каждого газа требовалось определять газовую постоянную, не устраивал ученых. В поиске универсальной газовой постоянной наибольшего успеха добились русские ученые. Русский физик И.П. Алымов в своей работе [1] предложил использовать универсальную газовую постоянную, однако эта работа осталась незамеченной физиками, так как была опубликована в малоизвестном для них журнале. В 1874 г. выдающийся русский ученый Д.И. Менделеев уравнение Клапейрона представил в виде [5]:

$$Y = \frac{m(C + T)}{pvA}, \quad (1.22)$$

где Y — постоянная величина ($\approx 16\,000$); m — масса газа; C — постоянная величина (≈ 273); T — абсолютная температура, p — давление, мм рт. ст.; v — удельный объем, л; A — молекулярная масса газа. Формула (1.22) в термодинамике известна как формула Клапейрона — Менделеева. Подчеркнем, что у истоков всех этих формул стоял Карно.

Цикл Карно и недостижимость абсолютного нуля. В цикле Карно, совершаемом при температуре теплоприемника $T_{\min} = 0$ К, подводимое количество теплоты q_1 полностью превращается в работу, что противоречит второму закону термодинамики. Это объясняется тем, что при такой температуре цикл или не будет замкнутым, или он вырождается в совокупность двух совпадающих адиабат и изотерм. Действительно, это подтверждается доказа-

тельством о недостижимости абсолютного нуля термодинамической температуры, принадлежащим немецкому физика В. Нернсту (1912) и полученным им при анализе цикла Карно [6]. До рассмотрения этого доказательства вспомним теорему Нернста (известную также как третий закон термодинамики), которая гласит: по мере приближения термодинамической температуры к абсолютному нулю энтропия всякой равновесной системы при изотермических процессах перестает зависеть от каких-либо термодинамических параметров состояния и в пределе ($T = 0$ К) принимает одну и ту же для всех систем постоянную величину, которую можно принять равной нулю. Тогда при $T \rightarrow 0$ К энтропия не зависит от значения любого термодинамического параметра x системы, т. е.

$$\lim_{T \rightarrow 0 \text{ К}} [S(T, x_2) - S(T, x_1)] = 0, \text{ или } \lim_{T \rightarrow 0 \text{ К}} \left(\frac{\partial S}{\partial x} \right)_T = 0. \quad (1.23)$$

Предельное значение энтропии одинаково для всех систем, поэтому не имеет какого-либо физического смысла и его можно принять равным нулю. Из статистической физики известно, что энтропия, по существу, определяется с точностью до произвольной постоянной и, следовательно, можно не использовать понятие «абсолютная энтропия», как это делал немецкий физик М. Планк. Постоянство энтропии ($S \rightarrow 0$) при $T \rightarrow 0$ К, согласно (1.23), означает, что изотермический процесс ($T = 0$ К) одновременно является и изоэнтропийным, и адиабатным. Таким образом, согласно теореме Нернста, нулевая изотерма совпадает с нулевой адиабатой.

Предположим, что абсолютный нуль термодинамической температуры достижим. Тогда в цикле Карно (см. рис. 1.4, а) линия 2–3 будет соответствовать изотермическому процессу, 3–4 и 1–2 — адиабатному процессу, а 4–1 — изотермическому процессу, который протекает при температуре 0 К. Как известно, произведенная за цикл работа выражается площадью F_{1234} цикла. Адиабатные процессы 3–4 и 1–2 протекают без притока теплоты извне, а в изотермическом процессе 4–1 при $T = 0$ К теплота не поглощается (согласно теореме Нернста изотермический процесс при $T = 0$ К совпадает с адиабатным). Поэтому работа за цикл производится только за счет количества теплоты q_1 , и теплоприемнику теплота не передается. Но это противоречит второму закону термодинамики и, значит, абсолютный нуль температуры недостижим. Такова

суть рассуждений Нернста [6]. Однако, как правильно отмечается в [2], не следует делать такой вывод из приведенного доказательства. Действительно, при $T = 0$ К все процессы адиабатные и в обратимом процессе сжатия рабочее тело нельзя нагреть до более высокой температуры и замкнуть цикл. Таким образом, из доказательства теоремы Нернста следует не недостижимость абсолютного нуля температуры, а невозможность совершения цикла Карно с температурой теплоприемника, равной нулю. Нернст, в частности, отмечал [6]: чтобы термодинамическая система вернулась из состояния 1 в состояние 2 (см. рис. 1.4) и тем самым замкнулся цикл, необходим бесконечно малый нагрев рабочего тела до температуры выше 0 К. Возможность совершения такого цикла противоречит второму закону термодинамики, т. е. абсолютный нуль температуры недостижим.

Такой вывод Нернста стал объектом критики со стороны немецкого ученого А. Эйнштейна, который исходил из классического определения обратимого процесса, т. е. предполагал, что хотя при протекании всех реальных термодинамических процессов и имеются необратимые изменения, но они малы и получаемые при этом результаты справедливы для полностью обратимых процессов. В рассмотренном Нернстом случае такая абстракция не допустима, поскольку при сколь угодно малой степени необратимости цикла система отклоняется от нулевой изотермы. Эйнштейн считал невозможным осуществление изотермического процесса 4–1 (см. рис. 1.4), поскольку при адиабатном сжатии рабочее тело в состоянии 4 практически при небольшом трении «уйдет» с изотермы ($T = 0$ К) и процесс сжатия будет протекать по адиабате 4–3.

В своей работе [8] Карно предопределил понятие квазистатического процесса, получил уравнение состояния идеального газа и механический эквивалент теплоты, обосновал термодинамический метод циклов, на базе которого позднее были сформулированы важнейшие соотношения классической термодинамики, введены понятия абсолютной температуры и энтропии. Самое удивительное, что ему удалось это сделать еще до открытия немецким ученым Р. Майером (1842) закона сохранения энергии.

Совершенно справедливо Карно считают основоположником классической термодинамики — раздела физики, которая, по словам Эйнштейна, в рамках своей постановки никогда не будет опровергнута.

1.3. Обобщенный термодинамический цикл поршневых и комбинированных двигателей

Обобщенный термодинамический цикл в координатах pV изображен на рис. 1.5. Цель расчета такого цикла — определение его термического КПД. Подвод, как и отвод теплоты, в этом цикле осуществляется частично при $V = \text{const}$ и при $p = \text{const}$. При этом подводимая и отводимая теплота равна соответственно $q_1 = q'_1 + q''_1$ и $q_2 = q'_2 + q''_2$. Учитывая, что $q'_1 = c_V(T_{z'} - T_c)$, $q''_1 = c_p(T_z - T_{z'})$, $q'_2 = c_V(T_b - T_f)$ и $q''_2 = c_p(T_f - T_a)$, согласно (1.7), термический КПД обобщенного термодинамического цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{T_b - T_f + k(T_f - T_a)}{T_{z'} - T_c + k(T_z - T_{z'})}, \quad (1.24)$$

где $k = \frac{c_p}{c_V}$. Процессы сжатия и расширения — адиабатные процессы.

Основными параметрами этого цикла являются (см. рис. 1.5): степень предварительного сжатия $\rho' = \frac{V_f}{V_a} = \frac{V_b}{V_a}$, степень сжатия

$$\varepsilon = \frac{V_a}{V_c} = \frac{V_a}{V_{z'}}, \quad \text{степень повышения}$$

$$\text{давления } \lambda = \frac{p_{z'}}{p_c} = \frac{p_z}{p_c}, \quad \text{степень}$$

предварительного расширения

$$\rho = \frac{V_z}{V_{z'}} = \frac{V_z}{V_c} \quad \text{и степень расширения}$$

$$\delta = \frac{V_b}{V_z} = \frac{V_f}{V_z}. \quad \text{Определим}$$

температуру в характерных точках цикла. Для процесса адиабатного сжатия $a-c$ в точке c температура $T_c = T_a \varepsilon^{k-1}$, для процесса изохорного повышения давления

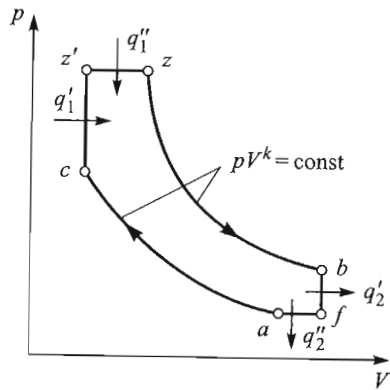


Рис. 1.5. Рабочая диаграмма $p-V$ обобщенного термодинамического цикла

$c-z'$ в точке z' $T_{z'} = \lambda T_c = T_a \lambda \varepsilon^{k-1}$, для процесса изобарного предварительного расширения $z'-z$ в точке z $T_z = T_{z'} \rho = T_a \lambda \varepsilon^{k-1} \rho$, для процесса адиабатного расширения $z-b$ в точке b $T_b = T_a \lambda \rho \left(\frac{\varepsilon}{\delta}\right)^{k-1}$, для процесса изобарного предварительного сжатия $f-a$ в точке f $T_f = T_a \rho'$. Подставляя эти величины в (1.24) и учитывая, что $\frac{\rho}{\rho'} = \frac{\varepsilon}{\delta}$, получаем

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \frac{\rho' \left[\lambda \left(\frac{\rho}{\rho'} \right)^k - 1 \right] + k(\rho' - 1)}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)}. \quad (1.25)$$

Все термодинамические циклы поршневых и комбинированных двигателей можно представить как частный случай рассмотренного обобщенного цикла.

1.4. Цикл Отто

1.4.1. Прообразы современных двигателей Отто

Как отмечалось ранее (см. разд. 1.1.), немецкому инженеру Н. Отто принадлежит приоритет создания прообраза современного поршневого двигателя с внешним смесеобразованием и принудительным зажиганием. В двигателе Ленуара, построенном в 1860 г., в качестве топлива использовался каменноугольный, или, как тогда его называли, светильный газ, т. е. газ, представляющий собой смесь горючих газов (метана, оксида углерода, водорода и др.). Диаметр горизонтально расположенного цилиндра двигателя Ленуара составлял 75 мм, ход поршня — 140 мм. Воспользовавшись идеей французского механика Лебона, который построил двигатель двойного действия, работающий на светильном газе (1801), Ленуар осуществил поочередный запал горючей смеси в передней и в задней полостях цилиндра. Зажигание в двигателе Ленуара производилось электрической искрой, как и в двигателе швейцарского изобретателя И. Риваза. При этом Ленуар применял запальную свечу с платиновыми электродами, между которыми непрерывно проскакивала искра. Свеча проходила через стенку цилиндра

ра и была расположена так, что она освобождалась поршнем на половине хода, тем самым осуществлялось поочередное зажигание смеси в различных полостях цилиндра. Лемуару удалось заинтересовать своим изобретением солидные фирмы, которые приобрели лицензию и приступили к изготовлению двигателя. Наибольших успехов достигли французская фирма Marinoni в Париже и немецкая фирма Kuhn в Штутгарте.

В двигателе Лемуара удельный расход топлива (газа) g_e достигал $4 \text{ м}^3/(\text{кВт} \cdot \text{ч})$, что соответствовало эффективному КПД двигателя $\eta_e \approx 0,04...0,05$ (низшая теплота сгорания светильного газа $H_u \approx 21\,000 \text{ Дж/м}^3$) [3, 4]. Первоначально прогнозируемый производителями расход топлива был в 6 раз меньше, чем у реального двигателя. Известный немецкий ученый Г. Гюльднер так охарактеризовал двигатель Лемуара: «Конечно, это был пожиратель газа и смазочного масла, имевший при значительном колебании нагрузки нарушавшую работу неравномерность хода и несколько ненадежное образование вспышки. С другой стороны, двигатель был очень нетребователен в смысле монтажа и обслуживания, всегда готов к пуску, более дешев по своей первоначальной стоимости, чем паровая установка, и не связан стеснительными условиями работы. В мелких, или работающих с частыми перерывами, предприятиях, где расходы на газ не достигают крупной суммы, двигатель Лемуара был, следовательно, весьма пригоден, а в некоторых случаях даже действительно имел преимущества перед паровой машиной. В конце концов, его конструкция и общее выполнение, после преодоления детских болезней, оказались вполне надежными и заслуживающими доверия; за это говорит и то, что еще долго после появления четырехтактного двигателя Отто можно было встретить двигатель Лемуара в регулярной ежедневной эксплуатации» [4].

Двигатель Лемуара побудил многих изобретателей и инженеров к его усовершенствованию. Однако молодой купец и изобретатель из Кельна Отто избрал другой путь. Он, как и Лемуар, проводил опыты на газовых двигателях и обнаружил, что если горючую смесь газов до подачи электрической искры предварительно сжимать, то сгорание осуществляется с такой интенсивностью, что кривошип сообщается большое ускорение, т. е. двигатель после введения процесса предварительного сжатия может стать двигателем быстрого сгорания. Сгорание горючей смеси осуществлялось

при нахождении поршня в районе верхней мертвой точки, причем так быстро, что поршень не успевал переместиться на значительное расстояние, поэтому процесс сгорания происходил практически при постоянном объеме. Тем самым Отто пришел к идее создания рабочего цикла теплового двигателя, заложившего впоследствии основу двигателестроения. Однако первоначально идея создания четырехтактного цикла, как выяснилось позднее, принадлежала французскому инженеру А. Бо де Роша, который в Париже (1861) издал брошюру *Neuvelles recherches sur les conditions pratiques de l'utilisation de la chaleur et en general de la force motrice. Description sommaire de quelques perfectionnements a introduire dans les generatures a vapeur ou les machines a gaz* тиражом 300 экземпляров. Лишь спустя 20 лет после своего появления она получила известность в связи с судебными процессами за монополию на выпуск четырехтактных двигателей. Фирма Deutz также имела претензии на такую монополию. Однако в 1884 г. суд в Мюнхене признал эти претензии необоснованными, указывая при этом на то, что первый работоспособный четырехтактный газовый двигатель был создан мюнхенским часовщиком Х. Райтманом (1873). Рабочий цикл этого двигателя полностью соответствовал запатентованному Отто в 1877 г. циклу. Ученый и инженер Г.В. Тринклер по этому поводу писал: «Н.А. Отто построил в 1876–1878 гг. четырехтактный газовый двигатель с предварительным сжатием смеси и сгоранием при постоянном объеме; но он не является автором такого цикла. Такой цикл много раньше, в 1862 г. предложил французский инженер Альфонс Бо де Роша... Можно говорить о двигателе Отто, но нельзя говорить о цикле Отто» [7].

В первое время двигатель Отто многими исследователями не рассматривался как очевидный прогресс. Поэтому неудивительно, что известный английский ученый и изобретатель Д. Кларк уже в 1878 г., сразу после появления двигателя Отто, предпринял попытки осуществления быстрого сгорания в двухтактном цикле. Однако ему пришлось столкнуться с практическими трудностями, не позволившими реализовать двухтактный цикл, если не лучший, то хотя бы равноценный четырехтактному циклу. После этого двигатели стали подразделять на двух- и четырехтактные. Ранее различали газовые двигатели простого (с одной рабочей полостью цилиндра) и двойного (с двумя рабочими полостями цилиндра) действия.

Отметим, что вслед за четырехтактными двигателями Отто в 1886 г. появились шеститактные двигатели Ролласона — Бека, по-

строенные в Англии Бекон по проектам Ролласона и Гриффина. В шеститактном двигателе помимо четырех тактов осуществлялось два дополнительных. После окончания выпуска продуктов сгорания выпускной клапан не закрывался, поршень перемещался к НМТ и через открытый выпускной клапан происходило всасывание воздуха в цилиндр (пятый такт). Затем поршень менял направление движения и через открытый выпускной клапан воздух вытеснялся обратно в окружающую среду. Очевидно, что такая дополнительная продувка цилиндра уменьшает количество остаточных от предыдущего цикла продуктов сгорания и охлаждает теплонапряженные детали двигателя, способствуя тем самым качественному наполнению цилиндров низкотемпературной и чистой топливоздушную смесь. Несмотря на это шеститактный цикл не выгоден с точки зрения удельной мощности, так как требует дополнительных по сравнению с четырехтактным циклом затрат энергии на осуществление пятого и шестого тактов. Однако в шеститактном двигателе передача между коленчатым и газораспределительным валами происходит с соотношением 3:1, следовательно, не требуется радикально изменять конструкцию двигателя. В настоящее время в связи с ужесточением экологических требований появились сообщения об использовании шеститактных двигателей, которые при условии тщательного исполнения не уступают по удельной мощности четырехтактным двигателям. Кроме того, при снижении температуры рабочего тела в конце процессов наполнения — начале сжатия снижается максимальная температура цикла, что благоприятно действует на уменьшение в отработанных газах оксидов азота — самого опасного из токсичных компонентов продуктов сгорания.

Газовые двигатели Отто, как и более ранние двигатели, имели горизонтально расположенный цилиндр с золотниковым газораспределением и верхнее расположение вала. Двигатель с вертикально расположенным цилиндром, нижним расположением вала и клапанным распределением впервые появился в 1888 г. на выставке в Мюнхене. Его создателем был русский инженер из Бердянска Б. Луцкий, работавший в Германии [10]. Конструкцию этого двигателя отличали простота и дешевизна.

Первые поршневые двигатели работали в основном на газе, однако двигатели на жидком топливе появились на несколько лет раньше, чем газовый двигатель Лебона. Так, Р. Стрит (1794) получил английский патент на двигатель, в котором жидкое топливо

испарялось в самом цилиндре и смешивалось с воздухом, поступившим в цилиндр во время первой половины хода поршня. Рабочая смесь поджигалась на середине хода поршня постоянно горящим запальным пламенем и под давлением горящих газов поршень совершал рабочий ход. Лемуар в 1862 г. предпринимал безуспешные попытки приспособить свой газовый двигатель к работе на легких углеводородных жидких топливах. Аналогичным путем шел и Отто, который в сотрудничестве с немецким инженером Е. Лангеном (1864) создал так называемый атмосферный двигатель, работающий как на газе, так и на бензине. В этом двигателе при сгорании горючей смеси поршень со штоком подбрасывался вверх, создавая при этом за счет чрезмерного расширения и охлаждения газов разрежение под поршнем. Шток поршня входил в воздушный буфер второго (основного) полого поршня, имевшего откидные клапаны, через которые сжатый воздух, заключенный в объеме между поршнями, перетекал в атмосферу. Далее оба поршня под действием атмосферного давления стремительно опускались вниз, совершая при этом полезную работу (рабочий ход). Подчеркнем, что все эти двигатели на жидком топливе, как и первые газовые двигатели, работали без предварительного сжатия горючей смеси. В качестве жидкого топлива использовался в основном бензин или лигроин, т. е. легкие углеводородные топлива, испаряющиеся без искусственного подвода теплоты.

В 80-х годах XIX в. появились четырехтактные двигатели, работающие на жидком топливе с карбюраторами, в которых воздух, засасываемый поршнем рабочего цилиндра, мелкими пузырьками проходил сквозь бензин и таким образом насыщался летучими углеводородами (т. е. карбюрировался). Одновременно появились первые двигатели с впрыскиванием бензина непосредственно в камеру сгорания. В создании двигателей, работающих на жидком топливе с предварительным сжатием горючей смеси, — прототипов современных бензиновых двигателей — наибольших успехов добились немецкие инженеры Г. Даймлер и В. Майбах, которые в Каннштатте (1882) недалеко от Штуттгарта приступили к постройке быстроходных четырехтактных бензиновых двигателей для всех видов транспорта. Немецкий инженер К. Бенц в Манхайме и Г. Даймлер в Каннштатте (1886) провели испытания автомобилей, оснащенных этими двигателями.

Такова краткая история развития одного из самых распространенных в мире тепловых двигателей, именуемых двигателями От-

то. Даже из этого краткого исторического обзора ясно, что очень сложно установить приоритет разработки методов осуществления рабочего процесса, конструкций и т. д. Но то, что четырехтактные двигатели быстрого сгорания в настоящее время носят имя Отто, — это вполне справедливо. В 1882 г. университет в Вюрцбурге присудил ему почетное звание доктора философии и вручил диплом, в котором, в частности, было указано, что «...удостоен звания и чести почетного доктора философии изобретательный и глубокомысленный Николаус Аугуст Отто, отличившийся изобретением двигателя, названного его именем и приносящего большую пользу в промышленности...» [4].

1.4.2. Термодинамический цикл Отто

Термодинамический цикл Отто (рис. 1.6) состоит из двух изохорных процессов $c-z$ и $b-a$, при которых осуществляются подвод и отвод теплоты соответственно, и из двух адиабатных процессов $a-c$ (сжатие рабочего тела) и $z-b$ (расширение рабочего тела). В этом цикле подвод теплоты в изохорном процессе соответствует реальному процессу сгорания, быстропротекающему при нахождении поршня в районе ВМТ. В соответствии с таким циклом работают поршневые двигатели с внешним или внутренним (в случае непосредственного впрыскивания бензина) смесеобразованием и принудительным зажиганием.

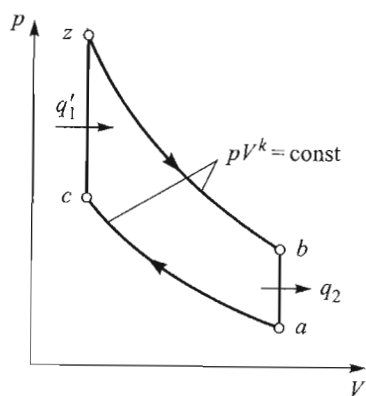


Рис. 1.6. Рабочая диаграмма $V-p$ термодинамического цикла Отто

Сопоставляя этот цикл с обобщенным циклом (см. рис. 1.5), видим, что в цикле Отто отсутствуют процессы предварительного сжатия и расширения, т. е. $\rho = \rho' = 1$. С учетом этого из (1.25) следует, что

$$\eta_{10} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (1.26)$$

Таким образом, согласно (1.26), термический КПД цикла зависит только от вида рабочего тела, т. е. показателя адиабаты k , и от степени сжатия ε . Увеличение показателя степени сжатия приводит к

повышению КПД двигателя Отто. Однако рост степени сжатия ε на практике ограничен нежелательным явлением детонации, свойственным бензиновым двигателям. Поэтому для бензиновых двигателей с внешним смесеобразованием, как правило, $\varepsilon \leq 10$. Отметим, что детонация — сгорание с чрезмерно высокой скоростью перемещения фронта пламени и образованием ударных волн в цилиндре, приводящих к увеличению механических нагрузок на основные детали двигателя. Гомогенная топливовоздушная смесь подвержена детонации, сопровождаемой металлическим стуком.

1.5. Цикл Дизеля

1.5.1. Прообразы современных двигателей Дизеля

Двигатель Дизеля появился в то время, когда уже существовали двигатель Лемуара и двигатель Отто, которые называли двигателями быстрого сгорания [4, 10]. В отличие от этих двигателей в двигателе Дизеля осуществлялось постепенное сгорание, когда после достижения максимального давления в конце процесса сжатия — начале процесса воспламенения его давление незначительно менялось в течение всего процесса сгорания. В данном случае рост давления, вызванный тепловыделением, компенсируется увеличением объема в результате перемещения поршня.

Очевидно, что осуществление цикла постепенного сгорания возможно только при наличии процесса предварительного сжатия. До Дизеля предварительное сжатие рабочего тела использовали применительно к двухтактному циклу для продувки—наполнения цилиндра [4], что достигалось с помощью специальных нагнетателей. Дизелю удалось осуществить постепенное сгорание в четырехтактном цикле, уже известном тогда по работам Бо де Роша и Отто [4, 10]. Напомним, что первый газовый двигатель постепенного сгорания создал американский инженер Дж. Брайтон (1873). В качестве топлива в этом двигателе использовался светильный газ [4]. В двигателе Брайтона насос одновременно с воздухом засасывал примерно 12...15 % светильного газа, затем сжимал газовоздушную смесь (до 5 бар) и подавал в ресивер. Из ресивера горючая смесь на протяжении первой четверти рабочего хода поршня поступала в цилиндр. Воспламенение осуществлялось с запальным пламенем, расширение рабочего тела — при постоянном давлении,

причем выделенная при сгорании теплота использовалась только для увеличения объема газов. После закрытия впускных органов, в качестве которых Брайтон использовал золотник, давление расширяющихся продуктов сгорания падало почти до атмосферного. На обратном ходе поршень вытеснял продукты сгорания из цилиндра. Основная проблема, которую не удалось решить в газовом двигателе Брайтона, заключалась в том, что запальное пламя, подводимое в канал для подачи горючей смеси, стало причиной обратных вспышек в ресивере. Установка в канале нескольких рядов металлических сеток во избежание обратных вспышек не привела к желаемому эффекту, так как проволочные сетки быстро прогорали. Тогда Брайтон был вынужден переделать свой двигатель для работы на жидком топливе (керосин). Газовым двигателем Брайтона также активно занимались в Англии на фирме Simon and Beechy. Построенный там двигатель отличался тем, что теплота выпускных газов использовалась для испарения охлаждающей воды, и полученный пар вместе с горючей смесью подавался в цилиндр. Этот двигатель, называемый «Эклипс», демонстрировался на Парижской Всемирной выставке (1878) среди 75 газовых двигателей 32 заводов, однако основное внимание производителей и покупателей на этой выставке было обращено на более совершенный двигатель Отто [4].

В 1893 г. появилась книга Р. Дизеля «Теория и конструкция рационального теплового двигателя взамен паровой машины и известных на сегодня тепловых двигателей» [9]. Дизель родился в Париже в семье немецкого ремесленника. Инженерное образование получил в Мюнхене, где слушал лекции по термодинамике известного немецкого ученого К. Линде. Будучи студентом, он поставил перед собой цель создать двигатель, работающий по циклу, максимально приближенному к циклу Карно. Всю свою жизнь Дизель посвятил созданию и усовершенствованию двигателей, которые в настоящее время носят его имя. В отличие от множества предшественников — изобретателей различных двигателей, Дизель к созданию нового двигателя подходил на основе научно обоснованных принципов, предваряя конструкторские и технологические работы подробными расчетами. В упомянутой выше книге он не только изложил принцип работы оригинального поршневого двигателя, но и привел подробные результаты термодинамических расчетов для доказательства превосходства своей конструкции двигателя по сравнению с существующими в то время двигателя-

ми. Кроме того, Дизель сформулировал «три основных условия совершенного сгорания» [9]:

а) получение максимальной температуры цикла не за счет процесса сгорания и во время сгорания, как это имеет место в двигателе Отто или в других известных до этого двигателях, а до сгорания (в конце процесса сжатия) с помощью механического сжатия воздуха;

б) постепенное введение в этот сильно сжатый и, следовательно, имеющий высокую температуру, воздух мелко размельченного топлива (угольную пыль) такими порциями, что сгорание, осуществляемое при перемещении поршня к НМТ, не вызывало бы повышения температуры рабочего тела, т. е. кривая сгорания, по возможности, приближалась к изотерме. Таким образом, предусматривалось такое управление процессом сгорания, что температура и давление рабочего тела не выходили за пределы, приводящие к заметному отклонению от изотермического процесса;

в) обеспечение в цилиндре наличия такого количества воздуха, что при данной теплоте сгорания используемого топлива и предварительно установленной максимальной температуре цикла (одновременно являющейся температурой в конце процесса сжатия) двигатель мог работать без системы охлаждения.

По замыслу Дизеля предварительное сжатие воздуха (первая часть хода сжатия) происходит по изотерме благодаря впрыскиванию воды, а основное сжатие (вторая часть хода) — по адиабате, после чего в него постепенно вдувается угольная пыль так, что сгорание происходит без повышения температуры (по изотерме). На определенной части хода поршня подача топлива прекращается и начинается процесс адиабатного расширения, в конце которого давление становится равным давлению в начале сжатия. Для практического осуществления такого цикла, полностью совпадающего с циклом Карно, Дизель разработал конструкцию двигателя, мощность которого составляла 73,5 кВт (100 л. с.), частота вращения коленчатого вала — 300 мин⁻¹. Диаметр цилиндра и ход поршня этого двигателя составляли 323,6 мм и 647,2 мм соответственно, давление в конце процесса изотермического сжатия — 2,88 бар, а в конце процесса адиабатного сжатия — 250 бар, при этом температура в конце процесса сжатия — 800 °С. Давление в конце процесса изотермического сгорания около 90 бар, индикаторный расход впрыскиваемой воды в процессе изотермического сжатия — 32,53 кг/(кВт · ч), индикаторный расход топлива (угольной пыли) — 112 г/(кВт · ч). По расчетам Дизеля термиче-

ский КПД двигателя $\eta_i = 0,73$ (по циклу Карно $\eta_i = 0,727$). Главная проблема при практическом осуществлении такого цикла, по мнению самого Дизеля, заключалась в получении высокого давления в конце процесса адиабатного сжатия. Поэтому кроме цикла «совершенного сгорания» Дизель рассматривал и цикл, отклоняющийся от совершенного, — упрощенный цикл, на осуществление которого требовалось значительно меньшее давление сжатия. Следовательно, такой цикл было легче осуществить, но он имел более низкий термический КПД. В этом цикле воздух с самого начала сжимался по адиабате (без предварительного изотермического сжатия) и его давление достигало 90 бар, а температура — 800 °С. Как и в предварительно задуманном цикле, здесь Дизель также предполагал обойтись без водяного охлаждения, поскольку средняя температура всего цикла не превышала 170 °С.

За постройку двигателя взялся Аугсбургский машиностроительный завод (ныне фирма MAN & BW), где с 1893 по 1897 г. при непосредственном участии Дизеля проводились работы по усовершенствованию конструкции. В ходе этих работ Дизель был вынужден отказаться от некоторых провозглашенных им первоначальных принципов: в качестве топлива вместо каменноугольного газа, использование которого Дизель планировал исходя из интересов Германии, был применен керосин. Давление воздуха в конце его сжатия составляло 45 бар (т. е. было в 2 раза меньше, чем в предполагаемом упрощенном цикле). Кроме того, для работы этого двигателя оказалось необходимым оснастить его системой водяного охлаждения, что вначале не предусматривалось. Тем не менее это был колоссальный шаг вперед в использовании тяжелых топлив и двигателестроении в целом. Впрыскивание топлива происходило вблизи ВМТ с помощью форсунки с применением сжатого воздуха, увлекающего за собой керосин из нижней части форсунки (так называемое пневматическое впрыскивание).

Испытания двигателя Дизеля производства Аугсбургского завода, проведенные в 1897 г. на машине мощностью 15 кВт профессором М. Шретером, а также в 1899 г. на машине мощностью 22 кВт профессором Санкт-Петербургского технологического института Г.Ф. Дешпом, показали, что эти двигатели могут успешно конкурировать со всеми существующими на тот период двигателями.

Несмотря на то что Дизелю не удалось осуществить «совершенный цикл», ряд его высказываний на эту тему оказались про-

роческими. Так, начиная с 1970-х годов в научно-технических кругах обсуждаются вопросы создания так называемого адиабатного двигателя, в котором нет системы охлаждения и отсутствуют необходимые (для обеспечения жизнеспособности конструкции) потери теплоты на охлаждение, которые составляют до 30...35 % вводимой с топливом в цилиндр теплоты. Теплоизоляцию КС в таких двигателях предполагается осуществить с помощью материалов с низкой теплопроводностью, в частности керамических, нанесенных на тепловоспринимающие поверхности. Кроме того, идею впрыскивания воды в КС, предложенную Дизелем, рассматривают как один из возможных способов снижения максимальной температуры цикла в современных двигателях в целях уменьшения в продуктах сгорания оксидов азота, вредных для человека и окружающей среды.

Как уже отмечалось, Дизель предполагал, что основным топливом для его двигателя будет каменноугольная пыль [9], о жидких топливах упомянуто только вскользь, а газообразные топлива «в общем не должны рассматриваться». Несмотря на это уже после создания экономичного двигателя, работающего на жидком топливе, Дизелем были сделаны попытки создания газового двигателя постепенного сгорания такого же экономичного, как двигатель, работающий на жидком топливе. Однако они оказались не совсем удачными, так как в этих двигателях в отличие от газовых двигателей Отто не удалось осуществить образование гомогенной горючей (газовоздушной) смеси.

1.5.2. Термодинамический цикл Дизеля

Цикл поршневого двигателя с подводом теплоты при постоянном давлении называют *термодинамическим циклом Дизеля*. По такому циклу работали первые дизельные двигатели, в которых ввод топлива в цилиндр и его распыливание осуществлялось с помощью сжатого воздуха, поступающего из компрессора. Поэтому такие двигатели называли также *компрессорными дизелями*. По сравнению с циклом Отто, где процесс подвода теплоты (в реальном цикле — процесс сгорания) осуществляется при нахождении поршня в ВМТ, в цикле Дизеля (рис. 1.7) имеет место более медленное сгорание топлива. В отличие от обобщенного цикла (см. рис. 1.5) в цикле Дизеля нет процессов предварительного сжатия и

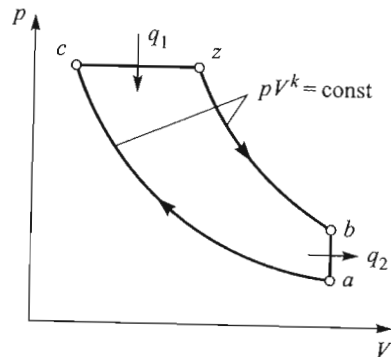


Рис. 1.7. Рабочая диаграмма p - V термодинамического цикла Дизеля

изохорного повышения давления, т. е. $\rho' = \lambda = 1$. Следовательно, термический КПД цикла Дизеля согласно (1.25)

$$\eta_{тД} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \frac{\rho^k - 1}{k(\rho - 1)}. \quad (1.27)$$

Из (1.27) следует, что термический КПД цикла Дизеля, как и цикла Отто, зависит от вида рабочего тела и степени сжатия. Однако в данном случае на термический КПД влияет и степень предварительного расширения, причем увеличение значения ρ приводит к уменьшению значения η . В дизелях в результате внутреннего смесеобразования горючая смесь в цилиндре гетерогенная и детонации не происходит. Однако повышение степени сжатия также ограничено термическими и механическими напряжениями в основных деталях. Степень сжатия в дизелях примерно в 2 раза превышает степень сжатия в бензиновых двигателях Отто.

1.6. Цикл Тринклера

1.6.1. Краткая историческая справка. Термодинамический цикл Тринклера

Современные дизели, в которых вместо пневматического впрыскивания топлива используется механический способ (иногда их называют бескомпрессорными дизелями), работают по циклу со смешанным подводом теплоты, т. е. с подводом теплоты частично

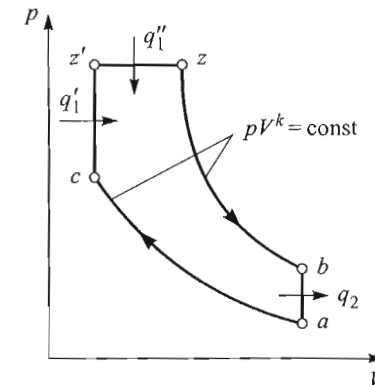


Рис. 1.8. Рабочая диаграмма p - V термодинамического цикла Тринклера

при постоянном объеме и частично при постоянном давлении. Такой цикл, изображенный на рис. 1.8, и называют *циклом Тринклера* в честь его исследователя из России Г.В. Тринклера. Будучи студентом Санкт-Петербургского технологического института, в 1897 г. он сделал патентную заявку на двигатель жидкого топлива «повышенного сжатия», но патента не получил. После переработки своего изобретения и повторной заявки в 1899 г. только в 1904 г. Тринклер получил русский патент на устройство аппарата, распыляющего топлива. К тому времени на Путиловском заводе в Санкт-Петербурге при непосредственном участии автора патента был спроектирован, построен и испытан первый бескомпрессорный двигатель конструкции Тринклера. В этом двигателе подача жидкого топлива осуществлялась не компрессором, как в двигателях конструкции Дизеля, а с помощью специального вспомогательного поршенька [7]. В процессе впуска воздуха в цилиндр топливо из магистрали самотеком (без топливного насоса) поступало в канал, который, с одной стороны, сообщался с рабочим объемом цилиндра, а с другой — с объемом дополнительного цилиндра, где был расположен поршеньек. В процессе сжатия топливо за счет повышенного давления удерживалось в топливном канале (обратное перетекание в магистрали предотвращалось с помощью специального клапана). В конце процесса сжатия поршеньек в дополнительном цилиндре резко перемещался, сжимая в нем воздух сильнее, чем в основном цилиндре. Следовательно, топливо, перемещаясь в сторону основного цилиндра, в распыленном виде впрыскивалось в топливный канал. Поскольку сжатие топлива в основном цилиндре

дре, как и в двигателях конструкции Дизеля, доводилось до тех же высоких пределов, то распыленное топливо немедленно воспламенялось от нагретого воздуха. Первые порции топлива, поступившего в цилиндр двигателя, сгорали так быстро, что процесс был похож на процесс «быстрого» сгорания, характерного для двигателя Отто. Однако по мере поступления других порций топлива, а также уменьшения свободного кислорода в цилиндре процесс сгорания замедлялся. Таким образом, в двигателе конструкции Тринклера процесс сгорания условно можно подразделить на две стадии. В термодинамическом смысле первая из них соответствовала подводу теплоты при постоянном объеме (быстрое сгорание), а вторая — подводу теплоты при постоянном давлении (медленное сгорание).

Позднее французский химик П. Сабатье получил русский патент (1908) на особую конструкцию распылителя, который впрыскивал топливо в рабочий цилиндр за два последовательных отрезка времени с целью осуществления цикла со смешанным подводом теплоты. Следует подчеркнуть, что в 1910 г. в Санкт-Петербурге вышла книга «Область применения судовых двигателей Дизеля в торговом и в военном флоте», написанная инженером из России М.П. Зейлигером. В этой книге он предложил формулу для определения КПД цикла со смешанным подводом теплоты. На приоритет Зейлигера как исследователя такого цикла указывает и сам Тринклер [7]. В связи с этим термодинамический цикл, изображенный на рис. 1.8, иногда называют *циклом Тринклера — Сабатье*, или *циклом Зейлигера*.

Заслуга Тринклера заключается в том, что он первым создал работоспособный бескомпрессорный двигатель с высоким КПД, работающий по циклу со смешанным подводом теплоты, однако при этом ему пришлось преодолевать большие трудности. Дело в том, что как только появилось сообщение о проведении на Путиловском заводе опытных работ по доводке улучшенного варианта двигателя Дизеля, Тринклер получил, как он сам писал в [7], «угрожающее письмо» от нефтяного магната Э. Нобеля, владевшего несколькими крупными предприятиями в России. В письме сообщалось, что Нобель — единственный законный владелец патентов Дизеля и Тринклер должен немедленно прекратить заниматься двигателями «данной системы». В связи с этим Тринклер завершил работы на Путиловском заводе, руководство которого оказалось под влиянием Нобеля, и уехал в Германию, которая бесспор-

но являлась мировым лидером в области двигателестроения. Там он заключил контракт с машиностроительным заводом фирмы Gebrüder Körtig в Ганновере, которая, купив лицензию, выпустила небольшое количество двигателей Тринклера. В 1904 г. по просьбе этой фирмы профессор Е. Мейер провел испытания двигателя Тринклера, эффективной мощностью 8,8 кВт (12 л. с.). Эффективный КПД двигателя составлял 29,2 %, эффективный расход сырой нефти при номинальной нагрузке 221 г/(л. с. · ч) или 300 г/(кВт · ч). На режиме половинной нагрузки расход топлива увеличивался на 7,5 %. Для сравнения — двигатель конструкции Дизеля такой же мощности по данным изготовителя имел эффективный расход топлива 220 г/(л. с. · ч), однако при половинной нагрузке увеличивался на 22,5 %. Соответственно, двигатель Тринклера оказался экономичнее двигателя Дизеля. Прежде всего, это объясняется тем, что двигатели Дизеля были оснащены компрессорами для пневматического распыливания топлива, а значит, имели большие потери мощности [4, 7].

Как следует из рис. 1.8, в частном случае при $\rho = 1$ цикл Тринклера превращается в цикл Отто, а при $\lambda = 1$ — в цикл Дизеля. В отличие от обобщенного цикла (см. рис. 1.5) в цикле Тринклера отсутствует процесс предварительного сжатия, т. е. $\rho' = 1$, и из (1.25) получаем

$$\eta_{\text{IT}} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \frac{\lambda \rho^k - 1}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)}. \quad (1.28)$$

Термический КПД цикла Тринклера повышается с ростом степени сжатия и уменьшается с увеличением степени предварительного расширения. Степень изохорного повышения давления λ связана с величиной ρ : при неизменных значениях q_2 и ε значение λ тем больше, чем меньше значение ρ . Соответственно, чем больше значение λ , тем выше термический КПД цикла Тринклера. В то же время, чем больше значение λ , тем выше значение q_1 , что приводит к уменьшению удельной работы сжатия (см. рис. 1.8). Такая же зависимость существует между работой сжатия и величиной ρ при заданном значении λ . Чем больше значение ρ , тем выше значение q_1 , и работа сжатия уменьшается. Таким образом, для каждого реального цикла существуют оптимальные значения ρ и λ , при которых КПД цикла имеет максимальное значение.

1.6.2. Сравнительный анализ термодинамических циклов поршневых двигателей

Эффективность каждого рассмотренного выше термодинамического цикла зависит от конкретных условий его осуществления. Проведем сравнительный анализ термодинамических циклов Отто и Дизеля при двух различных условиях.

1. В обоих циклах подводится одинаковое количество теплоты, т. е. $q_{V1} = q_{p1} = q_1$, и их степени сжатия равны, т. е. $\epsilon_V = \epsilon_p = \epsilon$ (рис. 1.9). Здесь и далее индекс V относится к циклу с подводом теплоты при $V = \text{const}$, т. е. к циклу Отто, а индекс p — к циклу с подводом теплоты при $p = \text{const}$, т. е. к циклу Дизеля. При данных условиях термический КПД цикла Отто выше, чем у цикла Дизеля (заштрихованная площадь на рис. 1.9, б). Однако на практике термический КПД дизелей выше, чем у двигателей Отто, что объясняется более высокой степенью сжатия у дизелей. В результате удельный расход топлива на единицу мощности у дизелей меньше, чем у двигателей Отто.

2. В обоих циклах подводится одинаковое количество теплоты, т. е. $q_{V1} = q_{p1} = q_1$, и максимальные давления циклов равны, т. е. $p_z = p_{z'}$ (рис. 1.10, а, б). В данном случае учитывается разность между отводимым от циклов количеством теплоты (заштрихованная площадь на рис. 1.10, б) и, следовательно, термический КПД цикла Дизеля больше, чем у цикла Отто.

Таким образом, при $q_1 = \text{idem}$ и $\epsilon = \text{idem}$ цикл с подводом теплоты при $V = \text{const}$ (цикл Отто) имеет термический КПД выше, чем

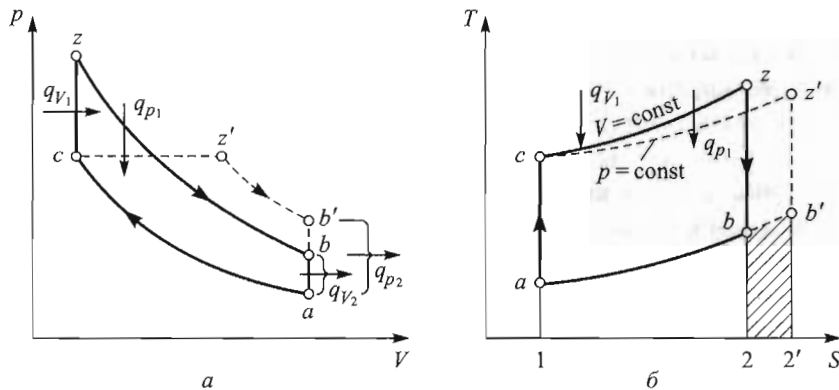


Рис. 1.9. Рабочие p - V (а) и тепловые T - S (б) диаграммы термодинамических циклов Отто и Дизеля при $q_{V1} = q_{p1}$ и $\epsilon_V = \epsilon_p$

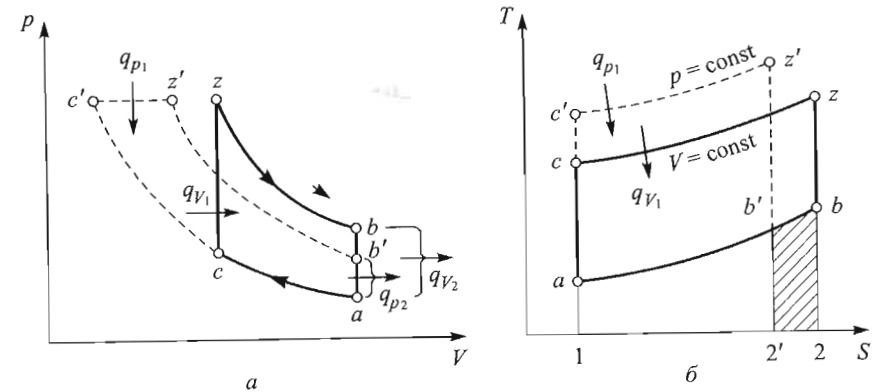


Рис. 1.10. Рабочие p - V (а) и тепловые T - S (б) диаграммы термодинамических циклов Отто и Дизеля при $q_{V1} = q_{p1}$ и $p_z = p_{z'}$

цикл с подводом теплоты при $p = \text{const}$ (цикл Дизеля), а при $q_1 = \text{idem}$ и $p_z = \text{idem}$ — наоборот. В современных дизелях рабочий процесс осуществляется не по циклу Дизеля, а по циклу Тринклера, термический КПД которого определяется формулой (1.28). При заданном значении ϵ и $q_1 = \text{const}$ из (1.28) следует, что

$$\lambda - 1 + \lambda k(p - 1) = C, \quad C = \text{const}. \quad (1.29)$$

Используя (1.29), можно вычислить такие взаимно соответствующие значения степеней изохорного повышения давления λ и изобарного расширения p , которые определяют количество теплоты, подводимой при постоянном объеме q_1' , и количество теплоты, подводимой при постоянном давлении q_1'' , удовлетворяющие условию $q_1 = q_1' + q_1'' = \text{const}$. Тогда из (1.28) имеем

$$\eta_{i,T} = 1 - \frac{\lambda p^k - 1}{A}, \quad A = \text{const}. \quad (1.30)$$

Очевидно, чтобы определить влияние величин λ и p на $\eta_{i,T}$ достаточно проанализировать изменение произведения λp^k при соблюдении условия (1.29). Учитывая, что $k > 1$, получаем: при постоянном количестве подводимой теплоты в цикле Тринклера при увеличении λ и соответствующем снижении p уменьшается произведение λp^k , т. е. повышается термический КПД цикла Тринклера.

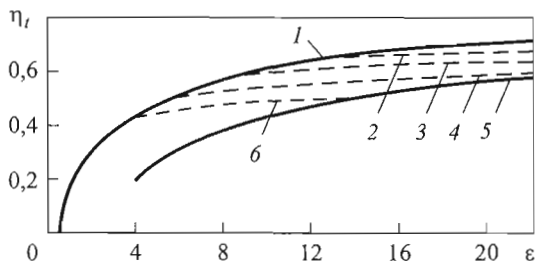


Рис. 1.11. Зависимость термического КПД цикла от степени сжатия для различных циклов:

1 — Отто; 2, 3, 4, 6 — Тринклера (2 — $p_z = 150$ бар; 3 — $p_z = 100$ бар; 4 — $p_z = 70$ бар; 6 — $p_z = 40$ бар); 5 — Дизеля

Итак, сравнительный анализ показывает, что чем ближе реальный цикл дизеля к циклу с подводом теплоты при $V = \text{const}$, тем выше его КПД. Высокое значение термического КПД у тихоходных дизелей с большими размерами диаметра цилиндра и ходом поршня, прежде всего, определяется большой степенью изохорного повышения давления, низкими потерями теплоты и высоким КПД системы наддува, а также малыми механическими потерями. Вообще говоря, дизели вследствие большой степени сжатия и высокого давления в цилиндре имеют самый высокий КПД среди всех двигателей внутреннего сгорания.

На рис. 1.11 приведена зависимость термического КПД от степени сжатия для различных циклов. Бензиновые двигатели с внешним смесеобразованием (из-за ограничения по детонации) на практике имеют максимальное значение степени сжатия $\varepsilon_{\text{max}} = 10 \dots 12$. Для достижения уровня термического КПД этих двигателей в цикле Тринклера необходимо, чтобы $\varepsilon_{\text{min}} = 20$ и $p_z \approx 150$ бар (см. рис. 1.11). Это означает, что термический КПД дизелей с непосредственным впрыскиванием топлива соответствует термическому КПД современных бензиновых двигателей с внешним смесеобразованием (а на практике даже превышает) только при высоких значениях степени сжатия и степени изохорного повышения давления (т. е. при высоких значениях p_z). Основным ограничением роста этих параметров для дизелей является тепловая и механическая напряженность основных деталей. Очевидно, что при одинаковых термических КПД (т. е. при одинаковых расходах топлива) тепловые и механические нагрузки в дизе-

лях будут значительно выше, чем в бензиновых двигателях. Следовательно, при использовании дизелей в качестве двигателей легковых автомобилей проблема исследования и соответственно уменьшения тепловых нагрузок в значительной мере усугубляется. Кроме того, важным фактором является возможность повышения степени сжатия $\varepsilon > 12$ у бензиновых двигателей, что и достигается при непосредственном впрыскивании бензина.

В термодинамическом цикле Отто подвод теплоты извне осуществляется при $V = \text{const}$. В реальном цикле подвод теплоты извне выражается тепловыделением в цилиндр, а объем можно рассматривать постоянным только для отдельных мгновенных углов поворота коленчатого вала. Таким образом, в термодинамическом цикле Отто мгновенный подвод теплоты осуществляется при минимальном объеме $V = V_c$, равном объему КС, соответствующему мгновенному положению поршня в ВМТ. Как отмечалось ранее, термический КПД

$$\eta_{t, V = \text{const}} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \quad (1.31)$$

имеет максимальное значение для всех циклов поршневых двигателей при $q_1 = \text{idem}$ и $\varepsilon = \text{idem}$. В реальном цикле процесс тепловыделения происходит в конечном интервале времени и при $V \neq \text{const}$, что приводит к потерям полезной работы. Для учета этих потерь рассмотрим функцию реального тепловыделения $Q_x = Q_x(\varphi)$, изменяющуюся в конечном интервале времени $\Delta\varphi$, которому соответствует изменение объема цилиндра на величину ΔV . Процесс реального тепловыделения можно представить как сумму элементарных процессов тепловыделения, протекающих при $V = \text{const}$ (рис. 1.12, а, б). Выделим в интервале значений $\Delta\varphi$ мгновенное значение φ , которому соответствует количество выделенной теплоты $Q_{x\varphi}$ и объем V_φ . Представим процесс элементарного тепловыделения $dQ_{x\varphi}$, протекающий за промежуток времени $d\varphi$, как процесс, протекающий при $V = \text{const}$. Тогда величина $dQ_{x\varphi}$ преобразуется в полезную работу с термическим КПД элементарного цикла

$$\eta_{t\varphi} = 1 - \frac{1}{\varepsilon_\varphi^{k-1}}, \quad (1.32)$$

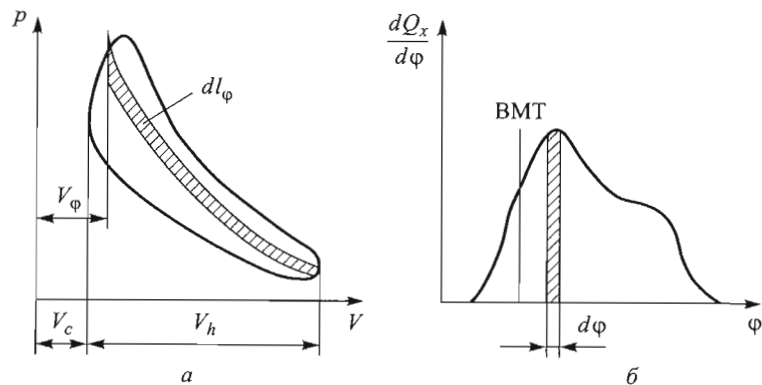


Рис. 1.12. Представление реального цикла в виде суммы элементарных циклов Отто:

a — диаграмма p - V ; b — изменение скорости тепловыделения в зависимости от угла поворота коленчатого вала

где $\varepsilon_\phi = \frac{V_a}{V_\phi}$. Полезная элементарная работа $dl_\phi = \eta_{l\phi} dQ_{x\phi}$. Проин-

тегрировав это выражение на участке от момента начала до окончания тепловыделения, получим полезную работу всего цикла. Тогда тепловые потери можно оценить коэффициентом использования постоянного объема, представляющего собой отношение работы реального цикла к работе, полученной в предположении, что цикл осуществляется при $V = \text{const}$, т. е.

$$\eta_{\phi, V = \text{const}} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\eta_{l\phi}}{\eta_{l, V = \text{const}}}. \quad (1.33)$$

Из (1.33) следует, что чем выше степень сжатия двигателя, тем больше значение $\eta_{l, V = \text{const}}$ и меньше значение $\eta_{\phi, V = \text{const}}$. Зависимость коэффициента $\eta_{\phi, V = \text{const}}$ от угла ϕ в течение рабочего хода поршня приведена на рис. 1.13. Минимальную степень сжатия в дизелях выбирают, в основном, исходя из условия обеспечения гарантированного самовоспламенения топлива, впрыскиваемого в конце процесса сжатия, так чтобы температура воздуха в цилиндре в этот момент была примерно на 150...250 К выше температуры самовоспламенения, которая для жидкого топлива приблизительно равна 650 К. Для различных типов дизелей значения степени сжа-

тия находятся в следующих пределах (в двухтактных двигателях эти пределы соответствуют не геометрической, а действительной степени сжатия): $\varepsilon = 11...13$ — для дизелей со средней скоростью поршня $c_m = 4,5...7$ м/с, $\varepsilon = 13...15$ — при $c_m = 6...9$ м/с, $\varepsilon > 15$ — при $c_m > 9$ м/с. Очевидно, что относительно низкие значения степени сжатия тихоходных дизелей больших размеров обуславливают высокие значения коэффициента использования постоянного объема (см. рис. 1.13).

Из (1.26) и (1.28) следует, что с ростом значения показателя адиабаты k значения термических КПД циклов Отто и Тринклера соответственно повышаются. Дизели работают при коэффициенте избытка воздуха более высоком, чем бензиновые двигатели с внешним смесеобразованием, в результате чего для них показатель адиабаты имеет относительно высокие значения, что также способствует повышению термического КПД.

Очевидно, что проведенный сравнительный анализ нельзя считать исчерпывающим, поскольку он не учитывает все возможности циклов. Более объективно было бы провести сравнительный анализ при наивыгоднейших для каждого цикла условиях, если такие условия могут быть созданы.

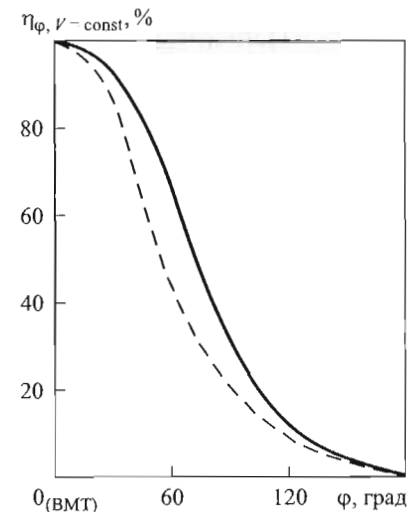


Рис. 1.13. Зависимость $\eta_{\phi, V = \text{const}} = f(\phi)$:
— $\varepsilon = 5$; - - - $\varepsilon = 25$

Сравнительный анализ термодинамических циклов позволяет установить предельные значения параметров цикла. Минимальные значения имеют параметры p_0 и T_0 окружающей среды или параметры p_k и T_k , измеренные после компрессора для наддува воздуха. Максимальные значения давления p_z и температуры T_z цикла лимитируются механическими и термическими нагрузками деталей двигателя и зависят, кроме всего прочего, от применяемых материалов, технологий и т. п. Если в начале развития поршневых двигателей давление p_z было равно примерно 2,0 МПа, то для современных машин это значение в 5–6 раз больше и по прогнозам к 2015–2020 гг. достигнет ≈ 20 МПа. Значение $T_z \approx 2000 \dots 2800$ К также лимитируется температурой выпуска $T_b \leq 1200 \dots 1500$ К, так как она определяет условия работы выпускных органов. Кроме того, высокие значения температуры в цилиндре способствуют образованию оксидов азота, концентрация которых в отработанных газах ограничивается законодательными нормами.

1.7. Термодинамические циклы комбинированных двигателей

1.7.1. Основные схемы

В поршневых двигателях в конце процесса расширения (перед выпуском) рабочее тело с параметрами $T_b > T_0$ и $p_b > p_0$ обладает энергией, которую можно использовать при дополнительном расширении газов до температуры и давления окружающей среды, что и осуществляется в комбинированных двигателях.

Комбинированные двигатели представляют собой поршневой двигатель в сочетании с компрессором для сжатия свежего заряда, подаваемого в цилиндр двигателя. Такой двигатель называют также *двигателем с наддувом*. *Наддув* — увеличение количества свежего заряда, поступившего в цилиндр (без увеличения объема последнего) за счет повышения давления при впуске. Однако не всегда двигатель с наддувом является комбинированным. Наддув можно осуществить без применения компрессора, если спроектировать впускную систему двигателя так, чтобы моменты открытия и закрытия впускных органов были согласованы с волнами давления во впускном трубопроводе. При этом, если поток свежего за-

ряда к впускному клапану в момент его открытия подходит с максимальным давлением, масса свежего заряда в цилиндре увеличивается. Такой наддув называют *динамическим*, или *резонансным*. В зависимости от привода компрессора различают следующие схемы наддува:

1) *механический наддув* — привод компрессора осуществляется от коленчатого вала поршневого двигателя (рис. 1.14);

2) *газотурбинный наддув* — привод компрессора осуществляется от турбины, которая в свою очередь приводится в движение отработавшими газами поршневого двигателя (рис. 1.15). В данном случае турбина и компрессор жестко соединены между собой и образуют единый агрегат наддува — *турбокомпрессор*. Такую схему наддува иногда называют *схемой с газовой связью* между турбиной и поршневым двигателем.

Схему наддува, с помощью которой компрессор приводится в движение от постороннего источника энергии, например от электродвигателя, применяют редко.

Изучением способов наддува поршневых двигателей занимались еще Г. Даймлер (1885) и Р. Дизель (1896). В 1905 г. швейцарский инженер А. Бюхи получил патент на установку, в которой были объединены многоступенчатый осевой компрессор, четырехтактный дизель и многоступенчатая турбина, работающая на отработавших газах дизеля. После успешных экспериментов (50%-ное повышение мощности) был образован синдикат Бюхи, который и продавал лицензии на способы наддува другим фирмам.

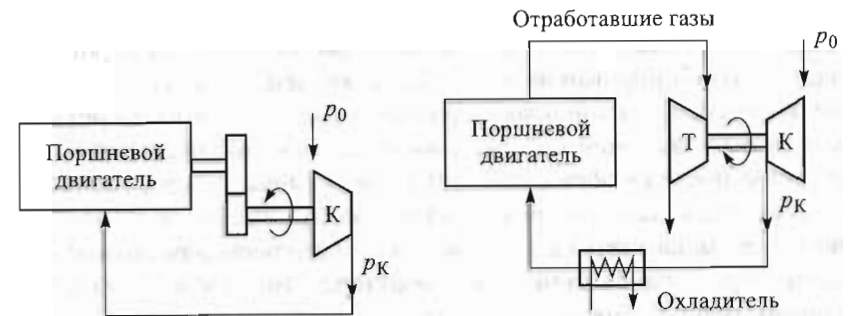


Рис. 1.14. Схема комбинированного двигателя с механической связью между компрессором (К) и поршневым двигателем

Рис. 1.15. Схема комбинированного двигателя с газовой связью между компрессором (К) и турбиной (Т) и поршневым двигателем

Двигатель с наддувом главным образом используют для повышения мощности при неизменных размерах двигателя и *без увеличения частоты вращения* коленчатого вала. Двигатель с наддувом при заданной мощности по сравнению с обычным (безнаддувным) двигателем имеет следующие преимущества: а) меньшие габариты (вследствие меньшего количества цилиндров или их меньших объемов); б) меньшая масса двигателя и соответственно меньшая удельная масса — масса на единицу мощности; в) менее заметное падение мощности при понижении давления и плотности окружающей среды (особенно важно для авиационных, а также для работающих в высокогорных условиях транспортных поршневых двигателей); г) в целом более экологически чистые отработавшие газы при неизменной организации рабочего процесса; д) при газотурбинном наддуве более высокий КПД.

В то же время двигатели с наддувом отличаются более высокими по сравнению с двигателями без наддува тепловыми и механическими нагрузками, а также несколько худшей приспособляемостью в связи с менее благоприятным изменением крутящего момента по скоростной характеристике.

Поршневой частью комбинированного двигателя чаще всего служит дизель, поэтому назначение компрессора — подача в цилиндр воздуха с повышенным давлением. Кроме того, использование наддува более целесообразно для дизелей, так как в данном случае оно не связано с явлением детонации и не возникает необходимость понижения степени сжатия и применения высококачественных топлив. Турбину и компрессор часто называют *агрегатами воздухообеспечения* поршневого двигателя. Если поршневой частью комбинированного двигателя является двигатель Отто, в цилиндр подается топливовоздушная смесь. При этом нагнетатель может быть включен в схему двигателя либо до образования смеси, либо после ее образования. В первом случае воздух нагнетается с помощью компрессора и сжатый воздух еще до поступления в цилиндр смешивается с топливом, т. е. компрессор расположен до инжектора топлива (или до карбюратора). Во втором случае топливовоздушная смесь поступает в нагнетатель, расположенный после карбюратора (или инжектора, что бывает редко). После нагнетателя топливовоздушная смесь с повышенным давлением подается в цилиндр. В целом в двигателях Отто наддув применяют относительно редко.

Иногда для повышения плотности свежего заряда, поступившего в цилиндр, осуществляют его охлаждение после компрессора с помощью специального холодильника. Такую схему наддува называют *наддувом с промежуточным охлаждением свежего заряда*.

Отметим, что применяют и различные комбинации схем, изображенных на рис. 1.14 и рис. 1.15. Например, в схему на рис. 1.15 можно дополнительно ввести второй компрессор с приводом от вала двигателя. В этот компрессор воздух поступает из компрессора, приводимого от турбины. Такая схема за счет вторичного сжатия обеспечивает требуемое наполнение цилиндра даже в тех случаях, когда давление после турбокомпрессора меньше, чем необходимое. Часто ее используют в двухтактных комбинированных двигателях, в которых вследствие большего расхода газа и низкой температуры отработавших газов мощности газовой турбины часто недостаточно для привода компрессора, поэтому для компенсации осуществляется отбор мощности от коленчатого вала поршневого двигателя.

Приведенные на рис. 1.14 и рис. 1.15 схемы наддува являются *одноступенчатыми*. В *двухступенчатых* схемах имеется два компрессора (при механическом наддуве) или два турбокомпрессора (при газотурбинном наддуве). В последнем случае первая ступень расширения (турбина) и вторая ступень сжатия (компрессор) жестко закреплены на одном валу и составляют первую ступень наддува. Аналогично вторая ступень наддува состоит из второй ступени расширения и первой ступени сжатия. Таким образом, в каждой ступени наддува сосредоточены разные ступени сжатия и расширения.

1.7.2. Термодинамический цикл комбинированного двигателя с импульсной турбиной

Выпускной трубопровод комбинированного двигателя с импульсной турбиной, в котором в результате периодических выпусков газа из цилиндров поршневого двигателя наблюдаются пульсации давления, спроектирован так, что амплитуда колебаний давления на входе в турбину наибольшая и скорость газа в проточной части турбины меняется в широком диапазоне значений. Тем самым снижаются потери работоспособности газа при перетекании из цилиндра в турбину. В обратимом термодинамическом цикле комбинированного двигателя с импульсной турбиной эти потери

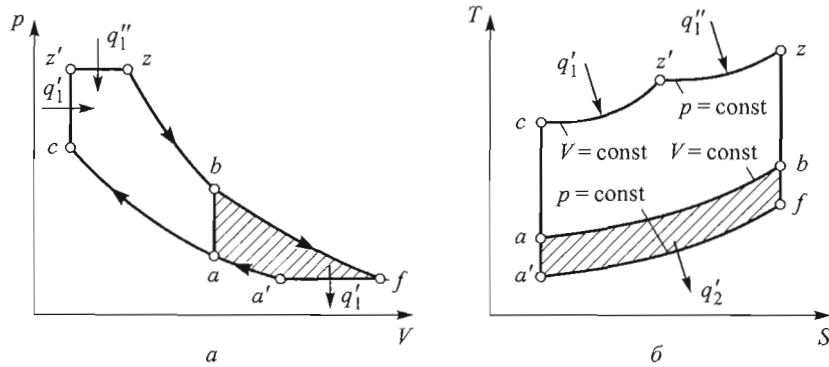


Рис. 1.16. Рабочая p - V (а) и тепловая T - S (б) диаграммы термодинамического цикла комбинированного двигателя с импульсной турбиной

не учитываются и поэтому считают, что параметры газа p_b и T_b в конце процесса расширения в поршневом двигателе равны его параметрам в начале процесса расширения в турбине (рис. 1.16, а, б). Процессы $a-c$, $c-z'$, $z'-z$ и $z-b$ соответствуют термодинамическому циклу поршневого двигателя (циклу Тринклера), рассмотренному выше. Процесс $b-f$ адиабатного расширения в турбине является продолжением процесса расширения в поршневом двигателе. В изобарном процессе $f-a'$ происходит отвод теплоты в турбину, адиабатный процесс сжатия $a'-a$ в компрессоре продолжается далее в поршневом двигателе.

По такому термодинамическому циклу работают современные быстроходные дизели с газотурбинным наддувом. Из (1.25) можно получить термический КПД термодинамического цикла комбинированного двигателя с импульсной турбиной, когда поршневая часть работает по циклу Тринклера. Следует учитывать, что общая степень сжатия $\epsilon_0 = \epsilon_k \epsilon$, где $\epsilon_k = \frac{V_{a'}}{V_a}$ — степень сжатия в компрессоре;

$\epsilon = \frac{V_a}{V_c}$ — степень сжатия в поршневом двигателе. Тогда за-

менив в (1.25) величину ϵ на ϵ_0 с учетом того, что в данном цикле

$$\lambda \left(\frac{\rho}{\rho'} \right)^k = 1 \quad (\text{см. рис. 1.16, а}), \text{ получим}$$

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon_0^{k-1}} \frac{k(\rho' - 1)}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)}. \quad (1.34)$$

Если поршневая часть комбинированного двигателя работает по циклу Отто (рис. 1.17), то из последнего выражения при $\rho = 1$ находим

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon_0^{k-1}} \frac{k(\rho' - 1)}{\lambda - 1}. \quad (1.35)$$

По такому циклу работают двигатели с искровым зажиганием и газотурбинным наддувом.

Если поршневая часть работает по циклу Дизеля, $\lambda = 1$ и $\rho = \rho'$ (рис. 1.18), то из (1.34) следует, что

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon_0^{k-1}}. \quad (1.36)$$

Такой цикл (см. рис. 1.18) называют *циклом Брайтона*. Он соответствует циклу комбинированного двигателя с наддувом с импульсной турбиной, когда поршневая часть работает по циклу Дизеля. По такому же принципу работают и газовые турбины, в КС которых процесс сгорания происходит при постоянном давлении.

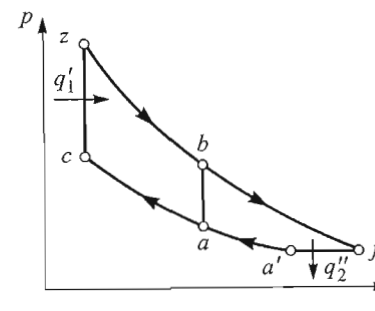


Рис. 1.17. Термодинамический цикл комбинированного двигателя с импульсной турбиной на диаграмме p - V (поршневой двигатель работает по циклу Отто)

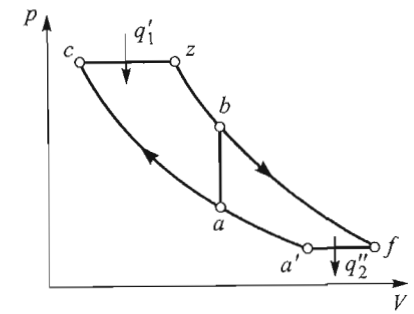


Рис. 1.18. Термодинамический цикл комбинированного двигателя с импульсной турбиной на диаграмме p - V (поршневой двигатель работает по циклу Дизеля)

1.7.3. Термодинамический цикл комбинированного двигателя с турбиной постоянного давления

Для обеспечения постоянного давления перед турбиной применяют выпускной коллектор большого объема, к которому присоединяются выпускные патрубки всех цилиндров поршневого двигателя. Термодинамический цикл такого двигателя (рис. 1.19) отличается от приведенного на рис. 1.18 тем, что процесс перетекания газов из цилиндра в турбину в обратимом термодинамическом цикле заменен двумя процессами: изохорным процессом $b-a$ отвода теплоты и изобарным процессом $a-f$ подвода теплоты.

Газы в процессе истечения из цилиндра во впускной коллектор расширяются, однако полезная работа не производится. Падение давления газа сопровождается понижением температуры и происходит нежелательный необратимый процесс дросселирования, сопровождающийся диссипацией энергии. В термодинамическом цикле (см. рис. 1.19) полагают, что рабочим телом является идеальный газ, в котором эффект дросселирования не проявляется, и вся отведенная от поршневого двигателя теплота подводится к рабочему телу в турбине, т. е. $q_2' = q_1''$.

Термический КПД этого цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2''}{q_1} \quad (1.37)$$

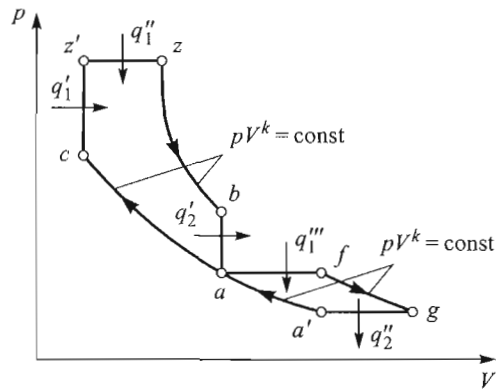


Рис. 1.19. Термодинамический цикл комбинированного двигателя с постоянным давлением перед турбиной на диаграмме $p-V$

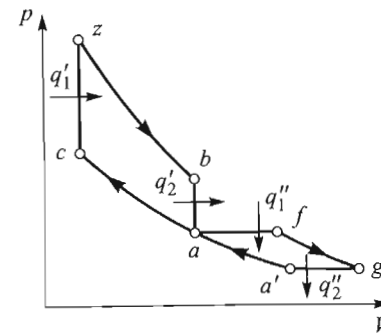


Рис. 1.20. Термодинамический цикл комбинированного двигателя с турбиной постоянного давления на диаграмме $p-V$ (поршневой двигатель работает по циклу Отто)

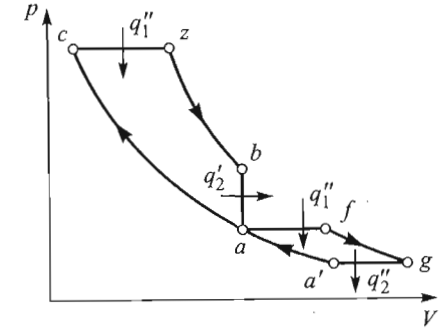


Рис. 1.21. Термодинамический цикл комбинированного двигателя с турбиной постоянного давления на диаграмме $p-V$ (поршневой двигатель работает по циклу Дизеля)

Подведенная в цикле Тринклера $acz'zb$ теплота $q_1 = q_1' + q_1''$ соответствует теплоте, подведенной во всем цикле комбинированного двигателя, и согласно (1.28)

$$q_1 = \frac{q_2'}{1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} \lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)}} \quad (1.38)$$

Отводимую теплоту определим из (1.36) для цикла Брайтона $a'afg$ (см. рис. 1.19):

$$q_2'' = \frac{q_1''}{\varepsilon_{\kappa}^{k-1}}, \quad (1.39)$$

где $\varepsilon_{\kappa} = \frac{V_{a'}}{V_a}$ — степень сжатия в компрессоре. Тогда, учитывая, что $q_2' = q_1''$ и $\varepsilon_o = \varepsilon_{\kappa} \varepsilon$, после подстановки (1.38) и (1.39) в (1.37) имеем

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon_o^{k-1} \lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)} \quad (1.40)$$

При $\rho = 1$ из (1.40) получим термический КПД цикла комбинированного двигателя, когда поршневой двигатель работает по циклу Отто (рис. 1.20):

$$\eta_l = 1 - \frac{1}{\varepsilon_o^{k-1}}, \quad (1.41)$$

а при $\lambda = 1$, когда двигатель работает по циклу Дизеля (рис. 1.21):

$$\eta_l = 1 - \frac{1}{\varepsilon_o^{k-1}} \frac{\rho^k - 1}{k\lambda(\rho - 1)}. \quad (1.42)$$

После замены в формулах (1.40)–(1.42) ε_o на ε получим выражения (1.26), (1.27) и (1.28).

В обратном термодинамическом цикле комбинированного двигателя с турбиной постоянного давления полезная работа при одинаковых ограничениях меньше, а термический КПД ниже, чем в термодинамическом цикле комбинированного двигателя с импульсной турбиной.

1.7.4. Термодинамический цикл комбинированного двигателя с промежуточным охлаждением рабочего тела

Такой цикл позволяет увеличить плотность поступившего в цилиндр из компрессора рабочего тела и уменьшить тепловую напряженность поршневого двигателя. Его можно применить как в комбинированных двигателях с импульсной турбиной, так и с постоянным давлением перед турбиной. В качестве примера рассмотрим термодинамический цикл комбинированного двигателя с импульсной турбиной и с *промежуточным охлаждением наддувочного воздуха* (рис. 1.22, а, б), который отличается от цикла, приведенного на рис. 1.16 тем, что в изобарном процессе $k-a$ осуществляется дополнительный отвод теплоты q_2'' холодильнику наддувочного воздуха. Этот процесс характеризуется *степенью уменьшения объема* (или температуры, поскольку $p = \text{const}$)

$\omega = \frac{V_k}{V_a} = \frac{T_k}{T_a}$. Термический КПД такого цикла, согласно (1.7),

$\eta_l = 1 - \frac{q_2' + q_2''}{q_1' + q_1''}$. При подстановке значений подведенных и отве-

денных теплот в это выражение получаем выражение для термического КПД комбинированного двигателя с промежуточным охлаж-

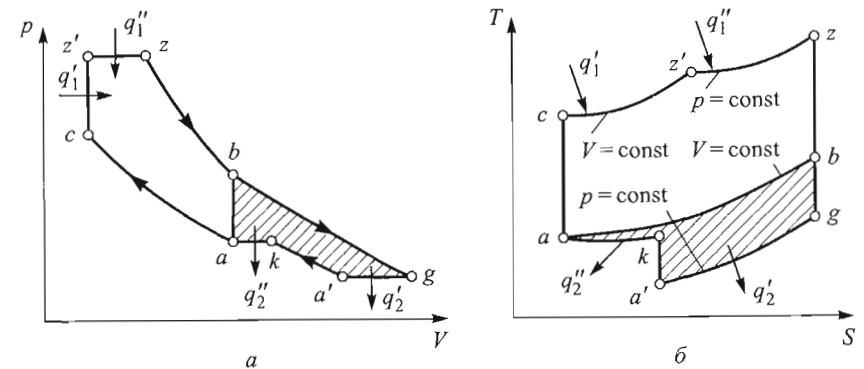


Рис. 1.22. Рабочая $p-V$ (а) и тепловая $T-S$ (б) диаграммы термодинамического цикла комбинированного двигателя с промежуточным охлаждением рабочего тела

дением наддувочного воздуха, когда поршневая часть работает по циклу Тринклера:

$$\eta_l = 1 - \frac{1}{\varepsilon_o^{k-1}} \frac{k[\omega(\rho' - 1) + \varepsilon_k^{k-1}(\omega - 1)]}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)}, \quad (1.43)$$

где $\varepsilon_o = \varepsilon\varepsilon_k$. При $\omega = 1$ из (1.43) получим выражение (1.34) для термического КПД комбинированного двигателя с импульсной турбиной без промежуточного охлаждения наддувочного воздуха. При подстановке значений $\rho = 1$ или $\lambda = 1$ в (1.43) находим термический КПД для случаев, когда поршневая часть двигателя с промежуточным охлаждением работает по циклу Отто или циклу Дизеля соответственно. На рис. 1.23 приведены термодинамические циклы с охлаждением наддувочного воздуха (площадь $a'kacz'zga'$) и без его охлаждения (заштрихованная площадь $a'kc_1z'z_1g_1ga'$). В цикле с охлаждением температура ниже в начале процесса сжатия в поршневом двигателе ($T_a < T_k$), в результате ниже максимальная температура ($T_z < T_{z1}$) и средняя температура в процессе подвода теплоты. Поэтому термический КПД цикла комбинированного двигателя с охлаждением воздуха после компрессора меньше термического КПД цикла комбинированного двигателя без охлаждения, что следует также из формул (1.34) и (1.43). Однако в цикле с охлаждением уменьшается тепловая напряженность деталей двигателя, что очень важно.

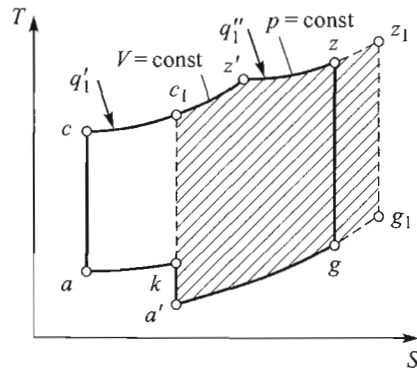


Рис. 1.23. Термодинамические циклы с охлаждением и без охлаждения наддувочного воздуха на диаграмме $T-S$

При одинаковых значениях подведенной теплоты q_1 и максимальных значениях давления p_z термодинамический цикл комбинированного двигателя с подводом теплоты при $p = \text{const}$ без охлаждения наддувочного воздуха ($\omega = 1$) имеет наибольший термический КПД из всех рассмотренных ранее циклов. Различие между термодинамическими циклами поршневых двигателей внутреннего сгорания и комбинированных двигателей заключается в том, что в первом случае отвод теплоты происходит при постоянном давлении, а во втором — при постоянном объеме. Дело в том, что поршневой двигатель внутреннего сгорания — машина периодического действия (параметры рабочего тела в цилиндре меняются с течением времени), а турбина — машина непрерывного действия (в стационарном режиме работы параметры рабочего тела практически не изменяются с течением времени). Следовательно, давление отработавших газов на выходе из турбины всегда постоянно и близко к атмосферному, в поршневом же двигателе при открытии выпускного клапана давление в цилиндре снижается до атмосферного практически мгновенно, за промежуток времени, в течение которого поршень практически не успевает перемещаться ($V = \text{const}$).

1.8. Термодинамический цикл Стирлинга

Родоначальник регенеративных теплообменных аппаратов шотландский священник Р. Стирлинг в 1816 г. изобрел регенеративный двигатель замкнутого цикла, названный его именем. Цикл

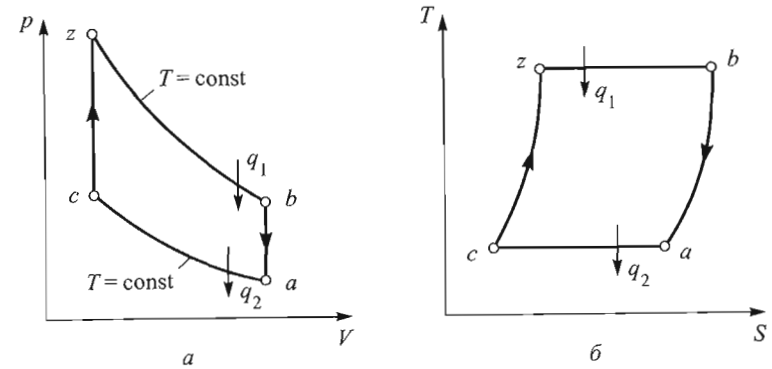


Рис. 1.24. Термодинамический цикл Стирлинга на диаграммах $p-V$ (а) и $T-S$ (б)

Стирлинга состоит из двух изотерм и двух изохор (рис. 1.24, а, б) и его можно осуществить с помощью цилиндра из двух полостей с поршнями и расположенным между ними регенератором (рис. 1.25). В полости расширения (горячая полость) теплота подводится извне и рабочее тело в ней имеет высокую температуру T_{max} . В полости сжатия (холодная полость) теплота отводится холодильником и температура рабочего тела равна T_{min} . В процессе изотермического сжатия $a-c$ (см. рис. 1.25) поршень в полости расширения неподвижен, а поршень в полости сжатия сжимает газ. Объем газа уменьшается от значения V_a до значения V_c , а давление растет от p_a до p_c . Теплота q_2 отводится из полости сжатия в холодильник, температура рабочего тела $T_{\text{min}} = \text{const}$. В процессе изохорного сжатия $c-z$ оба поршня перемещаются одновременно: поршень в полости расширения — от регенератора, а поршень в полости сжатия — к регенератору. Рабочее тело (газ) через регенератор перетекает из полости сжатия в полость расширения при $V_c = V_z = \text{const}$. При прохождении газа через насадку регенератора теплота от материала насадки передается газу и его температура растет от T_{min} до T_{max} . В процессе $z-b$ изотермического расширения поршень в полости расширения перемещается от регенератора, а поршень в полости сжатия остается неподвижным. Газ расширяется от V_z до V_b и его давление уменьшается от значения p_z до p_b , теплота q_1 подводится к газу в полости расширения и его температура $T_{\text{max}} = \text{const}$. Наконец, в процессе $b-a$ изохорного расширения поршни двигаются одновременно: в полости расширения — к регенератору, а в полости сжатия — от регенератора. Газ из полости расширения

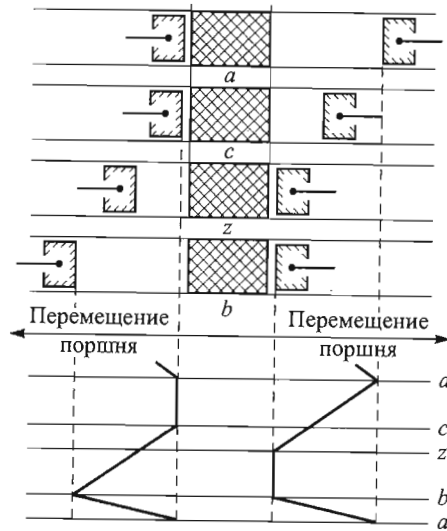


Рис. 1.25. Схема перемещения поршней в цикле Стирлинга

через регенератор возвращается в полость сжатия ($V_b = V_a = \text{const}$), при этом через насадку регенератора теплота от рабочего тела передается материалу насадки, вследствие чего температура газа уменьшается до температуры T_{\min} в полости сжатия. В регенеративных процессах теплота, переданная от насадки регенератора рабочему телу в процессе $c-z$ изохорного сжатия, вновь воспринимается ею от рабочего тела в процессе $b-a$ изохорного расширения. Это означает, что внешних притоков теплоты, а также ее потерь в процессах изохорного сжатия-расширения нет. Действительно, из рис. 1.24 ясно, что $|q_{cz}| = |q_{ba}| = c_V(T_{\max} - T_{\min})$. Следовательно, внешний приток теплоты и ее потери в цикле Стирлинга имеют место в изотермических процессах $z-b$ и $a-c$, т. е. $q_1 = q_{z-b} = \int_z^b T_{\max} dS = T_{\max}(S_b - S_z)$; $q_2 = q_{a-c} = \int_a^c T_{\min} dS = T_{\min}(S_c - S_a)$. Подставляя абсолютные значения этих величин в (1.7), получаем выражение для термического КПД цикла Стирлинга:

$$\eta_{TC} = 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}}. \quad (1.44)$$

Таким образом, при полной регенерации теплоты в изохорных процессах сжатия-расширения термический КПД цикла Стирлинга равен термическому КПД цикла Карно (1.8). На рис. 1.26, а, б для сравнения приведены термодинамические циклы Стирлинга и Карно. Заштрихованные площади соответствуют дополнительной теплоте, возникшей в результате замены изотропийных процессов в цикле Карно изохорными в цикле Стирлинга. Такая замена приводит к prolongации изотермических процессов. При этом количество подводимой, а также отводимой теплоты в цикле Стирлинга увеличивается пропорционально дополнительной теплоте (заштрихованная площадь на рис. 1.26). Однако доля подводимой теплоты, превращенной в полезную работу (термический КПД цикла), имеет одинаковые значения для обоих циклов. Кроме того, увеличение площади на диаграмме $p-V$ указывает на то, что для получения соответствующей работы в цикле Стирлинга не обязательно получать очень высокое давление и большие вытесняемые объемы, как в цикле Карно.

Отсутствие полной (идеальной) регенерации теплоты в реальных циклах снижает эффективность двигателя Стирлинга, схема которого кроме рассмотренного на рис. 1.25 варианта с двумя противоположно движущимися поршнями и расположенным между ними регенератором может иметь и более компактный вид: с V-образным расположением горячих и холодных полостей с поршнями, связанными между собой одним кривошипно-шатунным механизмом или, например, цилиндр с одним поршнем и ромбическим механизмом, где в качестве этих полостей используются соответственно над- и подпоршневые объемы (двигатели фирмы Philips). В реальном цикле Стирлинга различают три индикаторные диаграммы: для полости сжатия, для полости охлаждения и для суммарного

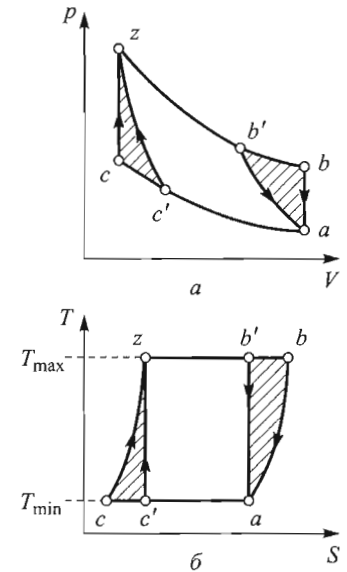


Рис. 1.26. Рабочие $p-V$ (а) и тепловые $T-S$ (б) диаграммы термодинамических циклов Стирлинга и Карно

объема с учетом мертвых зон (т. е. тех частей рабочих объемов, газ в которых при работе двигателя не вытесняется ни одним из поршней). К таким зонам относятся свободные объемы регенератора, объемы соединительных каналов, зазоры между поршнем и крышкой цилиндров и т. п. Разность площадей на диаграммах p - V полостей расширения и сжатия есть полезная (индикаторная) работа за цикл, часть которой затрачивается на механические потери, а остальная часть — полезная механическая работа на валу двигателя. Очевидно, что в реальном двигателе на диаграмме p - V площадь суммарного объема не равна разности площадей для полостей расширения и сжатия, поскольку имеются гидравлические потери в регенераторе.

1.9. О термодинамических циклах роторных двигателей внутреннего сгорания

В роторных двигателях внутреннего сгорания (иногда их называют роторно-поршневыми) используется принцип вращающегося поршня. Этот принцип известен давно, однако его практическое воплощение было осуществлено только в 1956 г. немецким инженером Ф. Ванкелем, поэтому эти двигатели часто называют также *двигателями Ванкеля*. На рис. 1.27 приведена упрощенная схема такого двигателя. Корпус 1 имеет специальную (двухэпитрохоидную) форму. В нем расположен ротор 2 треугольной формы, образованный тремя

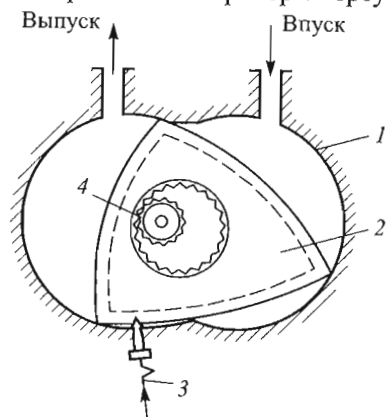


Рис. 1.27. Принципиальная схема роторного двигателя

дугами окружности. Ротор выполняет сложное планетарное движение с помощью специального механизма 4, состоящего из двух шестерен, одна из которых (малая) неподвижно укреплена в корпусе двигателя, а вторая (большая) с внутренним зацеплением соединена с ротором и обкатывается вокруг малой (см. рис. 1.27). Ротор при движении осуществляет процессы впуска, сжатия, расширения и выпуска в рабочих объемах между ротором и корпусом. При этом зажигание горючей смеси осуще-

ствляется с помощью электрической свечи, а полный четырехтактный цикл в одном таком объеме совершается за один оборот ротора или за три оборота эксцентрикового вала двигателя (вала отбора мощности). Очевидно, что продолжительность каждого такта составляет 270 град угла поворота эксцентрикового вала. Для предотвращения прорыва горячих газов и воспламенения свежего заряда в соседней полости ротор имеет уплотняющие пластины, которые при его вращении прижимаются к поверхности корпуса с помощью специальных пружин (эспандеров).

Схема на рис. 1.27 соответствует роторному двигателю с внешним смесеобразованием и принудительным зажиганием, работающему по аналогии с обычным поршневым двигателем по циклу Отто (см. рис. 1.2). Очевидно, что в термодинамическом смысле цикл роторно-поршневого двигателя не отличается от цикла обычного поршневого двигателя. Создание роторного двигателя, работающего по принципу внутреннего смесеобразования и самовоспламенения горючей смеси (т. е. по термодинамическому циклу Дизеля или Тринклера), связано с трудностями, обусловленными низкой степенью сжатия, а также с осуществлением качественного сгорания за короткий промежуток времени в КС неблагоприятной формы. Поэтому в настоящее время чаще применяются бензиновые роторно-поршневые двигатели, чем роторно-поршневые дизели.

Более широкому использованию роторно-поршневых двигателей по сравнению с обычными поршневыми препятствуют следующие факторы: а) относительно малый моторесурс, связанный с быстрым изнашиванием рабочих поверхностей пластин и эпитрохоиды; б) удельный расход топлива (в последнее время его значение достигло уровня карбюраторных двигателей); в) необходимо применение дорогостоящих дожигателей и каталитических нейтрализаторов для достижения норм по токсичности; г) затруднено применение турбонаддува, так как оно сопровождается появлением детонации. Наряду с этим роторно-поршневые двигатели по сравнению с обычными поршневыми имеют и преимущества. Отсутствие кривошипно-шатунного механизма позволяет осуществить более высокие частоты вращения, что при одинаковой массе заряда приводит к большим мощностям двигателя. Кроме того, при одинаковых мощностях роторно-поршневые двигатели компактнее, чем обычные поршневые, и легче их.

2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ РАБОЧЕГО ТЕЛА

2.1. Особенности изменения параметров рабочего тела. Локальные параметры

Основные термодинамические параметры рабочего тела, наиболее часто используемые в теории поршневых двигателей: давление p , температура T и плотность ρ , а также скорость u его движения. В ходе рабочего цикла они изменяются в широком диапазоне значений и их изменение носит сугубо нестационарный характер. Строго говоря, эти параметры представляют собой функции времени τ (угла поворота коленчатого вала $\varphi = \omega\tau$, где ω — угловая скорость вращения) и трех пространственных координат x , y , z . Однако изменение каждого из них характеризуется своими особенностями. Отметим, что в дальнейшем величины τ или φ будут использованы в качестве аргументов функции совершенно произвольно, поскольку, согласно соотношению $\varphi = \omega\tau$, одну из них всегда можно заменить другой.

Давление. В цилиндре двигателя давление принято рассматривать как функцию времени $p = p(\tau)$ или угла поворота коленчатого вала $p = p(\varphi)$. Действительно, в случае использования экспериментальной индикаторной диаграммы обычно не уточняется, в какой точке КС был установлен датчик давления при индицировании. Тем самым заведомо принимается, что давление — функция только аргумента φ , но не трех пространственных координат x , y , z . Однако это можно обосновать: причина быстрого выравнивания давления в объеме цилиндра двигателя — распространение слабых возмущений со скоростью звука $a = \sqrt{kRT}$. Если в качестве характерного размера принять один из основных размеров двигателя (ход поршня S или диаметра цилиндра D), то при $S = D = 12$ см, $n = 2100$ мин⁻¹ и $\varepsilon = 16$ в случае использования в качестве рабочего тела воздуха ($R = 287$ Дж/(кг·К) и $k = 1,4$), температура которого

в конце процесса сжатия $T = 900$ К, время выравнивания давления $\tau_p = \frac{S}{a} \approx 0,0002$ с. Если продуктом полного сгорания является диоксид углерода CO_2 ($R = 189$ Дж/(кг·К) и $k = 1,35$), температура которого $T = 1800$ К, то значение τ_p практически не меняется. Принимая в качестве характерного размера текущее расстояние $S_x < S$ поршня от поверхности крышки цилиндра, получаем, что время τ_p выравнивания давления будет еще меньше. Таким образом, высокая (звуковая) скорость выравнивания давления в относительно малом объеме цилиндра двигателя позволяет предположить, что давление в цилиндре меняется с течением времени и не зависит от координат.

Температура. Причина выравнивания температуры в цилиндре двигателя — турбулентная диффузия между зонами сгоревшего и несгоревшего рабочего тела. Разность значений температуры в этих зонах составляет 1000...1500 К, а выравнивание температуры по всему объему цилиндра происходит в основном за счет крупномасштабной турбулентности. Крупномасштабные турбулентные пульсации имеют характерные линейные размеры, соизмеримые с величиной S_x . Мелкомасштабные турбулентные пульсации, как правило, способствуют выравниванию температуры в локальных зонах КС. В первом приближении за среднюю скорость рабочего тела можно принять среднюю скорость движения поршня

$c_m = \frac{Sn}{30}$, тогда, определив частоту турбулентных пульсаций как

$f = \frac{c_m}{S_x}$, найдем время выравнивания температуры в КС двигателя,

$$\tau_T = \frac{1}{f} \approx 0,001 \text{ с.}$$

Несмотря на приближенную оценку скоростей выравнивания параметров, можно утверждать, что скорость турбулентной диффузии в цилиндре двигателя намного ниже скорости распространения слабых возмущений, $\tau_T \gg \tau_p$, и соответственно выравнивание температуры по сравнению с выравниванием давления происходит со значительным запаздыванием. Из этого следует, по крайней мере, два вывода.

1. В любой произвольный момент времени $\tau = \tau_i$ цилиндр двигателя можно рассматривать как некоторый объем с одинаковым давлением $p = p(\tau)$ во всех точках и различной локальной температурой $T = T(x, y, z, \tau)$. В дальнейшем за локальную температуру будем принимать температуру не в одной, отдельно взятой точке полного объема V_a , а температуру рабочего тела $T_i = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} T dV$, сосредоточенного в локальном объеме V_i , как это принято в [2]. Очевидно, что $V_a = \sum_i V_i$.

2. Нестационарную температуру рабочего тела $T = T(\varphi)$ в цилиндре двигателя, которую обычно рассчитывают с использованием экспериментальной индикаторной диаграммы, $p = p(\varphi)$, и уравнения состояния, $pV = mRT$, можно представить как некую условную температуру. Эту температуру также можно назвать индикаторной температурой, являющейся, как и давление $p(\varphi)$, основным термодинамическим параметром для исследования и анализа реального рабочего цикла. На ее основе построена классическая теория (так называемая теория Гриневецкого — Мазинга) поршневых двигателей. Часто температуру T называют среднемассовой температурой рабочего тела, при этом в фазе высокого давления рабочего процесса она значительно отличается от локальной температуры в объеме КС [2]. В фазе низкого давления (насосные ходы), а также в процессе сжатия (до начала впрыскивания топлива) температура в объеме цилиндра двигателя распределяется практически равномерно.

При расчете реального цикла поршневого двигателя необходимо учитывать теплоту, переданную стенкам КС двигателя, поэтому температуру $T = T(\varphi)$ уже нельзя рассматривать как единственную температуру рабочего тела во всем объеме цилиндра. В связи с этим в дальнейшем температуру рабочего тела за пограничным слоем будем обозначать T_∞ . Действительно, если имеется теплообмен, то существует перепад между температурой T_∞ рабочего тела и температурой T_w поверхности стенки КС, т. е. $\Delta T = T_\infty - T_w \neq 0$, и образуется тепловой пограничный слой (рис. 2.1), температура которого

$$T = T_w, \quad y = 0; \quad T = T_\infty, \quad y = \delta_T. \quad (2.1)$$

Последнее условие точнее можно записать так: $y = \delta_T$, $T = (1 - \varepsilon)T_\infty$, где малая величина $\varepsilon \rightarrow 0$, а δ_T — толщина теплового пограничного слоя. Таким образом, предположение о том, что температура T_∞ для произвольного угла поворота коленчатого вала одинакова во всем объеме цилиндра двигателя, касается только ядра рабочего тела, в пограничном слое которого всегда имеется градиент температуры.

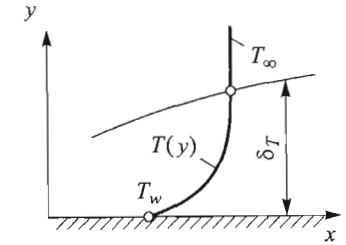


Рис. 2.1. Схематическое изображение теплового пограничного слоя

Принятая и обоснованная выше гипотеза о мгновенном выравнивании давления в цилиндре двигателя распространяется также на тепловой и динамический пограничные слои, т. е. условие $p \equiv p_\infty$ справедливо для произвольного значения φ во всем объеме цилиндра двигателя, включая и объем, занятый пограничным слоем. Исключением могут быть сильно закрученные течения, в которых из-за воздействия центробежных сил может возникать градиент давления [2]. Имея в виду, что процессы, протекающие в цилиндре, можно рассматривать без учета градиента давления, в дальнейшем для обозначения давления рабочего тела в цилиндре двигателя индекс ∞ использовать не будем.

Плотность. Изменение плотности рабочего тела, как и его температуры, носит локальный характер. Локальная плотность определяется аналогично локальной температуре: $\rho_i = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} \rho dV$, т. е.

она, как и температура T_i , внутри локального объема V_i распределена равномерно. Чем меньше V_i , тем ближе к истине это предположение. В то же время локальная плотность $\rho_i = \lim_{V_i \rightarrow 0} \frac{m_i}{V_i}$, где m_i —

масса рабочего тела, сосредоточенная в локальном объеме V_i цилиндра двигателя. Представим эту массу как сумму масс молекул рабочего тела в объеме V_i . Тогда становится очевидной условность выражения $V_i \rightarrow 0$. Действительно, каким бы малым не был локальный объем V_i , в нем сосредоточено большое количество молекул, поэтому при уменьшении этого объема, т. е. при исключении из него, например, одной или нескольких молекул, не происходит

заметного изменения значения ρ_i . Такое допущение позволяет при использовании модели сплошной среды применять аппарат дифференциального и интегрального исчисления. Далее при изучении физических процессов в цилиндре поршневых двигателей будем всегда рассматривать конечное число локальных объемов, удовлетворяющих условию непрерывности рабочего тела.

Скорость. В цилиндре поршневого двигателя скорость движения рабочего тела изменяется локально в зависимости от скорости перемещения поршня, геометрической формы поршня, головки цилиндра и впускного коллектора, распределения очагов сгорания (локальных температур и плотностей) в объеме цилиндра и др. Скорость рабочего тела в цилиндре двигателя, достигающая нескольких десятков метров в секунду, на порядок меньше скорости хаотичного движения молекул. Поэтому скорость в произвольной точке i в цилиндре двигателя следует рассматривать как скорость некоторого конечного объема V_i вокруг этой точки. При этом скорость хаотичного движения молекул внутри этого объема может быть сколь угодно больше скорости перемещения объема V_i . Однако должно выполняться следующее условие: суммарное количество движения молекул внутри объема равно количеству движения самого объема. Следовательно, скорость перемещения объема V_i , удовлетворяющая этому условию, есть скорость движения рабочего тела в точке i . Ясно, что это условие также соответствует условию непрерывности рабочего тела в цилиндре поршневого двигателя.

В дальнейшем объем цилиндра двигателя будем рассматривать как сумму конечного числа относительно малых локальных объемов, $V_a = \sum_i V_i$, внутри которых в произвольный момент времени t находится определенная часть рабочего тела с равномерно распределенными по объему термодинамическими параметрами, которые принято называть *локальными параметрами*.

2.2. Рабочее тело как многофазная среда

Согласно теории рабочих процессов [7] рабочим телом является газ, подчиняющийся законам термодинамики. Состав газа в процессе сгорания изменяется по мере уменьшения количества реагентов — воздуха (окислителя) и паров топлива — и увеличе-

ния количества продуктов сгорания, т. е. в цилиндре двигателя находится смесь, состав которой меняется с течением времени. При использовании жидких топлив, особенно в двигателях с непосредственным впрыскиванием, в цилиндре двигателя образуются капли топлива диаметром около 5...200 мкм (далее будет показано, от каких факторов зависят эти размеры), которые по мере протекания процессов испарения и смесеобразования уменьшаются до их полного исчезновения. При сгорании полученной смеси воздуха и паров топлива, особенно если она гетерогенная, в цилиндре образуются твердые частицы сажи, размеры которых составляют примерно 0,01...1,0 мкм. Частицы сажи являются основными генераторами теплового излучения и, несмотря на небольшую концентрацию, играют важную роль в процессе теплообмена в цилиндре двигателя [2, 6, 8]. Отметим, что в настоящее время нормы выброса твердых частиц по сравнению с 1988 г., когда их ограничение впервые было узаконено в США, уменьшились почти в 40 раз (рис. 2.2) и в силу требований Euro-4 с 2005 г. составляют 0,02 г/(кВт · ч).

В один и тот же момент времени компоненты рабочего тела в цилиндре двигателя одновременно могут находиться во всех трех фазах состояния вещества: газообразном (воздух, пары топлива, продукты сгорания), жидком (капли топлива) и твердом (частицы сажи). Поэтому рабочее тело имеет неоднородную структуру и представляет собой дисперсную систему, состоящую из трех фаз: газ — жидкость — твердое тело. При этом две дисперсные фазы (жидкая и твердая) перераспределены в третьей фазе (в дисперсионной среде — в газе) в виде мелких капель и частиц. Рассмотрим

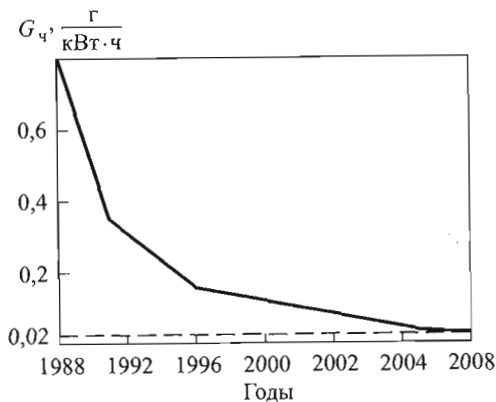


Рис. 2.2. Нормы выброса $G_{\text{ч}}$ твердых частиц для автомобильных дизелей

специфичные свойства дисперсной среды и предпосылки, используемые в дальнейшем при исследовании процессов, протекающих в цилиндре двигателя.

1. Рабочее тело в цилиндре двигателя трехкомпонентное и кроме газа состоит из жидких сферических (шарообразных) капель топлива и твердых сферических (шарообразных) частиц сажи. Допущение сферичности дисперсных компонентов не противоречит реальности, поскольку капли, образующиеся в цилиндре в результате распада струи жидкого топлива, под действием сил поверхностного натяжения стремятся принять сферическую форму. На изображениях, полученных с помощью электронного микроскопа [6], форма частиц сажи отличается от сферической. Закономерности распределения капель топлива и частиц сажи по размерам (или по массе) устанавливают экспериментально, применяя теорию вероятностей и математическую статистику.

2. Сферические капли топлива и частицы сажи имеют свои теплофизические свойства и не взаимодействуют между собой. Например, принимают, что плотность ρ_k капель топлива, т. е. плотность жидкого топлива, изменяется в зависимости от температуры и давления впрыскивания, а плотность ρ_{ch} твердых частиц сажи не зависит от температуры.

Наряду с величинами ρ_k и ρ_{ch} используют условные плотность газа капель $\rho_{k, усл}$ и плотность газа частиц $\rho_{ch, усл}$ в предположении, что капли (или частицы) непрерывно распределены во всем объеме цилиндра двигателя и определяются как частные суммарной массы всех капель (или частиц) и объема цилиндра

$$\rho_{k, усл} = \frac{\sum_i m_{ki}}{V} \quad \text{и} \quad \rho_{ch, усл} = \frac{\sum_i m_{ci}}{V}. \quad \text{Условные плотности совместно}$$

со скоростями капель (или частиц) применяют, например, для приближенной оценки массы капель (или частиц), проходящих через площадь F сечения, $\dot{m}_k = \rho_{k, усл} F u_k$ (или $\dot{m}_c = \rho_{ch, усл} F u_c$), где u_k и u_c — скорость движения капель и частиц соответственно.

3. Температура капли (или частицы) по объему одинаковая, т. е. вследствие малости объема капли (или частицы) градиент температуры внутри нее пренебрежимо мал.

4. Рабочее тело как дисперсионная система, строго говоря, трехтемпературное и трехскоростное, т. е. в произвольной точке в общем случае может иметь температуру и скорость соответствен-

но капли, частицы и газа. Обычно в теории поршневых двигателей для характеристики рабочего тела из этих шести параметров традиционно используют только температуру и скорость газа, что объясняется релаксацией температур и скоростей.

5. Давление в цилиндре двигателя создается только газами, поскольку влияние капель топлива и частиц сажи на давление ничтожно мало.

6. Объемы, занимаемые каплями топлива и частицами сажи, не учитываются. Справедливость этого допущения обусловлена тем, что минимальный расход топлива в поршневых двигателях достигается при соотношении 15...18 кг воздуха на 1 кг бензина (или 10 000 л воздуха на 1 л бензина).

7. Теплообмен между каплями топлива и газом осуществляется только путем конвекции, а между частицами сажи и газом — конвекцией и излучением.

8. Массообмен между частицами сажи и другими компонентами рабочего тела отсутствует (частичное и полное выгорание определенной доли частиц сажи — это химический процесс, который не следует отождествлять с массообменом). За счет испарения капель вплоть до их полного преобразования в пар осуществляется массообмен между каплями и другими компонентами рабочего тела.

9. Ускорение как капель, так и частиц обусловлено действием их собственных сил инерции и сил сопротивления газа.

2.3. Теплофизические свойства компонентов рабочего тела

Теплофизические свойства компонентов рабочего тела, находящиеся в цилиндре двигателя, зависят от различных параметров и прежде всего от давления и температуры. В табл. 2.1 и 2.2 приведены эмпирические формулы [4, 11, 13, 17], необходимые для расчета процессов, протекающих в цилиндре двигателя. Формулы без указания источников получены автором в результате обработки экспериментальных данных, опубликованных в [12–16].

Плотность жидкого топлива зависит от давления и температуры перед сопловым отверстием, причем давление впрыскивания влияет на плотность меньше, чем температура. С ростом давления плотность топлива увеличивается (см. табл. 2.1). Часто в расчетах это влияние не учитывают, однако стремительное повышение

Таблица 2.1

Параметр, обозначение	Жидкое топливо			Источ-ник
	Бензин	Керосин	Дизельное топливо	
Плотность $\rho = \rho(T)$, кг/м ³	$\rho = 786 - 1,066t$ $0 \leq t \leq 200 \text{ }^\circ\text{C}$	$\rho = 839 - 0,68t$ $0 \leq t \leq 300 \text{ }^\circ\text{C}$	$\rho = 870 - 0,8t$ $0 \leq t \leq 300 \text{ }^\circ\text{C}$	—
Плотность $\rho = \rho(T, P_{\text{впр}})$, кг/м ³	—	—	$\rho = 840 - 0,55(T - 288) + 0,048P_{\text{впр}}$; $\rho = [824 - 0,68(T - 288)] / f(P_{\text{впр}})$, где $f(P_{\text{впр}}) = 1 - \frac{0,06P_{\text{впр}}}{639 + P_{\text{впр}}}$;	[11] [14]
Динамическая вязкость μ , Па·с	$\mu = 0,008t^{-0,8}$ $0 < t < 250 \text{ }^\circ\text{C}$	$\mu = 0,014t^{-0,72}$ $0 < t < 300 \text{ }^\circ\text{C}$	$\mu = 0,04t^{-0,85}$, $0 < t \leq 100 \text{ }^\circ\text{C}$; $\mu = 1,3t^{-1,6}$, $100 < t \leq 300 \text{ }^\circ\text{C}$; $\mu = AB \exp(C)$, где $A = 0,004881$; $B = \frac{1 - 0,001839t}{1 + 0,039991t}$; $C = \frac{0,001529P_{\text{впр}}}{1 + 0,004423t}$	— [14]
Кинематическая вязкость $\nu = \nu(P_{\text{впр}})$, м ² /с	—	—	$\nu = 1,4 \cdot 10^{-6} \exp(0,0015P_{\text{впр}})$; $\nu = (2,2 - 0,012t)10^{-6} \exp(0,0012P_{\text{впр}})$	[11] —

Окончание табл. 2.1

Параметр, обозначение	Жидкое топливо			Источ-ник
	Бензин	Керосин	Дизельное топливо	
Теплопроводность λ , Вт/(м·К)	$\lambda = 0,1226 - 0,000213t$, $0 \leq t \leq 250 \text{ }^\circ\text{C}$	$\lambda = 0,119 - 0,00015t$, $0 \leq t \leq 300 \text{ }^\circ\text{C}$	Дизельное топливо $\lambda = 0,118 - 0,000105t$, $0 \leq t \leq 225 \text{ }^\circ\text{C}$	—
Теплоемкость c_p , Дж/(кг·К)	$c_p = 1958 + 5,58t$, $20 \leq t \leq 250 \text{ }^\circ\text{C}$	$c_p = 1886 + 5,18t$, $20 \leq t \leq 300 \text{ }^\circ\text{C}$	$c_p = 1848 + 4,9t$, $20 \leq t \leq 300 \text{ }^\circ\text{C}$	—
Поверхностное натяжение σ , Н/м	$\sigma = 0,0233 - 0,0000815t$, $0 \leq t \leq 300 \text{ }^\circ\text{C}$	$\sigma = 0,028 - 0,00008t$, $0 \leq t \leq 300 \text{ }^\circ\text{C}$	$\sigma = 0,032 - 0,000088t$, $0 \leq t \leq 300 \text{ }^\circ\text{C}$	—
Коэффициент диффузии D_c , м ² /с	$D_c = 10^{-6}(8,4 + 0,043t)$, $0 \leq t \leq 70 \text{ }^\circ\text{C}$	$D_c = 10^{-6}(6,4 + 0,043t)$, $0 \leq t \leq 70 \text{ }^\circ\text{C}$	$D_c = 10^{-6}(3,0 + 0,035t)$, $0 \leq t \leq 400 \text{ }^\circ\text{C}$	—

Таблица 2.2

Параметр, обозначение	Пары топлива		
	Бензин	Керосин	Дизельное топливо
Динамическая вязкость μ , Па·с	$\mu = (0,028t + 2,3)10^{-6}$, $100 < t < 300$ °С	$\mu = (0,033t + 3,8)10^{-6}$, $125 < t < 300$ °С	$\mu = (0,055t - 2,6)10^{-6}$, $150 < t < 275$ °С
Теплопроводность λ , Вт/(м·К)	$\lambda = 0,01t + 0,9$, $100 \leq t \leq 270$ °С	$\lambda = 0,009t + 1,41$, $140 \leq t \leq 320$ °С	$\lambda = 0,012t + 0,255$, $200 \leq t \leq 340$ °С
Теплоемкость c_p , Дж/(кг·К)	$c_p = 1940 + 2,6t$, $120 \leq t \leq 250$ °С	$c_p = 2052 + 2,1t$, $120 \leq t \leq 250$ °С	$c_p = 2038 + 1,77t$, $120 \leq t \leq 250$ °С

давления впрыскивания, характерное для современного дизеле-строения, обуславливает необходимость учета этого фактора. Формула Шиндлера [14] указывает на нелинейное изменение плотности жидкого топлива в зависимости от давления. При одинаковых значениях давления впрыскивания $p_{впр}$, когда температура топлива находится в диапазоне значений $0 \leq t \leq 80$ °С, его плотность отклоняется от результатов, полученных по другим формулам, примерно на 2...8 %.

При $p_{впр} = 1$ бар и $t = 20$ °С, согласно [14], плотность дизельного топлива $\rho = 820$ кг/м³, а по экспериментальным данным [13] $\rho = 850$ кг/м³. Зависимостью плотности бензина от давления вследствие относительно низких значений давления впрыскивания (при непосредственном впрыскивании бензина $p_{впр} < 200$ бар) можно пренебречь (см. табл. 2.2).

Теплопроводность λ Вт/(м·К) и динамическую вязкость μ (Па·с) рабочего тела в зависимости от его температуры T_∞ (К) с достаточной для практических расчетов точностью можно определить по формулам, предложенным в [2]:

$$\lambda = 0,000361 \cdot T_\infty^{0,75}, \quad \mu = 0,56 \cdot 10^{-6} \cdot T_\infty^{0,62}. \quad (2.2)$$

Соотношения (2.2) можно применять как для воздуха, так и для продуктов сгорания, т. е. для рабочего тела в течение всего цикла.

Удельную теплоемкость c_p (Дж/(кг·К)) для воздуха в диапазоне значений температуры $273 < T_\infty \leq 900$ К вычисляют по формуле

$$c_p = 0,0963T_\infty + 1005, \quad (2.3)$$

а для продуктов сгорания в диапазоне значений температуры $900 < T_\infty \leq 1800$ К

$$c_p = 0,0762T_\infty + 837,4. \quad (2.4)$$

Для расчета удельной теплоемкости c_v (кДж/(кг·К)) можно предложить универсальную формулу, полученную в результате анализа данных из [12, 16] и справедливую для коэффициента избытка воздуха $\alpha_b \leq 1$:

$$c_v = 0,7 + \frac{T}{1000} \left(0,155 + \frac{1}{A\alpha_b} \right). \quad (2.5)$$

Формулу (2.5) можно использовать как для продуктов сгорания, так и для паровоздушной смеси (т. е. свежего заряда), учитывая, что постоянный коэффициент A меняется в зависимости от применяемого топлива (табл. 2.3).

Таблица 2.3

Газ	Значения коэффициента A для различных топлив			
	Бензин	Метанол	Этанол	Водород
Продукты сгорания	10,0	6,56	7,96	4,74
Паровоздушная смесь	7,44	5,83	6,18	5,05 (водородно-воздушная смесь)

Очевидно, что при $\alpha_b \rightarrow \infty$ формула (2.5) определяет удельную теплоемкость воздуха.

Предложенные полуэмпирические зависимости, конечно, не могут претендовать на абсолютную точность хотя бы потому, что они получены при разных условиях эксперимента и для различных диапазонов изменения параметров. Однако большинство из них прошло апробацию и отличается удобством при расчетах термодинамических процессов, протекающих в двигателях.

Для расчета термодинамических параметров газов (продуктов сгорания) в цилиндре двигателя широко используют зависимости, предложенные в [17]. Так, формулы для расчета коэффициента сжимаемости, энтальпии и энтропии справедливы для широких диапазонов изменения параметров $T_\infty = 200 \dots 6000$ К, $p = 0,001 \dots 1000$ бар, $\alpha_b = 1, 0 \dots \infty$ ($\alpha_b \rightarrow \infty$ соответствует воздуху).

Уравнение для расчета коэффициента сжимаемости имеет вид

$$z = \frac{pv}{RT_\infty} = \frac{\pi}{\theta} \left[B - \frac{A}{\theta} \exp\left(\frac{D}{\theta^2}\right) \right] + 1 + \frac{(0,420 - 0,193r)\pi^{0,007}}{1 + \theta^{-1} \exp(y_1)} + \frac{(0,774 - 0,119r) - (0,0128 + 0,005r) \ln \pi}{1 + \theta^{-1} \exp(y_2)}. \quad (2.6)$$

Для давления и температуры, соответствующих всем стадиям рабочего процесса, коэффициент сжимаемости рабочего тела приближается к единице (рис. 2.3). Отклонения от этого значения начинаются при температуре $T_\infty > 2000$ К и становятся ощутимыми при более высоких температурах: $T_\infty > 3000$ К. Приближенную оценку коэффициента сжимаемости можно получить также на основе уравнения состояния реального газа (уравнение Бертло) [8].

Энтальпию H рабочего тела можно рассчитать по следующей формуле [17]:

$$\frac{H}{RT_\infty} = \frac{\pi}{\theta} \left[B - \frac{2A}{\theta} \left(1 + \frac{D}{\theta^2} \right) \exp\left(\frac{D}{\theta^2}\right) \right] + \sum_{i=1}^6 a_i \theta^i + \frac{(25,9 - 11,0r)\pi^{0,0115}}{\theta(1 + \theta^{-1} \exp y_1)} + \frac{86,5 - 3,065 \ln \pi - 14,35r}{\theta(1 + \theta^{-1} \exp y_2)}, \quad (2.7)$$

где

$$a_0 = +3,514956 - 0,005026r; \quad a_1 = +0,131438 - 0,383504r;$$

$$a_2 = +0,477182 + 0,185214r; \quad a_3 = -0,287367 - 0,694862 \cdot 10^{-1}r;$$

$$a_4 = +0,742561 \cdot 10^{-1} + 0,164041 \cdot 10^{-1}r;$$

$$a_5 = -0,916344 \cdot 10^{-2} - 0,204537 \cdot 10^{-2}r;$$

$$a_6 = +0,439896 \cdot 10^{-3} + 0,101610 \cdot 10^{-3}r.$$

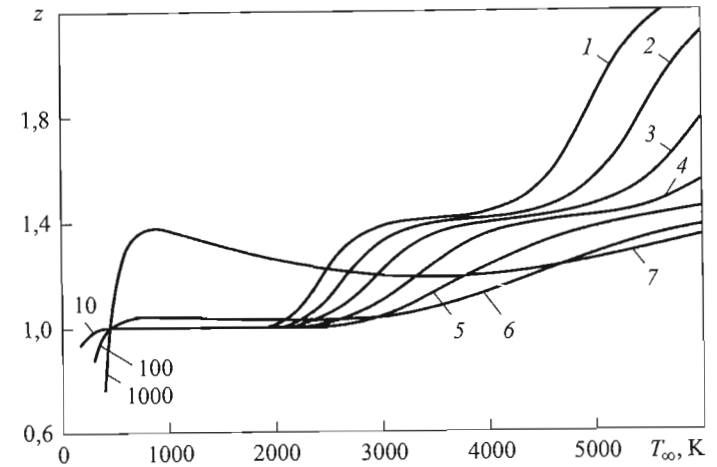


Рис. 2.3. Зависимость коэффициента сжимаемости z от температуры T_∞ при различных значениях давления рабочего тела ($r = 0$), бар:
1 — 0,001; 2 — 0,01; 3 — 0,1; 4 — 1; 5 — 10; 6 — 100; 7 — 1000

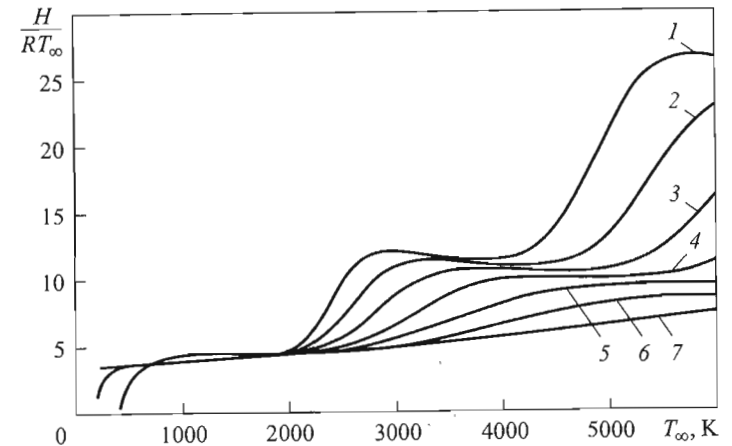


Рис. 2.4. Зависимость энтальпии $H/(RT_\infty)$ от температуры T_∞ при различных значениях давления рабочего тела ($r = 0$), бар:
1 — 0,001; 2 — 0,01; 3 — 0,1; 4 — 1; 5 — 10; 6 — 100; 7 — 1000

На рис. 2.4 приведена зависимость энтальпии от температуры рабочего тела при различных значениях давления, полученная с помощью (2.7).

Энтропию S рабочего тела, согласно [17], можно вычислить по формуле

$$\frac{S}{RT_\infty} = \frac{\pi}{\theta} \left[-\frac{A}{\theta} \left(1 + \frac{D}{\theta^2} \right) \exp\left(\frac{D}{\theta^2}\right) \right] + (3,5566 - 0,0659r) \ln 10000\theta + \sum_{j=0}^6 b_j \theta^j - \ln \pi - \sum_{k=0}^3 c_k r^k + \frac{(8,179 - 3,726r) \pi^{-0,03453}}{1 + \theta^{-1} \exp y_1} + \frac{14,512 \pi^{-0,05648} - 2,434r}{1 + \theta^{-1} \exp y_2}, \quad (2.8)$$

где

$$b_0 = +2,972979 + 0,553140r; \quad b_1 = +0,583837 \cdot 10^{-1} - 0,485001r;$$

$$b_2 = +0,871349 + 0,698183 \cdot 10^{-1}r; \quad b_3 = -0,451556 - 0,287720 \cdot 10^{-2}r;$$

$$b_4 = +0,109164 - 0,693663 \cdot 10^{-3}r;$$

$$b_5 = -0,129754 \cdot 10^{-1} + 0,920231 \cdot 10^{-4}r;$$

$$b_6 = +0,608234 \cdot 10^{-3} - 0,299679 \cdot 10^{-5}r;$$

$$c_0 = -0,805214; \quad c_1 = -0,400981;$$

$$c_2 = +0,576989; \quad c_3 = +0,060056;$$

$$y_1 = 15 \left(\frac{\theta}{1,65} \right)^M - 6,9078 - \left[(1-r) - (1-r)^4 \right] 0,2772 \left[0,9088 \pi^{-0,0212} + \right.$$

$$\left. + (0,573 + 0,083 \ln \pi) \exp(-0,306\theta) \right]; \quad y_2 = 18,0972 - 2,43\theta \pi^{-0,045}.$$

Зависимость энтропии от температуры рабочего тела при различных значениях давления приведена на рис. 2.5. В формулах (2.6)–(2.8) приняты следующие обозначения:

$$A = 2,77105 \cdot 10^{-4} - 0,900711 \cdot 10^{-4}r;$$

$$B = 6,422217 \cdot 10^{-4} - 0,98367 \cdot 10^{-4}r;$$

$$D = 0,8860 \cdot 10^{-2} - 0,6131 \cdot 10^{-2}r;$$

$$M = -0,51 \pi^{-0,103} - 0,14 + (0,12 - 0,29 \pi^{-0,127}) \ln \frac{\theta}{1,65}.$$

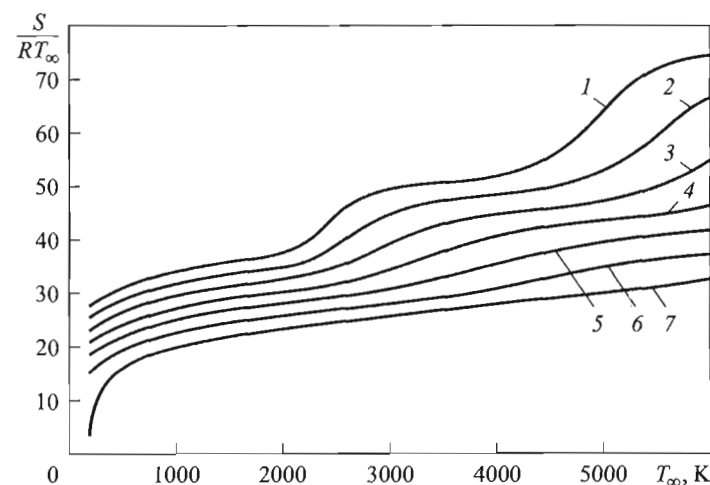


Рис. 2.5. Зависимость энтропии $S/(RT_\infty)$ от температуры T_∞ при различных значениях давления рабочего тела ($r = 0$), бар:

1 — 0,001; 2 — 0,01; 3 — 0,1; 4 — 1; 5 — 10; 6 — 100; 7 — 1000

Кроме того, в приведенных выше выражениях используют безразмерную температуру $\theta = \frac{T_\infty}{1000}$ (К/К), безразмерное давление

$$\pi = \frac{P}{0,980665} \text{ (бар/бар)}, \text{ а содержание } r \text{ воздуха в газах определяют}$$

с помощью коэффициента избытка воздуха:

$$r = \frac{\alpha_B - 1}{1,0698 + \alpha_B - 1} \frac{\text{воздух}}{\text{рабочее тело (недиссоциированное)}} \text{ (моль/моль)}.$$

В случае стехиометрической смеси $r = 0$.

Молярная масса μ_0 (кг/кмоль) идеального газа и газовая постоянная R (Дж/(кг·К)) соответственно равны:

$$\mu_0 = 28,89758 + 0,06021r, \quad R = \frac{8314,38}{28,898 + 0,06r}.$$

Значения таких термодинамических параметров продуктов сгорания, как внутренняя энергия, энтропия, теплоемкость, а также газовая постоянная в зависимости от температуры, давления рабочего тела и коэффициента избытка воздуха, приведены в [7, 8,

10]. Кроме того, в [10] предложены соотношения, предназначенные для расчета теплофизических параметров паров топлива и продуктов сгорания в случае использования различных альтернативных топлив.

2.4. Релаксация скорости

При движении частицы сажи в газе вектор сил инерции уравновешен вектором сил сопротивления, действующих со стороны газа,

$$\mathbf{J} = \mathbf{P}_{\text{сопр}}. \quad (2.9)$$

Сила инерции частицы $J = m_{\text{ч}} \frac{du_{\text{ч}}}{d\tau}$, а сила сопротивления газа

$P_{\text{сопр}} = c_f F_{\text{ч}}^0 \rho \frac{u_{\text{ч}}^2}{2}$, где c_f — коэффициент лобового сопротивления; $F_{\text{ч}}^0$ — площадь наибольшего поперечного (миделевого) сечения частицы (для сферических частиц диаметром a $F_{\text{ч}}^0 = \frac{\pi a^2}{4}$); ρ — плотность газа. Тогда уравнение движения частицы в газе принимает вид

$$m_{\text{ч}} \frac{du_{\text{ч}}}{d\tau} + c_f F_{\text{ч}}^0 \rho \frac{u_{\text{ч}}^2}{2} = 0. \quad (2.10)$$

Очевидно, что (2.10) справедливо для случая движения частицы сажи в неподвижном газе, $u = 0$. При $u \neq 0$ под действием сил вязкости газа в зависимости от направления векторов скоростей частица сажи тормозится или увлекается газом. Для простоты изложения допустим, что газ движется с постоянной скоростью, $u = \text{const}$. Тогда из (2.10) следует, что

$$m_{\text{ч}} \frac{d(u_{\text{ч}} - u)}{d\tau} + c_f F_{\text{ч}}^0 \rho \frac{(u_{\text{ч}} - u)^2}{2} \frac{u_{\text{ч}} - u}{|u_{\text{ч}} - u|} = 0. \quad (2.11)$$

Отметим, что коэффициент лобового сопротивления c_f зависит прежде всего от числа Рейнольдса Re :

$$c_f = \frac{A}{Re}, \quad A = \text{const}. \quad (2.12)$$

В частности, при $Re < 1$ используют формулу Стокса

$$c_f = \frac{24}{Re}, \quad (2.13)$$

которая была получена для вязкой жидкости без учета сил инерции (т. е. для ламинарного режима течения). Коэффициент лобового сопротивления уменьшается обратно пропорционально числу Рейнольдса в степени, меньше единицы (см. рис. 2.6), и в диапазоне значений $2 \cdot 10^3 < Re < 2 \cdot 10^5$ остается почти постоянным, $c_f \approx 0,4$.

Этот диапазон называют *первой областью автомодельности* коэффициента лобового сопротивления сферических тел по отношению к числу Рейнольдса. При $Re > 2 \cdot 10^3$ происходит отрыв ламинарного пограничного слоя и возникает «сопротивление давления», которое большей частью обусловлено не трением в пограничном слое на лобовой части сферической частицы или капли, а разностью статических давлений в лобовой части и в вихревой зоне, образующейся в кормовой области течения. Наконец, при $Re > 2 \cdot 10^5$ наступает кризис сопротивления со скачкообразным уменьшением значения c_f (рис. 2.6). При $Re > 10^6$ турбулентность пограничного слоя повышается и соответственно точка отрыва приближается к кормовой области течения [4, 9]. Наступает *вторая область автомодельности* коэффициента лобового сопротивления, $c_f \approx 0,2$.

Изменение режима ламинарного течения в пограничном слое на турбулентный имеет благоприятное последствие, так как бурное смещение частиц дает возможность турбулентному слою прилипнуть к поверхности КС лучше, чем ламинарному слою, который обладает меньшей кинетической энергией и отрывается от поверхности раньше турбулентного. При малых значениях числа Рейнольдса, особенно когда коэффициент c_f имеет большое, почти постоянное, значение пограничный слой является ламинарным и ранний отрыв потока создает широкий след, заполненный вихрями. При увеличении числа Рейнольдса течение в пограничном слое становится турбулентным, отрыв задерживается и размер следа уменьшается [3], что обуславливает относительно внезапное уменьшение коэффициента лобового сопротивления при определенных значениях числа Рейнольдса (см. рис. 2.6).

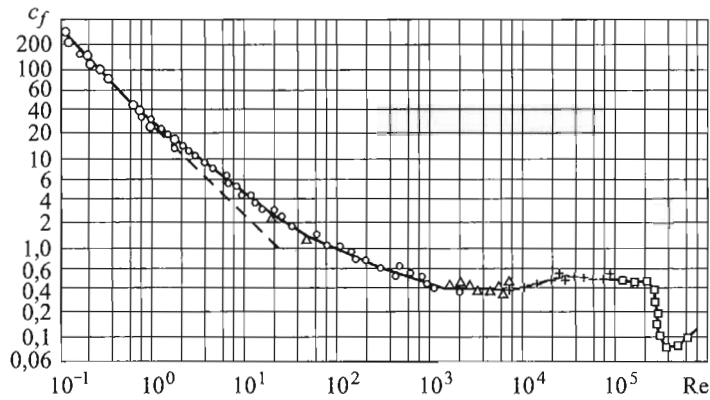


Рис. 2.6. Зависимость коэффициента лобового сопротивления сферического тела от числа Рейнольдса:

теория Стокса (— —); экспериментальные данные: Шиллера (○); Либстера (○); Аллена (Δ); Визельсберга (+, □)

Таким образом, вид функции $c_f = c_f(\text{Re})$ определяется силой сопротивления, равной сумме силы трения на поверхности и результирующих сил давления. Суммарная сила давления в реальном газе в отличие от идеального не равна нулю. Дело в том, что пограничный слой искажает основной поток и изменяет распределение давления (отрыв пограничного слоя, пульсация давления на отдельных участках поверхности). При небольших значениях Re (например, для малых частиц) основную роль играет сопротивление трения. Сопротивление трения влияет на всю область малых значений Re . С ростом значений Re формируется пограничный слой, а в кормовой части происходит отрыв потока, что приводит к замедленному уменьшению значений c_f .

При использовании полуэмпирических формул для расчета коэффициента c_f [9] его значения хорошо соответствуют экспериментальным данным (см. рис. 2.6). Отметим, что формально (2.12) можно применять для всех диапазонов изменения значений Re , если определить для каждого значения $c_f = c_f(\text{Re})$ из диаграммы (см. рис. 2.6) постоянную $A = c_f \text{Re}$.

Принимая во внимание, что число Рейнольдса в случае движущегося относительно частицы газа $\text{Re} = \frac{a|u_c - u|}{\mu} \rho$ и учитывая (2.12), получаем из (2.11) дифференциальное уравнение

$$\frac{d(u_c - u)}{d\tau} = -\tau_u (u_c - u), \quad (2.14)$$

которое легко интегрируется методом разделения переменных. В результате выражение для релаксации скорости принимает вид

$$\frac{u_{c0} - u}{u_c - u} = \exp(\tau_u \tau), \quad (2.15)$$

где u_{c0} — скорость движения частицы сажи в начальный момент

времени $\tau = 0$; $\tau_u = \frac{A\mu F_c^0}{2am_c}$ — постоянная величина, с^{-1} . Мерой релаксации скорости служит время релаксации (т. е. время выравнивания скоростей движения частицы сажи и газа) $\tau = \frac{1}{\tau_u}$, представ-

ляющее собой промежуток времени, в течение которого отклонение скоростного отставания $(u_c - u)$ от его начального значения $(u_{c0} - u)$ уменьшается в $e = 2,718$ раз. Таким образом, время релаксации скорости

$$\tau = \frac{2am_c}{A\mu F_c^0} \quad (2.16)$$

зависит от размеров, массы частицы сажи и от вязкости газа, в которой она перемещается.

1. Сферическая частица сажи диаметром $a_c = 0,1 \text{ мкм}$, плотностью $\rho_c = 1700 \text{ кг/м}^3$ попадает в поток газа CO_2 , скорость которого $u = 30 \text{ м/с}$, плотность $\rho = 10 \text{ кг/м}^3$, а температура $T_\infty = 2000 \text{ К}$. При $T_\infty = 2000 \text{ К}$ динамическая вязкость CO_2 $\mu = 6,6 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$. Начальная скорость частицы $u_{c0} = 0$. Приведенные условия примерно соответствуют условиям в КС быстроходного дизеля.

Чтобы определить время релаксации скорости, сначала вычислим $Re = \frac{a|u_{\text{ч}} - u|}{\mu} \rho = \frac{0,1 \cdot 10^{-6} |0 - 30|}{6,6 \cdot 10^{-5}} 10 = 0,45$. При $Re < 1$ имеет место так называемый стоксовый режим вязкого течения, и коэффициент лобового сопротивления, согласно формуле Стокса, $c_f = \frac{24}{Re}$. Масса частицы сажи $m_{\text{ч}} = \rho_{\text{ч}} V_{\text{ч}} = 1700 \cdot 3,14 \cdot (0,1 \cdot 10^{-6})^3 / 6 \approx 8,9 \cdot 10^{-19}$ кг.

Время релаксации скорости вычисляем в соответствии с (2.16):

$$\tau = \frac{2am_{\text{ч}}}{A\mu F_{\text{ч}}^0} = \frac{2 \cdot 0,1 \cdot 10^{-6} \cdot 8,9 \cdot 10^{-19}}{24 \cdot 6,6 \cdot 10^{-5} \cdot 3,14 (0,1 \cdot 10^{-6})^2 / 4} \approx 0,36 \cdot 10^{-8} \text{ с.}$$

Таким образом, неподвижная частица за промежуток времени $\tau \approx 0,36 \cdot 10^{-8}$ с, т. е. почти мгновенно принимает скорость, равную скорости потока газа.

2. Сферическая капля дизельного топлива диаметром $a_{\text{к}} = 20$ мкм, плотностью $\rho_{\text{к}} = 860$ кг/м³ попадает в поток воздуха, плотность которого $\rho = 18$ кг/м³, а температура $T_{\infty} = 1000$ К. При $T_{\infty} = 1000$ К динамическая вязкость воздуха $\mu = 4,1 \cdot 10^{-5}$ Па·с. Начальная скорость капли в момент вылета из форсунки $u_{\text{к}0} = 150$ м/с. Приведенные условия примерно соответствуют условиям в конце процесса сжатия в цилиндре быстрогоходного дизеля. Чтобы определить изменение скорости перемещения капли в зависимости от пройденного пути, будем исходить из следующих предположений: рассматривается одиночная капля, на которую другие капли не оказывают влияния; капля имеет сферическую форму, не изменяющуюся ($a_{\text{к}} = \text{const}$) при движении (т. е. капля не испаряется); среда (воздух) неподвижная.

Записав (2.15) для движения капли дизельного топлива в неподвижном воздухе, после интегрирования получим формулу для релаксации

$$\text{скорости } \frac{u_{\text{к}0}}{u_{\text{к}}} = \exp(\tau_{\mu} \tau). \text{ В случае сферической капли } \tau_{\mu} = \frac{A\mu F_{\text{ч}}^0}{2am_{\text{ч}}} \tau =$$

$$= \frac{3}{4} c_f \frac{\rho_{\text{в}}}{\rho_{\text{к}}} \frac{u_{\text{к}}}{a} \tau = \frac{3}{4} c_f \frac{\rho_{\text{в}}}{\rho_{\text{к}}} \bar{x}, \text{ где } \bar{x} = \frac{u_{\text{к}}}{a_{\text{к}}} \tau = \frac{x}{a} \text{ — безразмерный путь, прой-$$

денный каплей за промежуток времени τ . Подстановка этой величины в

формулу для релаксации скорости дает $\frac{u_{\text{к}}}{u_{\text{к}0}} = \exp\left(-\frac{3}{4} c_f \frac{\rho_{\text{в}}}{\rho_{\text{к}}} \bar{x}\right)$. Опреде-

лим число Рейнольдса: $Re = \frac{a|u_{\text{к}} - u|}{\mu} \rho = \frac{20 \cdot 10^{-6} |150 - 0|}{4,1 \cdot 10^{-5}} 18 = 1317$, кото-

рому, согласно рис. 2.3, соответствует $c_f = 0,4$. Тогда относительная

скорость капли $\frac{u_{\text{к}}}{u_{\text{к}0}} = \exp\left(-\frac{3}{4} 0,4 \frac{18}{860} \bar{x}\right) = \exp(-0,0063\bar{x})$. На рис. 2.7

построена диаграмма по этой зависимости, там же нанесена диаграмма перемещения капли диаметром $a_{\text{к}} = 10$ мкм ($Re = 658$; $c_f \approx 0,6$) при тех же условиях (начальной скорости и параметров в КС). Будем считать, что полное торможение капли происходит в момент, когда ее скорость уменьшается примерно до 1% начальной скорости. Тогда длина пути, пройденного каплей диаметром 20 мкм при принятых условиях в КС $x = 14$ мм ($\bar{x} = 700$), а каплей диаметром $a_{\text{к}} = 10$ мкм — $x = 5$ мм ($\bar{x} = 500$).

Глубина проникания капли топлива в объем КС в области автоторможения коэффициента лобового сопротивления в малой степени зависит от размеров капли.

В заключение отметим, что невысокая концентрация, небольшие размеры и масса частиц сажи в рабочем теле позволяют счи-

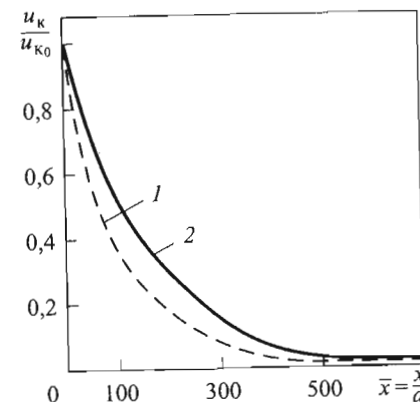


Рис. 2.7. Изменение относительных скоростей капель дизельного топлива в зависимости от пути их перемещения в воздушной среде при $\rho_{\text{в}} = 18$ кг/м³; $T_{\text{в}} = 1000$ К; $u_{\text{к}0} = 150$ м/с:

1 — $a_{\text{к}} = 10$ мкм; $Re = 658$; $c_f = 0,6$; 2 — $a_{\text{к}} = 20$ мкм; $Re = 1317$; $c_f = 0,4$

тать, что скорость их перемещения в цилиндре двигателя практически не отличается от скорости газа. Это позволяет пользоваться уравнениями неразрывности и движения, записанными без учета наличия этих частиц.

Такое допущение для капель топлива справедливо только в первом приближении. Обоснованием могут служить относительно небольшая концентрация капель в объеме КС даже на режимах полной нагрузки, небольшая продолжительность их существования в условиях интенсивного испарения, а также в отдельных случаях малые размеры капель. В большинстве случаев размеры капель таковы, что они не вписываются в стоксовый режим течения. Использование газодинамики трехмерного двухфазного потока газа с каплями жидкого топлива для условий цилиндра двигателя осложнено также тем, что эти капли возникают в результате образования струй впрыскиваемого топлива и их распада, физический механизм которого пока еще недостаточно изучен. О поведении капель жидкого топлива в процессе смесеобразования, их роли в обеспечении эффективного и экологичного цикла рассказано в последующих главах.

2.5. Релаксация температуры

Пусть частица сажи, возникающая в очаге сгорания гетерогенной смеси, имеет температуру T_q . Тогда при ее движении в потоке газа, температура которого $T_\infty < T_q$, от частицы отводится теплота $Q = \alpha(T_q - T_\infty)F_q$, где F_q — площадь поверхности частицы (т. е. площадь теплообмена). Отвод теплоты уменьшает тепловую энергию частицы. Закон сохранения энергии для этого случая имеет вид

$$m_q c_q \frac{dT_q}{d\tau} = -\alpha(T_q - T_\infty)F_q, \quad (2.17)$$

где c_q — удельная теплоемкость частицы сажи.

Введя обозначение

$$\tau_T = \frac{\alpha F_q}{m_q c_q} \quad (2.18)$$

и для простоты анализа допуская, что температура газа, коэффициент теплоотдачи и теплоемкость частицы сажи имеют постоянные значения, т. е. соответственно $T_\infty = \text{const}$, $\alpha = \text{const}$ и $c_q = \text{const}$, после интегрирования уравнения энергии (2.17) получаем

$$\frac{T_{q0} - T_\infty}{T_q - T_\infty} = \exp(\tau_T \tau), \quad (2.19)$$

где T_{q0} — начальная температура частицы сажи в момент времени $\tau = 0$. Из этого выражения по аналогии с (2.16) получаем время релаксации температуры

$$\tau = \frac{1}{\tau_T} = \frac{m_q c_q}{\alpha F_q}. \quad (2.20)$$

Следует подчеркнуть, что время релаксации температуры имеет совершенно другую суть по сравнению со временем выравнивания температуры τ_T (см. (2.2)). Для сферической частицы из

$$(2.20) \text{ имеем } \tau = \frac{a_q \rho_q c_q}{6\alpha}.$$

Число Нуссельта $Nu = \frac{\alpha a_q}{\lambda}$ (где α — коэффициент теплоотдачи; λ — теплопроводность газа), как и коэффициент лобового сопротивления c_f , зависит от числа Рейнольдса Re и вычисляется с помощью формул [4], полученных экспериментальным путем:

формула Канцельсона — Тимофеевой

$$Nu = 2 + 0,03 \cdot Pr^{0,33} Re^{0,54} + 0,35 \cdot Pr^{0,35} Re^{0,58}, \quad Pr^{0,33} Re^{0,54} \in [0,800], \quad (2.21)$$

где Pr — число Прандтля;

формула Вырубова

$$Nu = 0,54 Re^{0,5}, \quad Re > 200. \quad (2.22)$$

При малых значениях диаметра сферического тела ($a \rightarrow \infty$), какими являются частицы сажи и капли топлива, или при очень низких скоростях обтекания $|u_q - u| \rightarrow 0$, т. е. при $Re \rightarrow 0$, коэффициент теплоотдачи $\alpha \rightarrow \min$ (рис. 2.8). Число Нуссельта можно

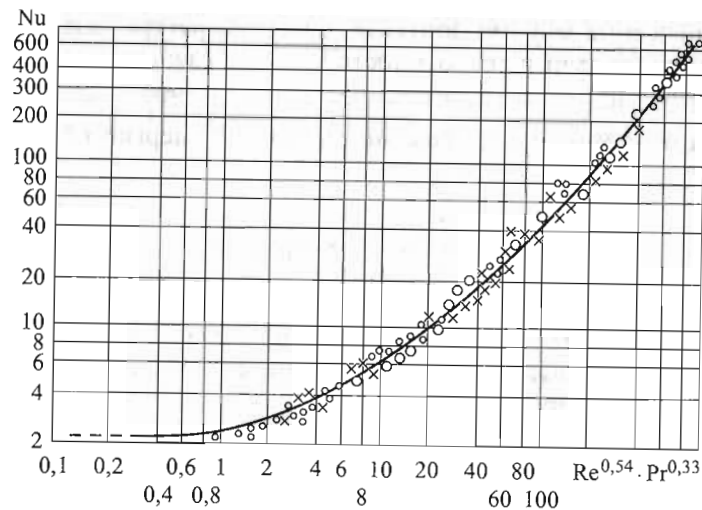


Рис. 2.8. Зависимость числа Нуссельта Nu от чисел Рейнольдса Re и Прандтля Pr , построенная по экспериментальным данным:

Вырубова (о); Канцельсона, Тимофеевой, Лойцянского — Шваба (о); Фресслинга (x)

определить, используя выражения тепловых потоков на границе сферического тела и обтекающей его среды. Действительно, теплота, отводимая от сферической частицы путем конвекции и равная $\alpha \Delta T \pi a^2$, соответствует теплоте, равной $\lambda \frac{\Delta T}{r} \pi a^2$, переданной

от сферической частицы радиусом $r = \frac{a}{2}$ в окружающую ее среду путем теплопроводности. Тогда минимальное значение коэффициента теплоотдачи $\alpha|_{Re \rightarrow 0} = \frac{2\lambda}{a}$. Поскольку $Nu \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\alpha a}{\lambda}$, минимальное значение безразмерного коэффициента теплоотдачи $Nu|_{Re \rightarrow 0} = 2$ (см. (2.21)).

Определим время релаксации температуры для сферической частицы сажи, находящейся в тех же условиях, что и в примере 1: $a_c = 0,1 \text{ мкм}$, $c_c = 1200 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $\rho_c = 1700 \text{ кг/м}^3$. Газ CO_2 , $u = 30 \text{ м/с}$, $\rho = 10 \text{ кг/м}^3$, $T_\infty = 2000 \text{ К}$. Динамическая вязкость и теплопроводность при $T_\infty = 2000 \text{ К}$

соответственно равны $\mu = 6,6 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$ и $\lambda = 0,1 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$. Начальная скорость частицы $u_{c0} = 0$.

Поскольку $Re = \frac{a|u_c - u|}{\mu} \rho = 0,45$, то из формулы (2.21) определяем

$$Nu = 2,2. \text{ Тогда коэффициент теплоотдачи } \alpha = \frac{Nu \lambda}{a_c} = \frac{2,2 \cdot 0,1}{0,1 \cdot 10^{-6}} = 2,2 \cdot 10^6 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}. \text{ Время релаксации температуры } \tau_T = \frac{a_c \rho_c c_c}{6\alpha} = \frac{0,1 \cdot 10^{-6} \cdot 1700 \cdot 1200}{6 \cdot 2,2 \cdot 10^6} \approx 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ с.}$$

Таким образом, начальное температурное отставание ($T_{c0} - T_\infty$), имевшее место при $\tau = 0$, за очень короткий промежуток времени $\tau_T = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ уменьшается в $e = 2,718$ раз.

Релаксация температуры частиц сажи в цилиндре двигателя происходит с очень высокой скоростью (почти мгновенно), что позволяет принимать значения температуры частицы и окружающего ее газа почти одинаковыми для произвольного момента времени. Правомерность этого вывода подтверждается исследованиями, проведенными в [5], где показано, что температура частиц сажи зависит, в основном, от их размеров и мало отличается от температуры газа. Например, для частиц сажи диаметром $a_c = 0,3 \text{ мкм}$ эта разность не превышает 1 К. В дальнейшем это позволяет рассматривать рабочее тело, содержащее частицы сажи, как смесь газобразных продуктов и твердых частиц сажи с одинаковыми температурами и использовать уравнение энергии для однофазного потока.

Подчеркнем, что пренебрежимо малое влияние частиц сажи на скоростную и температурную однородность газобразной среды в цилиндре двигателя, позволяющее использовать уравнения сохранения для однофазной (газообразной) среды, ни в коем случае не означает, что эти частицы также не влияют на оптические свойства среды. В частности, от их размеров и концентраций зависит поглощающая и излучающая способность рабочего тела и, как результат, интенсивность излучения, играющего важную роль в процессе сложного теплообмена в цилиндре двигателя [2].

Проведенный анализ термодинамических параметров рабочего тела, а также его скоростной и температурной релаксации позволяет далее использовать следующие допущения.

1. Для произвольного момента времени рабочее тело в цилиндре двигателя характеризуется одинаковым для всех точек давлением и множеством локальных температур.

2. Рабочее тело — многофазная среда и кроме газа содержит твердые частицы сажи и капли жидкого топлива, при этом частицы и капли имеют сферическую форму.

3. Теплофизические свойства компонентов рабочего тела в рабочем цикле изменяются в широком диапазоне значений и обычно зависят от множества параметров, из которых наиболее важными являются коэффициент избытка воздуха, температура и давление.

4. Температура и скорость частиц сажи практически равны температуре и скорости газа соответственно, что объясняется в основном малыми размерами частиц. Это позволяет использовать все уравнения сохранения для однофазной (газообразной) среды.

5. Наличие частиц сажи превращает рабочее тело в среду, излучающую и поглощающую тепловую энергию. Это приводит к необходимости использования модели сложного теплообмена для расчета тепловых нагрузок на поверхности КС [2].

6. Наличие капель жидкого топлива в рабочем теле учитывается только при изучении процессов испарения и смесеобразования, при этом вероятность распределения капель по размерам, как правило, известна.

Подчеркнем, что использование этих допущений или отказ от них определяется уровнем выбранной модели рабочего процесса.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

3.1. Понятие модели

Одна из основных задач технических наук — описание нестационарных физических и химических процессов, протекающих в сложных технических системах, для изучения их динамических свойств, установления закономерностей и возможности получения достоверного прогнозирования характеристик с помощью математических моделей.

По определению *математическая модель* (франц. *modele*, от лат. *modulus* — мера, образец) — приближенное описание какого-либо объекта, процесса или класса явлений внешнего мира с помощью математической символики. Исследование объекта, процесса или явления с помощью математической модели называют математическим моделированием — мощным методом познания внешнего мира, а также прогнозирования и управления. Как видно, математическое моделирование базируется как на теоретических, так и на экспериментальных методах научного исследования. Полный цикл математического моделирования включает в себя четыре основных этапа: 1 — сбор информации, составление уравнений, постановка математической задачи; 2 — исследование и анализ поставленной задачи, получение результатов расчета; 3 — сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными и оценка адекватности принятой математической модели (этот процесс часто называют также верификацией, или валидацией, математической модели [13]); 4 — накопление дополнительных фактов, модернизация модели или построение новой модели.

В качестве классического примера, иллюстрирующего характерные этапы развития математической модели, часто рассматривают модель Солнечной системы. Древнегреческий астроном К. Птолемей — создатель геоцентрической модели мира — разработал математическую модель движения планет вокруг неподвижной Земли. В XVI в. польский

астроном Н. Коперник предложил принципиально новую, гелиоцентрическую модель, согласно которой объяснил видимые движения небесных светил вращением Земли вокруг оси и обращением планет вокруг Солнца. В начале XVII в. немецкий астроном И. Кеплер открыл законы движения планет, не затрагивая причин, обуславливающих эти движения, что послужило основой кинематической модели. Во второй половине XVII в. на смену этой модели пришла динамическая модель движения небесных тел, построенная английским ученым И. Ньютоном на основе открытого им закона всемирного тяготения. В середине XIX в. заметили, что наблюдаемое движение планеты Уран отклоняется от теоретически вычисленного с помощью динамической модели. Это противоречие в движении Урана удалось разрешить французскому астроному У. Леверье путем введения в модель гипотетической планеты, впоследствии открытой и названной Нептуном. Леверье смог вычислить и предсказать орбиту, массу и положение планеты. Аналогично в 1930 г. была открыта планета Плутон.

Наряду с математической моделью используют также вычислительную модель, под которой понимают типовую задачу, соответствующую проблеме численного решения некоторого класса математических или прикладных задач.

Моделирование внутрицилиндровых процессов в поршневых двигателях с помощью математической модели позволяет описать эффективные и экологические показатели для существующих и спрогнозировать их для перспективных поршневых двигателей. Важно, что оптимизация и прогнозирование этих показателей осуществляется не на реальном двигателе, а на модели, в которой учтены все существенные для конкретной задачи особенности процессов. Отметим, что в экспериментальных исследованиях используется также физическое моделирование, которое прежде всего подразумевает замену натурального явления на аналогичное явление, изучаемого на физических моделях большего или меньшего масштаба в лабораторных условиях. Преимущество моделирования состоит в значительном сокращении как финансовых, так и временных затрат на доводку существующих и создание новых двигателей.

При проведении математического моделирования первый шаг заключается в разработке модели, описывающей процессы в поршневом двигателе. Создание модели следует понимать как целенаправленное упрощение и замену реальности абстракцией. Обычно для этого реальный процесс разбивают на отдельные частные процессы, вследствие чего решение общей задачи сводится к решению отдельных частных задач, которые должны быть физически понятны и математически формулируемы.

К модели в свою очередь предъявляют следующие требования.

1. Модель должна быть формально правильной (корректной с физической точки зрения), т. е. свободной от противоречий. Отметим, что модель может быть правильной, однако не способной описать исследуемый процесс, тогда, следовательно, она неприемлема. Может быть, что модель с физической точки зрения не корректна, но несмотря на это исследуемый процесс описывает с достаточной точностью.

2. Модель по возможности должна точно описывать реальный процесс и одновременно быть математически реализуемой. Следует осознать, что каждая модель всегда является приближением к реальности, поэтому никогда не будет полностью соответствовать ей.

3. Требуемые материальные и временные затраты на разработку и реализацию модели должны находиться в разумных пределах.

4. Уровень модели должен соответствовать требованию: по возможности простая и по необходимости сложная. К так называемым универсальным моделям следует относиться с осторожностью.

Математические модели, применяемые в теории поршневых двигателей, как правило, формализуют описание физико-химических процессов с использованием по возможности минимального количества экспериментальных данных. Они основаны на фундаментальных законах термодинамики, теплообмена, гидро- и газодинамики, теории горения и типичным для них является использование дифференциальных уравнений как обыкновенных, так и в частных производных.

Следует отметить, что при разработке новых и усовершенствовании существующих моделей кроме знания общих закономерностей моделирования большое значение имеют опыт, творческая способность и изобретательность разработчика модели, особенно при установлении вторичных факторов, не влияющих заметно на результат решения задачи. В случае использования уже разработанной модели для решения новых задач необходимо пересмотреть все предпосылки и допущения, которые были приняты при ее разработке. При этом становится ясным, насколько данная модель пригодна для решения новых задач. Бурный прогресс компьютерной техники постепенно изменяет понятия того мира, в котором мы живем. Если в прошлом окружающий мир и протекающие в нем процессы преимущественно трактовали как линейные и каузальные (причинные), то теперь мы постепенно понимаем, что практически все процессы не-

линейные и протекают хаотично. Моделирование открывает непредвиденные возможности, и сегодня трудно сказать, какой успех нас ожидает в будущем в этом направлении.

3.2. Однозонная модель

3.2.1. Основные предпосылки создания. Коэффициент избытка воздуха

Построим модель рабочего процесса в КС, основываясь на следующих предпосылках.

1. Изменение нестационарных давления $p_\infty(\tau)$ и температуры $T_\infty(\tau)$ рабочего тела в объеме КС не имеют локального характера, т. е. их мгновенные значения одинаковы для любой произвольной точки в пространстве КС.

2. Элементарная часть топливоздушная смеси мгновенно образуется, сгорает и полностью перемешивается с общей массой заряда, в результате чего в цилиндре двигателя рабочее тело с давлением $p_\infty(\tau)$ и температурой $T_\infty(\tau)$ будет однородным.

3. Продукты сгорания, имеющие температуру $T_\infty(\tau)$ и полностью перемешанные с общим зарядом цилиндра, находятся в состоянии химического равновесия.

Исходя из этих предпосылок запишем массу заряда в цилиндре двигателя с внутренним смесеобразованием для произвольного момента времени τ в виде

$$m = m_b + m_{впр} + m_{r\tau}, \quad (3.1)$$

где m_b — общая масса воздуха; $m_{впр} = m_{сг\tau}$ — масса впрыскиваемого в цилиндр топлива равная, согласно принятой гипотезе о мгновенном сгорании, массе сгоревшего топлива; $m_{r\tau}$ — масса топлива, оставшегося от предыдущего цикла, которая содержится в остаточных газах.

Если общая масса остаточных газов равна m_r , то масса воздуха в остаточных газах $m_{rв} = m_r - m_{r\tau}$. Эту массу воздуха в дальнейшем не будем выделять и отнесем ее к общей массе воздуха m_b , представляющей собой сумму массы воздуха, попавшего в

цилиндр в данном цикле m_{b0} и воздуха $m_{rв}$, оставшегося в цилиндре от предыдущего цикла, т. е. $m_b = m_{b0} + m_{rв}$.

В цилиндре двигателя с внутренним смесеобразованием после закрытия впускных органов количество воздуха не меняется (если не учитывать утечки), поэтому общая масса рабочего тела увеличивается за счет подачи топлива, которое, согласно принятой гипотезе, сгорает мгновенно. Это означает, что коэффициент избытка воздуха α_b в процессе топливоподачи и его сгорания будет изменяться. Очевидно, что он имеет очень высокие значения в начале процесса сгорания (т. е. в момент впрыскивания, так как рассматривается мгновенное сгорание), а затем по мере протекания процесса постепенно уменьшается, принимая в конце сгорания (т. е. в конце впрыскивания) минимальное значение. Таким образом, в поршневом двигателе с внутренним смесеобразованием коэффициент избытка воздуха α_b следует рассматривать как параметр, изменяющийся с течением времени.

Для произвольного момента времени коэффициент избытка воздуха

$$\alpha_b \stackrel{\text{def}}{=} \frac{m_b}{(m_{впр} + m_{r\tau})l_0} \quad (3.2)$$

называют мгновенным коэффициентом избытка воздуха. Суммарный коэффициент избытка воздуха определяется по следующей зависимости:

$$\alpha_b^\Sigma \stackrel{\text{def}}{=} \frac{m_b}{(m_u + m_{r\tau})l_0}.$$

Здесь l_0 — стехиометрическое количество воздуха; m_u — масса топлива, которое попадает в цилиндр двигателя в конце процесса впрыскивания, т. е. цикловая подача.

Ясно, что в ходе процесса сгорания $\alpha_b \rightarrow \alpha_b^\Sigma$, так как $m_{впр} \rightarrow m_u$, а в конце процесса $\alpha_b = \alpha_b^\Sigma$ значения совпадают. Определив из (3.1) общее количество воздуха и подставив в (3.2), получим

$$\alpha_b = \frac{m - (m_{впр} + m_{r\tau})}{(m_{впр} + m_{r\tau})l_0}. \quad (3.3)$$

Дифференцируя (3.3) по времени и учитывая, что для данного цикла $m_b = \text{const}$, находим

$$\frac{d\alpha_b}{d\tau} = -\frac{\alpha_b}{(m_{\text{впр}} + m_{r\tau})} \frac{dm_{\text{впр}}}{d\tau}. \quad (3.4)$$

Действительно, из (3.4) следует, что изменение коэффициента избытка воздуха в двигателе с внутренним смесеобразованием зависит от изменения массы топлива, $\frac{dm_{\text{впр}}}{d\tau} = \frac{dm_{\text{сг}}}{d\tau}$. Однако масса сгоревшего топлива будет меняться в цилиндре двигателя не только в процессе сгорания, но и в процессе выпуска. Тогда, согласно (3.4), в процессе выпуска будет меняться и коэффициент избытка воздуха. На основании принятой гипотезы о полной гомогенизации заряда можно утверждать, что относительное изменение массы топлива равно относительному изменению массы отработавших газов при выпуске:

$$\frac{1}{m_{\text{сг}} + m_{r\tau}} dm_{\text{сг}} = \frac{1}{m} dm_{\text{вып}}. \quad (3.5)$$

Отсюда следует, что

$$\frac{dm_{\text{сг}}}{d\tau} = \frac{m_{\text{сг}} + m_{r\tau}}{m} \frac{dm_{\text{вып}}}{d\tau}. \quad (3.6)$$

В то же время изменение массы $m_{\text{сг}\tau}$ связано с тепловыделением в КС Q_x , т. е.

$$\frac{dm_{\text{сг}}}{d\tau} = \frac{1}{H_u} \frac{dQ_x}{d\tau}, \quad (3.7)$$

где H_u — низшая теплота сгорания топлива.

Изменение коэффициента избытка воздуха в течение рабочего процесса, по существу, выражает изменение состава рабочего тела, которое в данном случае рассматривается как механическая смесь различных компонентов. Естественно, в зависимости от коэффициента избытка воздуха будут меняться внутренняя энергия и газовая постоянная рабочего тела, что необходимо учитывать в термодинамическом расчете рабочего процесса в двигателе.

3.2.2. Основные уравнения. Задачи расчета рабочего процесса

Представим КС двигателя как открытую термодинамическую систему (рис. 3.1). Для получения основных уравнений однозонной модели воспользуемся законами сохранения массы и энергии. Масса рабочего тела изменяется с течением времени за счет подвода свежего заряда через впускные органы, подачи топлива, отвода продуктов сгорания через выпускные органы, а также в результате его утечек через уплотнения. По сравнению с остальными величинами масса $m_{y\tau}$ рабочего тела за счет утечек незначительная, поэтому в расчетах ею часто пренебрегают. Тогда уравнение сохранения массы для КС запишем в следующем виде:

$$\frac{dm}{d\tau} = \frac{dm_{\text{вп}}}{d\tau} + \frac{dm_{\text{впр}}}{d\tau} - \frac{dm_{\text{вып}}}{d\tau}. \quad (3.8)$$

Очевидно, что при закрытых органах газообмена $\frac{dm_{\text{вп}}}{d\tau} = \frac{dm_{\text{вып}}}{d\tau} = 0$, следовательно,

$$\frac{dm}{d\tau} = \frac{dm_{\text{впр}}}{d\tau} = \frac{dm_{\text{сг}}}{d\tau} = \frac{1}{H_u} \frac{dQ_x}{d\tau}. \quad (3.9)$$

Согласно первому закону термодинамики для открытой термодинамической системы уравнение сохранения энергии имеет вид

$$dU = d(um) = dQ - dL + dH. \quad (3.10)$$

В (3.10) внутренняя энергия U выражается через ее удельное значение u и массу m рабочего тела.

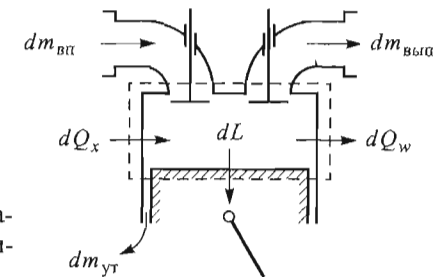


Рис. 3.1. Схематическое изображение КС как открытой термодинамической системы

Количество теплоты, затраченной на изменение внутренней энергии рабочего тела КС, равно разности между тепловыделением dQ_x и теплоотдачей dQ_w в стенку КС, т. е.

$$dQ = dQ_x - dQ_w. \quad (3.11)$$

Механическая работа, выполняемая рабочим телом,

$$dL = p_\infty dV, \quad (3.12)$$

где V — объем рабочего тела, а изменение энтальпии

$$dH = dH_{\text{вп}} - dH_{\text{вып}} = h_{\text{вп}} dm_{\text{вп}} - h_{\text{вып}} dm_{\text{вып}}, \quad (3.13)$$

где $h_{\text{вп}}$ и $h_{\text{вып}}$ — удельные энтальпии потоков при впуске в цилиндр двигателя и выпуске из него соответственно.

С учетом (3.11)–(3.13) уравнение сохранения энергии, выражающее изменение внутренней энергии рабочего тела в КС двигателя, принимает вид

$$\frac{d(mu)}{d\tau} = \frac{dQ_x}{d\tau} - \frac{dQ_w}{d\tau} - p_\infty \frac{dV}{d\tau} + h_{\text{вп}} \frac{dm_{\text{вп}}}{d\tau} - h_{\text{вып}} \frac{dm_{\text{вып}}}{d\tau}. \quad (3.14)$$

Дополним уравнения сохранения массы (3.8) и энергии (3.14) уравнением состояния. С этой целью воспользуемся уравнением состояния идеального газа, после дифференцирования которого получим

$$\frac{dp_\infty}{d\tau} = \frac{mR}{V} \frac{dT_\infty}{d\tau} + \frac{mT}{V} \frac{dR}{d\tau} + \frac{RT_\infty}{V} \frac{dm}{d\tau} - \frac{p_\infty}{V} \frac{dV}{d\tau}. \quad (3.15)$$

Уравнения (3.8), (3.14) и (3.15) представляют собой систему, составляющую основу для построения однозонной модели. Используя эти уравнения, можно решить две различные задачи расчета рабочего процесса.

1. Определить изменение давления $p_\infty(\tau)$, задавая при этом законы тепловыделения $Q_x(\tau)$ и теплообмена $Q_w(\tau)$, чтобы найти количество теплоты, передаваемой рабочему телу и затраченной на повышение ее внутренней энергии. Условно эту задачу называют прямой.

2. Получить закон тепловыделения $Q_x(\tau)$, задавая при этом закон изменения давления $p_\infty(\tau)$, полученный либо экспериментальным, либо расчетным путем. Очевидно, что также следует задать закон теплообмена $Q_w(\tau)$, так как непосредственно по изменению

давления можно определить количество теплоты dQ , затраченной на изменение внутренней энергии рабочего тела и связанной с величинами dQ_x и dQ_w выражением (3.11). В отличие от первой эту задачу называют обратной.

Ясно, что для решения обеих задач требуется задать законы теплообмена $Q_w(\tau)$ и изменения энтальпии потоков на входе цилиндра и выходе из него. Расход массы рабочего тела через впускные $\frac{dm_{\text{вп}}}{d\tau}$ и выпускные $\frac{dm_{\text{вып}}}{d\tau}$ органы можно определить по результатам расчета газообмена, тогда изменение энтальпии с течением времени при впуске

$$h_{\text{вп}} \frac{dm_{\text{вп}}}{d\tau} = (u_{\text{вп}} + R_{\text{вп}} T_{\text{вп}}) \frac{dm_{\text{вп}}}{d\tau}, \quad (3.16)$$

а при выпуске

$$h_{\text{вып}} \frac{dm_{\text{вып}}}{d\tau} = (u_{\text{вып}} + R_{\text{вып}} T_{\text{вып}}) \frac{dm_{\text{вып}}}{d\tau} = (u + RT_\infty) \frac{dm_{\text{вып}}}{d\tau}, \quad (3.17)$$

где u , R , T_∞ — параметры рабочего тела в цилиндре двигателя. Это означает, что при дросселировании газа в выпускных органах энтальпия не меняется, т. е. $h_{\text{вып}} = h$ (допущение справедливо для идеальных газов).

3.2.3. Расчет изменения температуры и давления в рабочем процессе двигателя с внутренним смесеобразованием

Как было указано, для определения нестационарных параметров рабочего процесса $T_\infty(\tau)$ и $p_\infty(\tau)$, необходимо задать закон тепловыделения $Q_x(\tau)$. Воспользуемся уравнением сохранения энергии (3.14), левая часть которого представляет собой изменение внутренней энергии $U = um$ рабочего тела. Очевидно, что удельная внутренняя энергия зависит от параметров состояния T_∞ и p_∞ , а также коэффициента избытка воздуха α_b , которые в ходе рабочего процесса изменяются в зависимости от времени τ , т. е.

$$u = f(T_\infty, p_\infty, \alpha_b). \quad (3.18)$$

В соответствии с (3.18) имеем

$$\frac{du}{d\tau} = \left(\frac{\partial u}{\partial T_\infty} \right)_{p_\infty, \alpha_B} \frac{dT_\infty}{d\tau} + \left(\frac{\partial u}{\partial p_\infty} \right)_{T_\infty, \alpha_B} \frac{dp_\infty}{d\tau} + \left(\frac{\partial u}{\partial \alpha_B} \right)_{p_\infty, T_\infty} \frac{d\alpha_B}{d\tau}. \quad (3.19)$$

В дальнейшем для упрощения записи индексы у частных производных будем опускать.

Запишем левую часть уравнения (3.14) с учетом (3.7), (3.8), (3.19) следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d(mu)}{d\tau} &= m \frac{du}{d\tau} + u \frac{dm}{d\tau} = m \left(\frac{\partial u}{\partial T_\infty} \right) \frac{dT_\infty}{d\tau} + m \left(\frac{\partial u}{\partial p_\infty} \right) \frac{dp_\infty}{d\tau} + \\ &+ m \left(\frac{\partial u}{\partial \alpha_B} \right) \frac{d\alpha_B}{d\tau} + u \frac{dm_{вп}}{d\tau} + \frac{u}{H_u} \frac{dQ_x}{d\tau} - u \frac{dm_{вып}}{d\tau}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Подставляя (3.15) в (3.20) и учитывая, что газовая постоянная с течением времени изменяется незначительно, т. е. $\frac{dR}{d\tau} \approx 0$ при $R = R(p_\infty, T_\infty, \alpha_B)$, аналогично (3.19) будем иметь

$$\frac{dR}{d\tau} = \left(\frac{\partial R}{\partial T_\infty} \right) \frac{dT_\infty}{d\tau} + \left(\frac{\partial R}{\partial p_\infty} \right) \frac{dp_\infty}{d\tau} + \left(\frac{\partial R}{\partial \alpha_B} \right) \frac{d\alpha_B}{d\tau}.$$

Отметим, что параметры T_∞ , p_∞ и α_B влияют на газовую постоянную и внутреннюю энергию неодинаково. В частности, известно, что заметное влияние величина $\frac{\partial R}{\partial \alpha_B}$ оказывает только при значе-

нии $\alpha_B < 1,2$, а величина $\frac{\partial R}{\partial T_\infty}$ — при значении $T_\infty > 1800$ К [2].

Влияние величины $\frac{\partial R}{\partial p_\infty}$ также незначительно, поэтому принятое выше допущение, согласно которому $R = \text{const}$ в течение всего рабочего процесса, является обоснованным, так как при внутреннем смесеобразовании изменение параметров α_B и T_∞ происходит практически в вышеуказанных пределах.

На основании этого утверждения из (3.20) с учетом (3.15) получим выражение для изменения внутренней энергии, которое соответствует левой части уравнения (3.14). Еще раз заменяя $\frac{dm}{d\tau}$

выражением (3.8) и используя (3.16) и (3.17), окончательно находим изменение температуры в КС при внутреннем смесеобразовании:

$$\begin{aligned} \frac{dT_\infty}{d\tau} &= \frac{1}{m \left[\frac{\partial u}{\partial T_\infty} + \frac{p_\infty}{T_\infty} \left(\frac{\partial u}{\partial p_\infty} \right) \right]} \left\{ \left[1 - \frac{u}{H_u} - \frac{p_\infty}{H_u} \left(\frac{\partial u}{\partial p_\infty} \right) \right] \frac{dQ_x}{d\tau} - \frac{dQ_w}{d\tau} - \right. \\ &\quad \left. - \left[1 - \frac{m}{V} \left(\frac{\partial u}{\partial p_\infty} \right) \right] p_\infty \frac{dV}{d\tau} - m \left(\frac{\partial u}{\partial \alpha_B} \right) \frac{d\alpha_B}{d\tau} + \right. \\ &\quad \left. + \left[u_{вп} - u + R_{вп} T_{вп} - p_\infty \left(\frac{\partial u}{\partial p_\infty} \right) \right] \frac{dm_{вп}}{d\tau} - \left[RT_\infty - \left(\frac{\partial u}{\partial p_\infty} \right) p_\infty \right] \frac{dm_{вып}}{d\tau} \right\}. \end{aligned} \quad (3.21)$$

После расчета изменения температуры по (3.21) можно определить и изменение давления, используя уравнение состояния идеального газа.

Анализируя (3.21), видим, что для его численного решения необходимо задать параметры α_B , u , R . Можно также воспользоваться специальной справочной литературой, где приведены значения этих параметров, а также их производных по α_B , T_∞ и p_∞ в виде таблиц или диаграмм [7, 15].

Для определения механической работы, кроме текущего значения давления p_∞ , требуется задать и изменение $\frac{dV}{d\tau}$ объема цилиндра, которое зависит от кинематической схемы кривошипно-шатунного механизма. При этом следует учитывать, что $\frac{dV}{d\tau} > 0$

при перемещении поршня к НМТ и $\frac{dV}{d\tau} < 0$ — к ВМТ.

Тепловой поток к стенкам $\frac{dQ_w}{d\tau}$ следует задавать, используя известные соотношения, подробно изложенные в [3, 5]. Эти соотношения для коэффициентов теплоотдачи носят полуэмпирический характер и, в основном, базируются на квазистационарном представлении процесса теплообмена. Амплитуда колебания нестационарной температуры поверхности стенки КС $T_w = T_w(\tau)$ ничтожно мала по сравнению с амплитудой колебания температуры рабочего тела $T_\infty = T_\infty(\tau)$ и поэтому можно принять, что $T_w = \text{const}$

[3, 20]. При использовании однозонной модели это усредненное значение для всей поверхности стенки КС задают ориентировочно по результатам известных исследований с учетом материала стенок КС. Расход массы рабочего тела при впуске и выпуске в данном случае определяют по результатам расчета газообмена.

Очевидно, что при расчете или экспериментальном определении вспомогательных величин возникают различные трудности, в частности, недостаточная информация о них может обусловить неточность результатов расчета. Поэтому необходимо тщательно провести подготовительную работу по сбору информации, прежде чем приступить к определению значений $T_\infty(\tau)$ и $p_\tau(\tau)$.

3.2.4. Расчет скорости тепловыделения в рабочем процессе двигателя с внутренним смесеобразованием

Чтобы определить характер изменения скорости тепловыделения $\frac{dQ_x}{d\tau}$ в рабочем процессе двигателя с внутренним смесеобразованием, необходимо знать закон изменения давления $p_\infty(\tau)$. Эту задачу по отношению к проанализированной в п. 3.1.3 можно рассматривать как обратную. Очевидно, что и в данном случае требуется задать вспомогательные величины (см. (3.21)).

Главная особенность при решении этой задачи заключается в том, что тепловыделение происходит при закрытых впускных и выпускных каналах. В связи с этим уравнение сохранения энергии

(3.14) с учетом $\frac{dm_{вп}}{d\tau} = \frac{dm_{вып}}{d\tau} = 0$ принимает вид

$$\frac{dQ_x}{d\tau} = \frac{d(mu)}{d\tau} + \frac{dQ_w}{d\tau} + p_\infty \frac{dV}{d\tau}. \quad (3.22)$$

Уравнение сохранения массы в данном случае имеет вид (3.9), т. е. изменение массы заряда в цилиндре двигателя происходит только за счет подачи топлива через форсунку (утечками через уплотнения пренебрегаем).

Тогда скорость тепловыделения, согласно (3.22), с учетом (3.9)

$$\frac{dQ_x}{d\tau} = m \frac{du}{d\tau} + u \frac{dm_{вп}}{d\tau} + \frac{dQ_w}{d\tau} + p_\infty \frac{dV}{d\tau}. \quad (3.23)$$

Как и при выводе (3.21), воспользуемся выражением (3.19), предварительно заменив в нем $\frac{dT_\infty}{d\tau}$ в соответствии с уравнением Клапейрона:

$$\frac{dT_\infty}{d\tau} = \frac{1}{mR} \left(p_\infty \frac{dV}{d\tau} + V \frac{dp_\infty}{d\tau} - mT_\infty \frac{dR}{d\tau} - RT_\infty \frac{dm}{d\tau} \right). \quad (3.24)$$

Из (3.23) с учетом (3.19) имеем

$$\begin{aligned} \frac{dQ_x}{d\tau} = m \left[\left(\frac{\partial u}{\partial p_\infty} \right) \frac{dp_\infty}{d\tau} + \left(\frac{\partial u}{\partial \alpha_b} \right) \frac{d\alpha_b}{d\tau} \right] + \frac{dQ_w}{d\tau} + \\ + \frac{dm_{вп}}{d\tau} \left[u - T_\infty \left(\frac{\partial u}{\partial T_\infty} \right) \right] + p_\infty \frac{dV}{d\tau} \left[1 + \frac{1}{R} \left(\frac{\partial u}{\partial T_\infty} \right) \right] + \frac{V}{R} \left(\frac{\partial u}{\partial T_\infty} \right) \frac{dp_\infty}{d\tau}, \end{aligned} \quad (3.25)$$

где $\frac{dR}{d\tau} = 0$.

Заменяя в (3.25) $\frac{d\alpha_b}{d\tau}$ выражением из (3.4) и учитывая (3.9),

после преобразований получаем

$$\frac{dQ_x}{d\tau} = \frac{\frac{dQ_w}{d\tau} + p_\infty \frac{dV}{d\tau} \left[1 + \frac{1}{R} \left(\frac{\partial u}{\partial T_\infty} \right) \right] + \frac{V}{R} \left(\frac{\partial u}{\partial T_\infty} \right) \frac{dp_\infty}{d\tau}}{1 - \frac{1}{H_u} \left[u - T_\infty \left(\frac{\partial u}{\partial T_\infty} \right) \right] + \frac{m}{H_u} \left(\frac{\partial u}{\partial \alpha_b} \right) \frac{m - (m_{вп} + m_{r\tau})}{(m_{вп} + m_{r\tau})^2 I_0}}. \quad (3.26)$$

Таким образом, в зависимости от поставленной задачи расчет рабочего процесса на основе однозонной модели можно проводить с помощью уравнений (3.21) либо (3.26). В некоторых случаях эти уравнения можно упростить, например, при отсутствии данных пренебречь наличием остаточных газов или влиянием изменения внутренней энергии в зависимости от давления, рассматривая ее только как функцию параметров T_∞ и α_b . Безусловно, такие допущения могут отразиться на конечных результатах расчета, и их следует оценивать для каждого конкретного случая.

3.2.5. Особенности однозонной модели двигателя с внешним смесеобразованием

Составы рабочего тела в течение всего рабочего процесса в двигателях с внешним и внутренним смесеобразованием сильно различаются. В двигателях с внешним смесеобразованием, когда процесс перемешивания паров топлива и воздушного заряда, в основном, происходит вне КС, полученная смесь практически однородная и после поступления в цилиндр двигателя ее состав не меняется. Очевидно, что при создании однозонной модели для двигателя с внешним смесеобразованием предположения, приведенные в п. 3.2.1, остаются в силе, как и принципиальный подход к расчету изменения давления или скорости тепловыделения, используемый для двигателей с внутренним смесеобразованием. Однако рабочий процесс двигателя с внешним смесеобразованием характеризуется следующими особенностями, которые учитываются при создании данной модели.

1. Порция топлива, предназначенная для одного рабочего цикла (цикловая подача топлива), оказывается в цилиндре двигателя в составе рабочего тела уже к началу процесса сгорания и в отличие от двигателя с внутренним смесеобразованием не осуществляется подвод топлива в ходе процесса. Естественно, что несмотря на гипотетическое мгновенное сгорание элементарной части топлива, в каждый произвольный момент времени в цилиндре двигателя до конца процесса сгорания топливовоздушная смесь будет содержать как сгоревшую, так и несгоревшую части топлива массой $m_{сг}$ и $m_{нсг}$ соответственно. Тогда уравнение массового баланса (рабочего тела) принимает вид

$$m = m_b + m_{сг} + m_{нсг} + m_{гТ}. \quad (3.27)$$

Сопоставляя (3.27) с (3.1), видим, что при внутреннем смесеобразовании масса паров несгоревшего топлива $m_{нсг} = 0$, так как согласно гипотезе о мгновенном сгорании $m_{впр} = m_{сг}$. Для случая внешнего смесеобразования не следует понимать эту гипотезу так, будто мгновенно сгорает вся порция топлива, находившегося в цилиндре двигателя к началу процесса сгорания, поскольку в таком случае процесс сгорания нельзя рассматривать как физический процесс, обладающий конечной продолжительностью по вре-

мени. Подчеркнем еще раз, что речь идет о мгновенном сгорании только элементарной части топлива, кроме того, масса топлива

$$m_{сг} + m_{нсг} = \text{const. Следовательно, } \frac{dm_{сг}}{d\tau} = -\frac{dm_{нсг}}{d\tau}.$$

2. Коэффициент избытка воздуха в течение всего процесса сгорания остается постоянным, т.е. уравнение (3.4) принимает вид

$$\frac{d\alpha_b}{d\tau} = 0, \quad (3.28)$$

т.е. суммарный коэффициент избытка воздуха, определенный аналогично (3.2), равен его мгновенному значению и с течением времени не меняется:

$$\alpha_b = \alpha_b^\Sigma = \text{const.}$$

3. В отличие от двигателей с внутренним смесеобразованием, у которых $\alpha_b > 1$, массой топлива, впрыскиваемого в самом конце процесса сжатия, можно пренебречь и принять, что массы воздушного заряда до сгорания и продуктов сгорания равны. Это позволяет не учитывать удельную энергию паров топлива. При определении внутренней энергии рабочего тела двигателей с внешним смесеобразованием, когда $\alpha_b \leq 1$, массы воздуха и продуктов сгорания не равны, следует учитывать удельную энергию несгоревшей части паров топлива в КС двигателя. Аналогично (3.27) представим рабочее тело как однородную смесь, состоящую из воздушного заряда массой m_b , несгоревших паров топлива массой $m_{нсг}$, а также продуктов сгорания массой $m_{пр.сг}$, т.е.

$$m = m_b + m_{нсг} + m_{пр.сг}. \quad (3.29)$$

Тогда внутренняя энергия рабочего тела

$$U = mi = m_b u_b + m_{нсг} u_{гТ} + m_{пр.сг} u_{пр.сг}. \quad (3.30)$$

Принимая во внимание, что $m_b = \alpha_b l_0 m_{нсг}$, и учитывая (3.29), запишем (3.30) в виде

$$U = mi = \alpha_b l_0 m_{нсг} u_b + m_{нсг} u_{гТ} + [m - m_{нсг} (1 + \alpha_b l_0)] u_{пр.сг}. \quad (3.31)$$

Продифференцируем (3.31) с учетом (3.28):

$$\frac{dU}{d\tau} = \frac{d(mu)}{d\tau} = (u_{\tau} + \alpha_{\text{в}} l_0 u_{\text{в}}) \frac{dm_{\text{нсг}}}{d\tau} + \left(\frac{du_{\tau}}{d\tau} + \alpha_{\text{в}} l_0 \frac{du_{\text{в}}}{d\tau} \right) m_{\text{нсг}} + \left[\frac{dm}{d\tau} - (1 + \alpha_{\text{в}} l_0) \frac{dm_{\text{нсг}}}{d\tau} \right] u_{\text{пр.сг}} + [m - m_{\text{нсг}} (1 + \alpha_{\text{в}} l_0)] \frac{du_{\text{пр.сг}}}{d\tau}. \quad (3.32)$$

Как видно, изменение внутренней энергии рабочего тела обусловлено, в основном, изменением массы несгоревшей (или сгоревшей, что одно и то же) части паров топлива. В двигателе с внутренним смесеобразованием, для которого $\alpha_{\text{в}} > 1$, при определении внутренней энергии рабочего тела наличие паров топлива в КС не учитывали и вычисляли ее как внутреннюю энергию в соответствии с

(3.19). Аналогично по формуле (3.19) можно рассчитать $\frac{du_{\text{пр.сг}}}{d\tau}$,

так как $u_{\text{пр.сг}} = f(T_{\infty}, p_{\infty}, \alpha_{\text{в}})$. В данном случае, особенно при $T_{\infty} > 2000$ К, температура существенно влияет на внутреннюю энергию рабочего тела, в отличие от давления p_{∞} . Подтверждением этому служат количественные данные, приведенные в [2, 15].

Согласно известным термодинамическим соотношениям

$$\frac{du_{\text{в}}}{d\tau} = c_{V_{\text{в}}} \frac{dT_{\infty}}{d\tau}; \quad (3.33)$$

$$\frac{du_{\tau}}{d\tau} = c_{V_{\tau}} \frac{dT_{\infty}}{d\tau}, \quad (3.34)$$

где T_{∞} — температура смеси идеальных газов, равная температуре отдельных компонентов, в данном случае воздуха и паров топлива (бензина).

Удельную теплоемкость воздуха $c_{V_{\text{в}}}$ при $V = \text{const}$ можно определить как функцию температуры $c_{V_{\text{в}}} = c_{V_{\text{в}}}(T_{\infty})$ по формуле (2.5). Удельная теплоемкость $c_{V_{\tau}} = c_{V_{\tau}}(T_{\infty})$ паров топлива

$$c_{V_{\tau}} = c_{p_{\tau}} - R_{\tau}, \quad (3.35)$$

где R_{τ} — газовая постоянная паров топлива, $R_{\tau} = \frac{\tilde{R}}{M_{\tau}} = 78,39$ Дж/(кг · К); $\tilde{R} = 8314,3$ Дж/(кмоль · К) — универсаль-

ная газовая постоянная; $M_{\tau} = 106,06$ кг/кмоль — молярная масса паров бензина. Используя зависимости, приведенные в гл. 2, а также полиномиальные соотношения [15], получаем:

при $300 \text{ К} < T_{\infty} < 1200 \text{ К}$

$$c_{p_{\tau}} = 39,48 \left(-4,3248 + 0,176 T_{\infty} - 1,0161 \cdot 10^{-4} T_{\infty}^2 + 2,337 \cdot 10^{-8} T_{\infty}^3 \right); \quad (3.36)$$

при $1200 \text{ К} < T_{\infty} < 2800 \text{ К}$

$$c_{p_{\tau}} = 39,48 \left(36,861 + 8,1629 \cdot 10^2 T_{\infty} - 2,7761 \cdot 10^{-5} T_{\infty}^2 + 3,5055 \cdot 10^{-9} T_{\infty}^3 \right). \quad (3.37)$$

Здесь $c_{p_{\tau}}$ в Дж/(кг · К).

4. Газовую постоянную рабочего тела также можно вычислить в предположении, что в цилиндре двигателя с внешним смесеобразованием имеется идеальная однородная смесь из паров топлива, воздуха и продуктов сгорания (см. (3.29)). При этом в отличие от двигателя с внутренним смесеобразованием также следует учитывать наличие паров несгоревшей части топлива.

Воспользовавшись способом определения газовой постоянной

R для смеси газов из n компонентов: $R \stackrel{\text{def}}{=} \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{m} R_i$ и обозначив га-

зовые постоянные компонентов через R_{τ} , $R_{\text{в}}$ и $R_{\text{пр.сг}}$, соответственно получим

$$R = \frac{m_{\text{нсг}}}{m} R_{\tau} + \frac{m_{\text{в}}}{m} R_{\text{в}} + \frac{m_{\text{пр.сг}}}{m} R_{\text{пр.сг}}. \quad (3.38)$$

С учетом (3.31) имеем

$$R = \left[1 - (1 + \alpha_{\text{в}} l_0) \frac{m_{\text{нсг}}}{m} \right] R_{\text{пр.сг}} + \alpha_{\text{в}} l_0 \frac{m_{\text{нсг}}}{m} R_{\text{в}} + \frac{m_{\text{нсг}}}{m} R_{\tau}. \quad (3.39)$$

Продифференцируем (3.39), учитывая, что при закрытых органах газообмена $m = \text{const}$. Поскольку коэффициент избытка воздуха $\alpha_{\text{в}} = \text{const}$, $\frac{dR_{\tau}}{d\tau} = \frac{dR_{\text{в}}}{d\tau} = 0$, то $\frac{dR_{\text{пр.сг}}}{d\tau}$ можно представить в виде (3.20). Окончательно получаем изменение газовой постоянной рабочего тела по времени

$$\frac{dR}{d\tau} = \left[1 - (1 + \alpha_b l_0) \frac{m_{\text{нсг}}}{m} \right] \left[\left(\frac{\partial R_{\text{пр.сг}}}{\partial T_\infty} \right) \frac{dT_\infty}{d\tau} + \left(\frac{\partial R_{\text{пр.сг}}}{\partial p_\infty} \right) \frac{dp_\infty}{d\tau} \right] - \frac{1}{m} \left[(1 + \alpha_b l_0) R_{\text{пр.сг}} - \alpha_b l_0 R_b - R_r \right] \frac{dm_{\text{нсг}}}{d\tau}. \quad (3.40)$$

Как и на внутреннюю энергию рабочего тела, на газовую постоянную отдельные параметры T_∞ , p_∞ и α_b влияют неодинаково [15] и только при $T_\infty > 1800$ К и $\alpha_b < 1,2$ (характерные значения для двигателей с внешним смесеобразованием) влияние параметров T_∞ и α_b довольно существенно.

Таким образом, однозонные модели рабочих процессов двигателей с внутренним и внешним смесеобразованием, в основном, различаются составами рабочего тела, прежде всего характером изменения коэффициента избытка воздуха в течение рабочего процесса: в двигателях с внутренним смесеобразованием его значение меняется с течением времени (уменьшается), в двигателях с внешним смесеобразованием — остается постоянным.

3.3. Двухзонная модель

3.3.1. Основные предпосылки создания.

Коэффициент избытка воздуха

В реальных условиях значения локальной температуры рабочего тела в КС двигателя различаются. Это, прежде всего, относится к процессу сгорания, при котором разность значений между температурой продуктов сгорания и температурой еще несгоревшей топливоздушной смеси может превышать 1000...1500 К. Осредненная по объему КС температура рабочего тела, определяемая с помощью однозонной модели, сильно отклоняется от ее локальных значений, что не позволяет использовать однозонную модель для достоверной оценки токсичности выпускных газов или теплообмена в КС.

Известно, что оксиды азота образуются интенсивно при температуре $T_\infty > 1700...1800$ К в течение нескольких миллисекунд. Для некоторых двигателей, особенно с внутренним смесеобразованием, максимальное значение осредненной по объему КС тем-

пературы рабочего процесса находится в этом же интервале и, на первый взгляд, в выпускных газах таких двигателей не должно быть оксидов азота. Однако на практике наблюдается обратное, и это объясняется тем, что в КС локальные значения температуры рабочего тела значительно превышают их осредненное по объему значение, а именно эти высокие локальные температуры и являются причиной образования оксидов азота (см. далее гл. 7).

Ясно, что для изучения различных химических реакций, приводящих к образованию вредных веществ, необходимо знать максимальные значения локальной температуры рабочего тела, которая примерно вдвое может превышать осредненную по объему температуру, рассчитанную с помощью однозонной модели. Следует отметить, что тепловое излучение в КС — физический процесс, играющий важную роль в теплообмене, особенно в КС двигателей с внутренним смесеобразованием, также существенно зависит от значений локальных температур. Это приводит к необходимости создания многозонных моделей расчета рабочего процесса, самая простая из которых — двухзонная модель. В основе создания двухзонной модели лежат следующие предпосылки [2, 10, 15].

1. Полный объем, занимаемый рабочим телом, условно поделен на две зоны. В одной зоне находится не успевшая еще сгореть рабочая смесь, в другой — продукты сгорания. Эти зоны разделены фронтом пламени, и каждая из них имеет свою температуру.

2. В каждой из зон в произвольный момент времени рабочее тело рассматривается как однородная смесь, значения локальной температуры которой внутри каждой зоны не различаются, могут различаться только значения температуры в отдельных зонах.

3. Давление в объеме КС и, следовательно, внутри обеих зон в произвольный момент времени одинаково, и локальные значения давления не различаются.

4. После каждого изменения температуры мгновенно устанавливается химическое равновесие. На основе этого допущения определяются количественные показатели двухзонной модели.

5. Остаточные газы, как и в случае однозонной модели, сначала перемешиваются в одной зоне с несгоревшей смесью, а затем, после начала процесса сгорания, пропорционально уменьшению массы несгоревшей смеси переходят в другую зону со сгоревшей смесью, так что для каждого момента времени устанавливаются определенные доли остаточных газов в этих зонах.

Различие одно- и двухзонной моделей заключается в том, что с помощью однозонной модели рассчитывают усредненную по объему КС температуру T_∞ , а с помощью двухзонной — температуру T'_∞ в зоне несгоревшей смеси и T''_∞ в зоне сгоревшей смеси. Очевидно, что после начала процесса сгорания

$$T''_\infty > T'_\infty. \quad (3.41)$$

В дальнейшем одним штрихом в верхнем индексе будем обозначать все параметры, относящиеся к зоне несгоревшей смеси, а двумя штрихами — к зоне сгоревшей смеси. Поскольку значения температуры T'_∞ и T''_∞ различаются только после начала процесса сгорания (т. е. при закрытых органах газового обмена), использование двухзонной модели целесообразно только в фазе высоких давлений, а для фаз низких давлений (для процессов выпуска и впуска) — однозонной модели.

Основное отличие процессов сгорания в двигателях с внешним и внутренним смесеобразованием в случае однозонной модели, как уже убедились, связано с коэффициентом избытка воздуха. *Мгновенный коэффициент избытка воздуха* для зоны со сгоревшей смесью в КС двигателя с внутренним смесеобразованием определяют как для однозонной модели (см. (3.3)):

$$\alpha_{\text{в}} = \frac{m'' - (m_{\text{впр}} + m''_{r\tau})}{(m_{\text{впр}} + m''_{r\tau})l_0}. \quad (3.42)$$

Суммарный коэффициент избытка воздуха аналогично (3.2)

$$\alpha_{\text{в}}^{\Sigma} = \frac{m - (m_{\text{ц}} + m_{r\tau})}{(m_{\text{ц}} + m_{r\tau})l_0}, \quad (3.43)$$

где $m = m' + m''$ — общая масса заряда в цилиндре двигателя; $m_{r\tau} = m'_{r\tau} + m''_{r\tau}$ — общая масса топлива в остаточных газах, часть которого $m'_{r\tau}$ попадает в зону несгоревшей смеси, а другая часть $m''_{r\tau}$ — в зону сгоревшей смеси. Очевидно, что значение $\alpha_{\text{в}}$ в конце процесса сгорания соответствует значению $\alpha_{\text{в}}^{\Sigma}$.

В двухзонную модель двигателя с внутренним смесеобразованием целесообразно ввести еще один *коэффициент избытка воздуха* — *локальный*, характеризующий мгновенный процесс сгорания на условной границе раздел зон, т. е. непосредственно в очаге

сгорания. Действительно, к моменту времени τ за элементарный промежуток времени $d\tau$ элементарная масса dm' несгоревшей смеси преобразуется в dm'' . Этот процесс можно охарактеризовать с помощью локального мгновенного коэффициента избытка воздуха, записанного аналогично (3.42) в следующем виде:

$$\alpha_{\text{в}i} = \frac{\frac{dm''}{d\tau} - \left(\frac{dm_{\text{впр}}}{d\tau} + \frac{dm''_{r\tau}}{d\tau} \right)}{\left(\frac{dm_{\text{впр}}}{d\tau} - \frac{dm''_{r\tau}}{d\tau} \right) l_0}. \quad (3.44)$$

Ясно, что локальные значения мгновенного коэффициента избытка воздуха в объеме КС двигателя с внутренним смесеобразованием существенно меняются как с течением времени, так и по координатам. В связи с этим определить его перераспределение по объему КС очень сложно или, в лучшем случае, возможно только с грубыми приближениями. Естественно, что вводя коэффициент $\alpha_{\text{в}i}$, не преследуют цель точно описать фактическое перераспределение воздуха в топливозвоздушной смеси, это делают, чтобы иметь возможность влиять на протекание процесса сгорания и его окончание.

3.3.2. Определение мгновенных значений массы рабочего тела в отдельных зонах

Согласно закону сохранения массы в произвольный момент времени масса рабочего тела в цилиндре двигателя

$$m = m' + m''. \quad (3.45)$$

Дифференцируя это выражение по времени τ и учитывая, что при внутреннем смесеобразовании во время закрытых органов газообмена изменение массы заряда равно изменению массы топлива,

ва, $\frac{dm}{d\tau} = \frac{dm_{\text{впр}}}{d\tau}$, получаем

$$\frac{dm''}{d\tau} = \frac{dm_{\text{впр}}}{d\tau} - \frac{dm'}{d\tau}. \quad (3.46)$$

В силу гипотезы мгновенного сгорания $\frac{dm_{\text{впр}}}{d\tau} = \frac{dm_{\text{сг}}}{d\tau}$, массу

сгоревшего топлива, обозначенную для однозонной модели через m_{cr} , для двухзонной модели обозначим через m''_T , тогда

$$\frac{dm_{впр}}{d\tau} = \frac{dm''_T}{d\tau}. \quad (3.47)$$

Уравнение (3.46) устанавливает связь между изменениями масс сгоревшей и несгоревшей смеси. В соответствии с гипотезой о пропорциональном перераспределении массы остаточных газов между мгновенными значениями массы m' и m'' имеем

$$\frac{1}{m} \frac{dm'}{d\tau} = \frac{1}{m_{rT}} \frac{dm'_{rT}}{d\tau} = -\frac{1}{m_{rT}} \frac{dm''_{rT}}{d\tau}, \quad (3.48)$$

так как $m_{rT} = m'_{rT} + m''_{rT} = \text{const}$ и $dm'_{rT} = -dm''_{rT}$. Используя последнее выражение, из (3.44) получаем однозначную зависимость между мгновенным коэффициентом избытка воздуха $\alpha_{вi}$ и мгновенно реагирующей массой dm' (или dm''), такую, что по одному из заданных значений можно рассчитать другое. Действительно, из (3.48) следует, что

$$\frac{dm'}{d\tau} = -\frac{m}{m_{rT}} \frac{dm''_{rT}}{d\tau}. \quad (3.49)$$

Подставив (3.49) в (3.46), найдем изменение массы в зоне сгоревшей смеси:

$$\frac{dm''}{d\tau} = \frac{dm_{впр}}{d\tau} + \frac{m}{m_{rT}} \frac{dm''_{rT}}{d\tau}. \quad (3.50)$$

С учетом (3.44) из (3.50) получим

$$\frac{dm''}{d\tau} = \frac{m - m_{rT}}{m - m_{rT}(1 + \alpha_{вi}l_0)} \left(1 + \alpha_{вi}l_0\right) \frac{dm_{впр}}{d\tau}. \quad (3.51)$$

Изменение массы в зоне несгоревшей смеси найдем из (3.46), подставив в него (3.51):

$$\frac{dm'}{d\tau} = -\frac{m}{m - m_{rT}(1 + \alpha_{вi}l_0)} \alpha_{вi}l_0 \frac{dm_{впр}}{d\tau}. \quad (3.52)$$

Таким образом, уравнения (3.51) и (3.52) выражают изменения массы соответственно в зонах сгоревшей и несгоревшей смеси в зависимости от значения локального мгновенного коэффициента избытка воздуха.

3.3.3. Основные уравнения двухзонной модели

Для составления уравнений состояния и энергии следует рассмотреть каждую зону отдельно.

Зона несгоревшей смеси. Поскольку $p_\infty = p'_\infty = p''_\infty$, уравнение состояния для этой зоны запишем в виде $p_\infty V' = m' R' T'_\infty$, или в дифференциальной форме как

$$p_\infty \frac{dV'}{d\tau} + V' \frac{dp_\infty}{d\tau} = m' R' \frac{dT'_\infty}{d\tau} + m' T'_\infty \frac{dR'}{d\tau} + R' T'_\infty \frac{dm'}{d\tau}. \quad (3.53)$$

Температура в зоне практически не превышает значения $T'_{\infty \max} = 1000 \dots 1300$ К, а функция $R' = R'(T'_\infty)$ в этом диапазоне значений практически не меняется, поэтому $\frac{dR'}{d\tau} = 0$.

Согласно первому закону термодинамики уравнение энергии запишем в виде

$$\frac{d(m'u')}{d\tau} = \frac{dQ_x}{d\tau} - \frac{dQ'_w}{d\tau} - p_\infty \frac{dV'}{d\tau} + h' \frac{dm'}{d\tau}. \quad (3.54)$$

В этой зоне $\frac{dQ_x}{d\tau} = 0$, поскольку нет тепловыделения, а рабочее тело обменивается теплотой со стенками КС и зоной со сгоревшей смесью. Составляющая $p_\infty \frac{dV'}{d\tau}$ в (3.54) соответствует механической работе, возникающей в результате изменения объема зоны, а $h' = u' + R' T'_\infty$ — удельной энтальпии несгоревшего газа.

В двигателях с внутренним смесеобразованием в такой зоне содержится смесь из воздуха и остаточных продуктов сгорания. Поскольку доля последних в воздухе невелика, можно принять, что удельная теплоемкость такая же, как для чистого воздуха ($c'_V = c_{Vв}$), и через нее выразить изменения внутренней энергии в этой зоне:

$$\frac{d(m'u')}{d\tau} = m' \frac{du'}{d\tau} + u' \frac{dm'}{d\tau} = m' c_{V_B} \frac{dT'_\infty}{d\tau} + c_{V_B} T'_\infty \frac{dm'}{d\tau}. \quad (3.55)$$

Газовая постоянная рабочего тела в зоне в случае внутреннего смесеобразования соответствует газовой постоянной смеси двух компонентов: воздуха и остаточных газов, т. е.

$$R' = \frac{m_B}{m'} R_B + \frac{m_r}{m'} R_r. \quad (3.56)$$

В общем случае газовая постоянная остаточных газов $R_r = R_r(T'_\infty, p_\infty, \alpha_B)$. Вследствие относительно низких температур изменение постоянной R_B в зависимости от температуры T'_∞ не существенно и обусловлено коэффициентом α_B . Однако при значении $\alpha_B > 1$ (внутреннее смесеобразование) можно принять $R_r = R_B = R' = \text{const}$.

Окончательно из (3.54) получим изменение температуры рабочего тела

$$\frac{dT'_\infty}{d\tau} = \frac{1}{m' c_{V_B}} \left(\frac{p_\infty V' dm'}{m' d\tau} - p_\infty \frac{dV'}{d\tau} - \frac{dQ'_w}{d\tau} \right). \quad (3.57)$$

Зона сгоревшей смеси. Уравнение состояния аналогично (3.53) запишем в виде $p_\infty V'' = m'' R'' T''_\infty$ или в дифференциальной форме

$$p_\infty \frac{dV''}{d\tau} + V'' \frac{dp_\infty}{d\tau} = m'' R'' \frac{dT''_\infty}{d\tau} + m'' T''_\infty \frac{dR''}{d\tau} + R'' T''_\infty \frac{dm''}{d\tau}. \quad (3.58)$$

На основе первого закона термодинамики уравнение энергии аналогично (3.54) представим в виде

$$\frac{d(m''u'')}{d\tau} = \frac{dQ'_x}{d\tau} - \frac{dQ'_w}{d\tau} - p_\infty \frac{dV''}{d\tau} + h'' \frac{dm''}{d\tau}. \quad (3.59)$$

Тепловыделение в этой зоне соответствует тепловыделению во всем объеме КС, поэтому

$$\frac{dQ'_x}{d\tau} = \frac{dQ_x}{d\tau} = H_u \frac{dm_{\text{внр}}}{d\tau}. \quad (3.60)$$

Закон сохранения энергии, выраженный через удельные энтальпии h' и h'' (3.54), принимает вид

$$h'' \frac{dm''}{d\tau} = - h' \frac{dm'}{d\tau}. \quad (3.61)$$

В (3.59) $p_\infty \frac{dV''}{d\tau}$ — механическая работа, осуществляемая за счет изменения объема зоны; $\frac{dQ'_w}{d\tau}$ — теплообмен со стенками КС и с несгоревшей смесью.

Изменение внутренней энергии в левой части (3.59) определяется общей функциональной зависимостью

$$u'' = u''(T''_\infty, p_\infty, \alpha_B). \quad (3.62)$$

Отсюда следует, что

$$\frac{du''}{d\tau} = \left(\frac{\partial u''}{\partial T''_\infty} \right) \frac{dT''_\infty}{d\tau} + \left(\frac{\partial u''}{\partial p_\infty} \right) \frac{dp_\infty}{d\tau} + \left(\frac{\partial u''}{\partial \alpha_B} \right) \frac{d\alpha_B}{d\tau}. \quad (3.63)$$

Отметим, что в этой зоне по сравнению с зоной несгоревшей смеси более высокая температура рабочего тела, которая, как и коэффициент избытка воздуха и давление, оказывает влияние на изменение внутренней энергии [12, 15].

Аналогично (3.62) имеем

$$R'' = R''(T''_\infty, p_\infty, \alpha_B), \quad (3.64)$$

тогда

$$\frac{dR''}{d\tau} = \left(\frac{\partial R''}{\partial T''_\infty} \right) \frac{dT''_\infty}{d\tau} + \left(\frac{\partial R''}{\partial p_\infty} \right) \frac{dp_\infty}{d\tau} + \left(\frac{\partial R''}{\partial \alpha_B} \right) \frac{d\alpha_B}{d\tau}. \quad (3.65)$$

Окончательно из (3.59) получим изменение температуры

$$\frac{dT''_\infty}{d\tau} = \frac{1}{m'' \left(\frac{\partial u''}{\partial T''_\infty} \right)} \times \left[\frac{p_\infty V'' dm''}{m'' d\tau} - p_\infty \frac{dV''}{d\tau} + \frac{dQ'_x}{d\tau} - \frac{dQ'_w}{d\tau} - m'' \left(\frac{\partial u''}{\partial p_\infty} \right) \frac{dp_\infty}{d\tau} - m'' \left(\frac{\partial u''}{\partial \alpha_B} \right) \frac{d\alpha_B}{d\tau} \right]. \quad (3.66)$$

Из (3.66) следует, что для определения изменения температуры $\frac{dT_{\infty}''}{d\tau}$ необходимо знать законы тепловыделения и теплообмена в КС. В зоне несгоревшей смеси, согласно (3.57), тепловыделение отсутствует. Как и в случае использования однозонной модели рабочего процесса, уравнение (3.66) можно преобразовать с учетом дифференциальной формы уравнения состояния, исключив из него изменение давления, а также используя (3.65).

Следует подчеркнуть, что двухзонная модель рабочего процесса также позволяет решить две основные задачи.

1. Рассчитать изменения температуры рабочего тела в отдельных зонах и его давления в цилиндре двигателя в соответствии с заданным законом тепловыделения.

2. Определить тепловыделение при заданном изменении давления рабочего тела в цилиндре двигателя.

Как и в случае однозонной модели, рассмотрим возможности определения некоторых вспомогательных величин, необходимых при практическом использовании уравнений (3.57) и (3.66).

3.3.4. Особенности расчета теплообмена в рабочем процессе двигателя с внутренним смесеобразованием

Все известные формулы для расчета нестационарного, но усредненного по поверхности КС теплового потока или коэффициента теплоотдачи [3, 5, 20] содержат усредненную по объему КС нестационарную температуру $T_{\infty}(\tau)$, и поэтому их можно успешно использовать в случае однозонной модели (см. § 3.1). При двухзонной модели рабочего процесса требуется рассчитать теплообмен в обеих зонах, а также между зонами, что, естественно, усложняет задачу по сравнению с однозонной моделью.

В двигателях с внутренним смесеобразованием смесь гетерогенная и рабочий процесс (особенно при повышенных нагрузках) сопровождается интенсивным выделением сажи, высокотемпературные мельчайшие частицы которой являются основными генераторами теплового излучения в КС. Доля радиационного теплового потока достигает значительных величин, и его можно рассчитать с применением осредненного значения степени черноты излучающего газа в КС [6]. Изменения теплового потока для обеих зон в общем виде запишем в виде уравнения теплового баланса:

$$\frac{dQ_w}{d\tau} = \frac{dQ_{Kw}}{d\tau} + \frac{dQ_{K\text{разд}}}{d\tau} + \frac{dQ_R}{d\tau}, \quad (3.67)$$

где Q_{Kw} — конвективный теплообмен со стенками КС, имеющими площадь поверхности F_w ; $Q_{K\text{разд}}$ — конвективный теплообмен, отнесенный к площади поверхности $F_{\text{разд}}$ раздела зон; Q_R — радиационный теплообмен.

Конвективный теплообмен со стенками

$$dQ_{Kw}'' = \alpha''(T_{\infty}'' - T_w'')F_w''d\tau. \quad (3.68)$$

Теплообмен, отнесенный к площади поверхности разделения зон, по существу, следует рассматривать как теплопередачу через поверхность фронта пламени (границу раздела зон). Тогда коэффициент теплопередачи

$$k = \frac{1}{1/\alpha' + 1/\alpha'' + \delta/\lambda}, \quad (3.69)$$

где α' , α'' — коэффициенты теплоотдачи на границе раздела зон соответственно; λ — теплопроводность на границе раздела зон. Согласно основным допущениям двухзонной модели толщина фронта пламени $\delta \rightarrow 0$. Тогда коэффициент теплопередачи (3.69) можно представить как приведенный коэффициент теплоотдачи

$$k = \frac{\alpha'\alpha''}{\alpha' + \alpha''}, \quad (3.70)$$

а сам процесс теплообмена считать конвективным. Количество теплоты, переданной через поверхность раздела зон,

$$dQ_{K\text{разд}}'' = k(T_{\infty}'' - T_{\infty}')F_{\text{разд}}d\tau. \quad (3.71)$$

Радиационный теплообмен значителен только для зоны сгоревшей смеси, так как в нем находятся частицы сажи, при этом радиационный тепловой поток действует на всей площади $(F_w'' + F_{\text{разд}})$ поверхности, окружающей зону сгоревшей смеси,

$$dQ_R'' = \varepsilon\sigma_0 \left\{ F_w'' \left[\left(\frac{T_{\infty}''}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_w''}{100} \right)^4 \right] + F_{\text{разд}} \left[\left(\frac{T_{\infty}''}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\infty}'}{100} \right)^4 \right] \right\} d\tau. \quad (3.72)$$

Подставляя (3.68), (3.71) и (3.72) в (3.67), получаем изменение теплового потока с течением времени

$$\frac{dQ_w''}{d\tau} = \alpha''(T_\infty'' - T_w'')F_w'' + k(T_\infty'' - T_\infty')F_{\text{разд}} + \varepsilon\sigma_0 \left\{ F_w'' \left[\left(\frac{T_\infty''}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_w''}{100} \right)^4 \right] + F_{\text{разд}} \left[\left(\frac{T_\infty''}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_\infty'}{100} \right)^4 \right] \right\}. \quad (3.73)$$

Несгоревшая смесь не содержит частиц сажи — генераторов излучения. Поскольку основной компонент этой зоны при внутреннем смесеобразовании — воздух, являющийся диатермическим телом, — можно считать, что радиационный теплообмен в этой зоне отсутствует. Тогда аналогично (3.73) будем иметь

$$\frac{dQ_w'}{d\tau} = \alpha'(T_\infty' - T_w')F_w' + k(T_\infty' - T_\infty'')F_{\text{разд}}. \quad (3.74)$$

В выражениях (3.72)–(3.74) площади поверхностей F_w' , F_w'' и $F_{\text{разд}}$ в течение рабочего процесса изменяются и точно определить их мгновенные значения очень сложно, особенно это относится к двигателям с внутренним смесеобразованием, где топливо распыливается из многодырчатой форсунки и образуется несколько очагов сгорания и, следовательно, несколько зон. Подчеркнем, двухзонная модель как концептуальная модель объединяет все реальные зоны со сгоревшей смесью в одну условную зону. Основное представление о форме и размерах реальных зон можно получить посредством высокоскоростной фото- и кинорегистрации на опытных установках. Однако такое оборудование, как правило, дорогостоящее и не всегда имеется в наличии. Поэтому обычно считают, что величины F_w' и F_w'' изменяются пропорционально соответствующим текущим объемам V' и V'' :

$$\frac{F_w'}{F_w} = \frac{V'}{V}; \quad \frac{F_w''}{F_w} = \frac{V''}{V}, \quad (3.75)$$

где $F_w(\tau)$ — общая мгновенная площадь тепловоспринимающей поверхности цилиндра.

Более проблематично определение площади поверхности раздела зон, которая в моменты начала и конца процесса сгорания равна нулю. Между этими моментами времени значения $F_{\text{разд}}$ в

основном, обусловлены способом смесеобразования и процессом сгорания. В настоящее время более или менее достоверно эту площадь можно оценить с помощью скоростной кино- и фото-съемки. Методы приближенного определения величин F_w' , F_w'' и $F_{\text{разд}}$, а также α' и α'' связаны с погрешностями, и в целях их уменьшения целесообразно сопоставлять полученный для двухзонной модели общий тепловой поток из отдельных зон с тепловым потоком, полученным для однозонной модели. Если разность при этом небольшая, можно утверждать, что теплообмен в случае двухзонной модели рассчитан удовлетворительно.

Право на такое утверждение дает тот факт, что теплообмен однозонной модели рабочего процесса значительно лучше исследован и априори можно принять, что существенных ошибок при его определении не будет. Все сказанное подтверждает, что расчет теплообмена с помощью двухзонной модели рабочего процесса связан с гораздо большими сложностями, чем с помощью однозонной модели.

3.3.5. Определение мгновенных значений объема рабочего тела в отдельных зонах

Анализируя уравнения (3.57) и (3.66), видим, что для расчета параметров рабочего тела и площадей поверхности теплообмена (3.75) в отдельных зонах на основе двухзонной модели следует определить изменения мгновенных значений объема $\frac{dV'}{d\tau}$ и $\frac{dV''}{d\tau}$.

В случае однозонной модели, как мы уже убедились, требуется задать изменение только общего объема цилиндра, и это несложно при заданных кинематической схеме кривошипно-шатунного механизма и геометрических размерах КС. В случае двухзонной модели мгновенный общий объем цилиндра

$$V = V' + V'', \quad (3.76)$$

или в дифференциальной форме,

$$\frac{dV}{d\tau} = \frac{dV'}{d\tau} + \frac{dV''}{d\tau}. \quad (3.77)$$

Поскольку определить $\frac{dV}{d\tau}$ несложно, то, как следует из (3.77),

при известном значении изменения одного из объемов $\left(\frac{dV'}{d\tau}\right)$ или $\left(\frac{dV''}{d\tau}\right)$ легко вычислить изменение другого. Изменение объема $\frac{dV'}{d\tau}$ сначала найдем из (3.57), затем в полученное выражение подставим $\frac{dT'_{\infty}}{d\tau}$ из (3.53) (учитывая при этом, что $\frac{dR'}{d\tau} = 0$), а также $\frac{dm'}{d\tau}$ из (3.52) и окончательно получим

$$\frac{dV'}{d\tau} = -\frac{1}{p_{\infty} \left(1 + \frac{c_{V_B}}{R'}\right)} \times \left[\frac{m}{m - m_{r\tau}(1 + \alpha_{B_i} l_0)} \alpha_{B_i} l_0 \frac{dm_{впр}}{d\tau} (R' + c_{V_B}) T'_{\infty} + \frac{dQ_w}{d\tau} + \frac{V'}{R'} c_{V_B} \frac{dp_{\infty}}{d\tau} \right]. \quad (3.78)$$

Изменение объема $\frac{dV''}{d\tau}$ определим в соответствии с (3.77).

3.3.6. Особенности двухзонной модели рабочего процесса двигателя с внешним смесеобразованием

Расчет рабочего процесса двигателя с внешним смесеобразованием имеет характерные особенности, которые обусловлены тем, что $\alpha_B = \text{const}$. Сформулируем основные отличительные черты рабочего процесса двигателя с внешним смесеобразованием, которые следует учитывать при создании двухзонной модели.

1. Коэффициент избытка воздуха $\alpha_B = \text{const}$, следовательно, суммарный α_B^{Σ} , мгновенный α_B и локальный α_{B_i} коэффициенты избытка воздуха имеют одинаковые значения, т. е.

$$\alpha_B^{\Sigma} = \alpha_B = \alpha_{B_i} = \text{const}. \quad (3.79)$$

2. В цилиндре при закрытых органах газообмена в случае внешнего смесеобразования масса рабочего тела не изменяется, т. е. $\frac{dm}{d\tau} = 0$ (если не учитывать утечки). Тогда из равенства $m = m' + m''$ следует, что

$$\frac{dm'}{d\tau} = -\frac{dm''}{d\tau}. \quad (3.80)$$

Изменение массы $dm''/d\tau$ вычислим по уравнению, аналогичному (3.51):

$$\frac{dm''}{d\tau} = -\frac{m}{m - m_{r\tau}(1 + \alpha_{B_i} l_0)} (1 + \alpha_{B_i} l_0) \frac{dm_{сг}}{d\tau} = -\frac{dm'}{d\tau}. \quad (3.81)$$

3. В зоне с несгоревшим рабочим телом кроме воздуха содержатся и остаточные газы, и пары топлива, тогда изменение его внутренней энергии

$$\frac{d(m'u')}{d\tau} = \frac{d(m_B u_B)}{d\tau} + \frac{d(m_{HCl} u_{r\tau})}{d\tau} + \frac{d(m_{r\tau} u_{r\tau})}{d\tau}. \quad (3.82)$$

Изменение внутренней энергии воздуха и паров топлива можно определить с помощью выражений, аналогичных (3.33) и (3.34) соответственно:

$$\frac{du_B}{d\tau} = c_{V_B} \frac{dT'_{\infty}}{d\tau}; \quad (3.83)$$

$$\frac{du_{r\tau}}{d\tau} = c_{V_{r\tau}} \frac{dT'_{\infty}}{d\tau}. \quad (3.84)$$

Теплоемкость паров бензина можно вычислить, используя (3.36) и (3.37). Внутреннюю энергию остаточных газов представим как функцию

$$u_{r\tau} = u_{r\tau}(T'_{\infty}, p_{\infty}, \alpha_B), \quad \text{где } \alpha_B = \text{const}. \quad (3.85)$$

Влияние давления невелико, поэтому им можно пренебречь и выражение для определения изменения внутренней энергии остаточных газов записать в виде

$$\frac{du_{r\tau}}{d\tau} = \left(\frac{\partial u}{\partial T'_{\infty}} \right) \frac{dT'_{\infty}}{d\tau}. \quad (3.86)$$

Газовую постоянную определим так же, как при внутреннем смесеобразовании (см. (3.56)):

$$R' = \frac{m_B}{m'} R_B + \frac{m_{HCl}}{m'} R_{r\tau} + \frac{m_{r\tau}}{m'} R_{r\tau}. \quad (3.87)$$

Однако вследствие низкого значения α_v и наличия паров бензина нельзя считать, что $R_v = R'$, как в двигателях с внутренним смесеобразованием. В то же время очевидно, что при внешнем, как и внутреннем смесеобразовании R' — практически постоянная величина, т. е. $\frac{dR'}{d\tau} = 0$.

4. Внутренняя энергия сгоревшей смеси определяется уравнением (3.63), как при внутреннем смесеобразовании. Газовую постоянную для этой зоны вычисляют на основе (3.65), учитывая, что последний член из этого выражения выпадает, так как при внешнем смесеобразовании $\frac{d\alpha_v}{d\tau} = 0$.

5. Уравнения (3.67)–(3.74), выведенные для двигателей с внутренним смесеобразованием, остаются в силе. Поскольку при внешнем смесеобразовании сажа практически не выделяется, радиационный тепловой поток очень мал и в качестве основных излучателей выступают двухатомные газы, обладающие селективным излучением [3], в связи с чем в этих уравнениях радиационными составляющими можно пренебречь.

3.3.7. Сравнительный анализ одно- и двухзонных моделей

Сопоставление рассмотренных выше моделей показывает, что однозонная модель проще, соответственно, удобнее для расчета рабочего процесса и поэтому в настоящее время она находит широкое распространение. Однако при решении отдельных задач, связанных, например, с определением токсичности, теплообмена, диссоциации, требуется разрабатывать многозонные модели. Ясно, что двухзонная модель — простейшая из многозонных моделей и как более обобщенная всегда может быть использована вместо однозонной.

На основе одно- и двухзонных моделей были проведены специальные исследования дизеля без наддува [15]. На рис. 3.2 приведены некоторые результаты расчета и видно, что в наибольшей степени значения температуры рабочего тела различаются в окрестности ВМТ, после начала процесса сгорания. Разность между значениями температуры рабочего тела в отдельных зонах превышает 1500 К, а максимальное значение температуры в зоне со сгоревшей смесью превышает 2800 К.

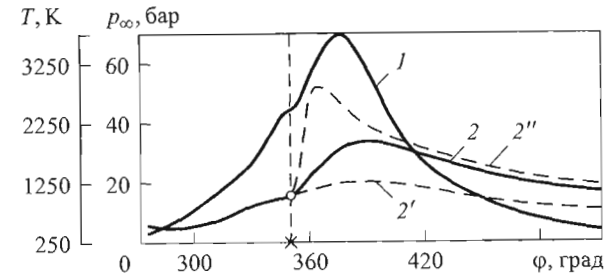
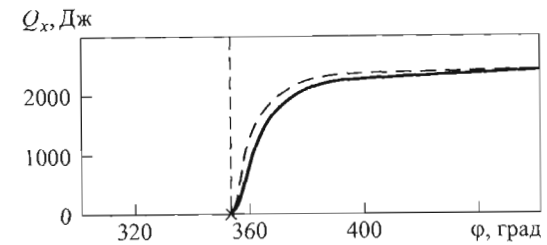
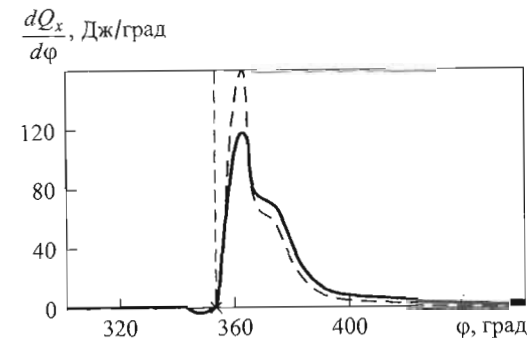


Рис. 3.2. Изменение давления (1) и температуры (2, 2', 2'') рабочего тела в зависимости от угла поворота коленчатого вала:

2 — однозонная модель; 2', 2'' — отдельные зоны двухзонной модели; × — начало процесса сгорания (дизель $S/D = 12/12$ см/см; $\epsilon = 16,3$; $p_e = 5,7$ бар; $n = 1500$ мин⁻¹; $\alpha_v = 1,7$)



a



б

Рис. 3.3. Диаграммы тепловыделения (а) и скорости тепловыделения (б), полученные с помощью однозонной (—) и двухзонной (---) моделей рабочего процесса: × — начало процесса сгорания

Скорость тепловыделения (рис. 3.3) до достижения температурного максимума в зоне сгоревшей смеси в случае двухзонной модели больше по сравнению с однозонной. Это объясняется тем, что вследствие высокой температуры в фазе сгорания теплоемкость, внутренняя энергия и одновременно скорость сгорания растут. После достижения значения $T_{\infty}'' = \max$ имеет место обратная картина, так как с понижением температуры теплоемкость также уменьшается, причем заметнее, чем в случае использования двухзонной модели, вследствие чего при однозонной модели снижается скорость сгорания.

Таким образом, при использовании двухзонной модели в первой фазе сгорания происходит более интенсивное преобразование энергии, чем при однозонной модели, а во второй фазе — наоборот. При этом к моменту окончания процесса сгорания теплоотдача стенкам КС и тепловыделение в случае использования обеих моделей примерно одинаковые.

Разница между потерями теплоты (рис. 3.4), рассчитанными с применением одно- и двухзонных моделей, объясняется тем, что формулы для расчета теплообмена содержат усредненную по объему температуру T_{∞} рабочего тела, т. е. они пригодны для однозонных моделей. При их использовании в двухзонных моделях следует итерационным путем добиться совпадения расчетных значений для обеих моделей.

При разработке как однозонных, так и двухзонных моделей рабочего процесса двигателя с внутренним смесеобразованием наиболее важным является учет изменения коэффициентов избытка

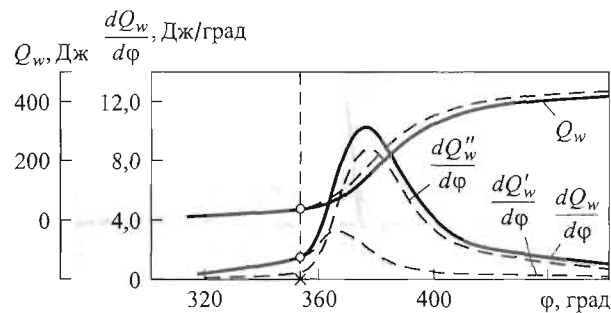


Рис. 3.4. Диаграммы теплообмена в цилиндре двигателя, полученные с помощью однозонной (—) и двухзонной (----) моделей: × — начало процесса сгорания

ка воздуха (рис. 3.5). Для определения мгновенного значения коэффициента избытка воздуха α_v необходимо знать массу топлива, сгоревшего к данному моменту времени, поэтому при использовании однозонной модели в начале процесса сгорания α_v имеет весьма высокие значения, которые к концу процесса сгорания непрерывно уменьшаются (см. рис. 3.5).

Иной характер имеет изменение коэффициента избытка воздуха α_v в случае двухзонной модели. В зоне с несгоревшим рабочим телом в начале процесса сгорания имеется обогащенная топливом рабочая смесь, а по мере протекания процесса сгорания она обедняется. На рис. 3.5 изображено изменение локальных значений мгновенного коэффициента избытка воздуха α_{vi} , приводящее в конечном счете к хорошему совпадению расчетных и экспериментальных значений оксидов азота. В начале процесса сгорания значение $\alpha_{vi} \approx 0,7$ соответствует обогащенной смеси, а после начала процесса сгорания, в частности в его первой фазе, растет линейно до значения $\alpha_{vi} \approx 2,8$. Мгновенный коэффициент избытка воздуха, усредненный по всему объему КС, остается постоянным и равным значению $\alpha_v \approx 1,7$, которое было принято для обеих моделей и которое соответствует рассмотренному режиму работы двигателя. Естественно, что при таком представлении функцию $\alpha_{vi}(\tau)$ нельзя использовать для точного задания α_{vi} . Видимо, этим обусловлено то, что значения тепловыделения в рабочем процессе для одно- и двухзонных моделей не совпадают (см. рис. 3.4). В двигателях с внешним смесеобразованием, для которых $\alpha_v = \alpha_{vi} = \text{const}$, диаграммы тепловыделения, рассчитанные с помощью одно- и двухзонных моделей, согласуются гораздо лучше [15, 16, 19].

Приближенное определение функции $\alpha_v(\tau)$ при использовании двухзонной модели очевидным образом отражается на изме-

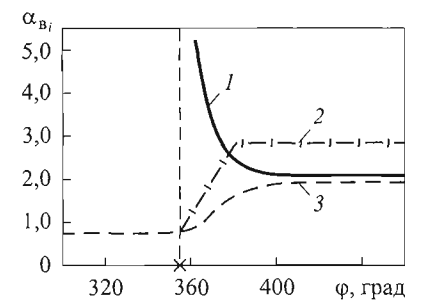


Рис. 3.5. Зависимость коэффициента избытка воздуха от угла поворота коленчатого вала:

1 — α_v для однозонной модели; 2 — α_{vi} для двухзонной модели; 3 — α_v для двухзонной модели; × — начало процесса сгорания

нению двухзонной модели очевидным образом отражается на изме-

нении температуры в отдельных зонах. В частности, осложняется определение максимального значения температуры, а также момента его достижения. Максимальная температура, как известно, достигается при стехиометрических количествах воздуха, и момент ее достижения непосредственно зависит от функции $\alpha_v = \alpha_v(\tau)$. В то же время, если в начале процесса сгорания значение α_{vi} будет задано достаточно точно, то его значение в конце процесса сгорания можно определить, тем более, что диапазон значений α_{vi} , как правило, небольшой.

Таким образом, использование двухзонной модели рабочего процесса двигателя с внутренним смесеобразованием связано гораздо с большими сложностями, чем однозонной. В случае необходимости ее применения особенно внимательно следует подойти к вопросу определения коэффициента избытка воздуха, а также теплообмена со стенками КС и особенно между отдельными зонами. В связи с этим двухзонная модель находит наиболее широкое распространение применительно к ДВС с внешним смесеобразованием [9].

3.4. Многозонная модель

Решение многих важных задач теории поршневых двигателей осложняется недостатком информации об изменении локальных значений нестационарной температуры рабочего тела в объеме КС в течение рабочего цикла. К таким задачам можно отнести, например, определение локальных образований оксидов азота, локальных тепловых нагрузок на основные детали, оптимального перераспределения впрыскиваемого топлива в объеме КС и т. п. Сложность заключается в том, что трехмерное и нестационарное температурное поле рабочего тела образуется в цилиндре двигателя в результате протекания сложнейших газодинамических процессов, процессов впрыскивания, перемешивания, испарения и сгорания топлива, в связи с чем без предварительных расчетов этих процессов его невозможно определить.

Для расчета локальных нестационарных температур рабочего тела в цилиндре двигателя применяют многозонные модели рабочего тела.

Ниже рассмотрена нульмерная многозонная модель, разработанная в МГТУ им. Н.Э. Баумана [1, 2, 4] и предназначенная для

расчета значений локальной нестационарной температуры рабочего тела в цилиндре поршневого двигателя с непосредственным впрыскиванием топлива.

3.4.1. Основная система уравнений

В качестве основной концепции служит метод контрольных объемов (МКО), согласно которому рабочий объем цилиндра двигателя есть конечное число отдельных контрольных объемов (КО) (рис. 3.6), для каждого из которых соблюдаются интегральные законы сохранения. При этом каждый КО следует рассматривать как отдельную объемную зону, в которой после попадания отдельной части топлива происходит его испарение и сгорание. Чтобы рассчитать параметры процессов испарения и сгорания топлива в отдельных КО V_i (см. рис. 3.6), необходимо в первую очередь определить долю от цикловой подачи топлива, попадающего в КО, т. е. его концентрацию в КО. Для этого необходимо определить геометрические размеры топливного факела и его динамику, а также распределение концентрации топлива по его сечениям, причем следует учитывать влияние вихревого движения воздушного заряда. Эти вопросы подробно рассмотрены в гл. 5, здесь принимается, что концентрация топлива в отдельном КО известна.

Изменение внутренней энергии рабочего тела в произвольной i -й зоне происходит в результате внешних (тепломассообмен с примыкающими зонами) и внутренних (процессы испарения и сгорания) воздействий. На основе первого закона термодинамики для открытых систем с учетом подвода (отвода) теплоты, механической работы и энтальпии это изменение запишем как

$$\begin{aligned} \sum_k u_{ik} \frac{dm_{ik}}{d\tau} + \left(\sum_k m_{ik} c_{vk} \right) \frac{dT_i}{d\tau} + \Delta u_{исп} \frac{dm_{исп i}}{d\tau} + \Delta u_{ср} \frac{dm_{ср i}}{d\tau} = \\ = \sum_j^{n_v} \lambda_{ij} \frac{T_j - T_i}{S_{ij}} F_{ij} + \sum_j^{n_w} \alpha_{ij} (T_i - T_j) F_{ij} + \\ + \sum_j^{n_v + n_{wv}} \Psi_{ij} \sigma_0 (T_j^4 - T_i^4) - \frac{m_i R_i T_i}{V_i} \frac{dV_i}{d\tau} + \sum_j^{n_v} \left(\sum_k h_k \frac{dm_k}{d\tau} \right)_{ij}, \end{aligned} \quad (3.88)$$

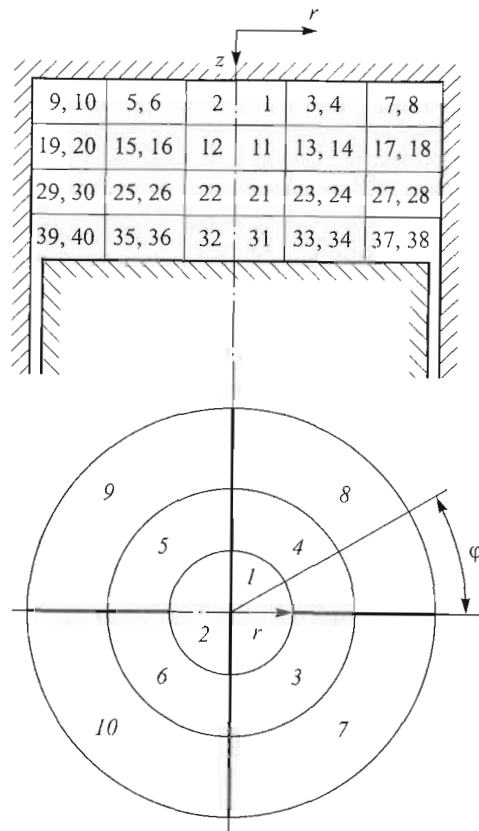


Рис. 3.6. Представление рабочего объема дизеля в виде конечного числа КО ($i = 40$)

где λ — коэффициент теплопроводности; α — коэффициент теплоотдачи; n_i — число зон (КО), примыкающих к i -й зоне; n_{iv} — число участков поверхности, примыкающих к i -й зоне; n_{vv} — общее число зон (КО) в объеме цилиндра; n_{vvv} — общее число участков поверхностей, ограничивающих этот объем; m — масса рабочего тела; S — расстояние между центрами зон (КО); F — площадь поверхности теплообмена; Ψ — взаимная поверхность обмена излучением; σ_0 — постоянная излучения. Остальные обозначения в (3.88) являются общепринятыми в термодинамике и уже были использованы выше.

Суммарные для всех k компонентов рабочего тела (жидкое и парообразное топлива, кислород, водяной пар, двуоксид углерода, азот и т. п.) приращения удельных внутренних энергий $\Delta u_{исп}$ и $\Delta u_{сг}$, отнесенные соответственно к массе испаряющегося и сгоревшего топлива, определяются как разность между их значениями до и после процесса испарения (сгорания). Теплоемкость при постоянном объеме c_V для каждого k -го компонента можно представить как функцию от температуры.

Количество уравнений в системе (3.88) обусловлено заданным количеством зон (КО) в цилиндре двигателя; ее решают относительно температуры T_i . В результате получаем значения локальной температуры рабочего тела в объеме КО в зависимости от времени. Таким образом, здесь под локальной температурой понимают температуру части рабочего тела, сосредоточенного в локальном КО (в зоне) V_i , т. е. $T_i = \frac{1}{V_i} \int T dV$, и внутри самого КО температура

распределена равномерно и меняется только с течением времени (см. разд. 2.1). Очевидно, что именно такой подход позволяет определить локальную температуру, т. е. температуру каждого КО, и делает возможным применение нульмерной модели, т. е. модели, не содержащей координат x , y , z для расчета локальной температуры рабочего тела. Отметим, что количество КО практически не ограничено, а их изменение (сжатие–расширение) происходит только по направлению оси цилиндра (по ходу поршня). Для решения (3.88) можно использовать известные методы численного интегрирования обыкновенных дифференциальных уравнений (Рунге — Кутта, Хемминга и т. п.), однако предварительно необходимо рассмотреть некоторые частные задачи.

3.4.2. Расчет скоростей испарения и сгорания в отдельных зонах

В исходных данных для расчета необходимо задать долю впрыскиваемого топлива $\bar{m}_{\tau i} = \frac{\Delta m_{впр i}}{\Delta m_{впр}}$ для каждой i -й зоны в определенный момент времени. Очевидно, что при определении ве-

личины $\bar{m}_{\tau i}$ следует учитывать закон впрыскивания, направление и угол раскрытия струи топлива, количество сопловых отверстий форсунки, концентрацию топлива в различных сечениях факела и т. д. (см. далее гл. 5, а также [6, 9]).

Для расчета скорости испарения в i -й зоне воспользуемся уравнением

$$\frac{dm_{\text{исп}i}}{d\tau} = K_{\text{исп}i} m_{\tau i}, \quad (3.89)$$

где $m_{\tau i}$ — масса жидкого топлива в i -й зоне. Коэффициент испарения, согласно [8]:

$$K_{\text{исп}} = \frac{3 a_{\text{ксп}} 4 \text{Sh} D \rho_{\text{н.п}}}{2 a_{\text{ксп}V} a_{\text{ср}V}^2 \rho_{\tau}}, \quad (3.90)$$

где $a_{\text{ксп}} = \int_0^{\infty} a f(a) da$ — средний диаметр капли топлива; $f(a)$ — функция перераспределения капель по размерам (см. далее гл. 5);

$a_{\text{ксп}V} = \left[\int_0^{\infty} a^3 f(a) da \right]^{1/3}$ — средний объемный диаметр капли;

$\text{Sh} = \frac{\beta a_{\text{ксп}V}}{D}$ — число Шервуда (β и D — коэффициенты массообмена и диффузии соответственно); $\rho_{\text{н.п}}$ — плотность насыщенного пара (равна плотности топлива на поверхности капель); ρ_{τ} — плотность жидкого топлива.

Скорость сгорания топлива в i -й зоне существенно зависит от температуры и концентрации паров топлива, которые имеют явно локальные распределения в объеме КС. Поэтому в нашем случае важно, чтобы в выражениях скорости реакции содержались две эти величины.

Рассмотрим бимолекулярную реакцию в i -й зоне между газообразным топливом массой $m_{\tau i}$ и кислородом массой $m_{\text{O}_2 i}$, т. е.

$$\frac{dm_{\text{сг}i}}{d\tau} = K_{\text{сг}i} m_{\tau i} m_{\text{O}_2 i}, \quad (3.91)$$

где $K_{\text{сг}i}$ — функция от температуры и энергии активации, согласно закону Аррениуса (см. далее гл. 7).

Для расчета скоростей изменения масс $m_{\tau i}$, $m_{\tau i}$ и $m_{\text{O}_2 i}$ воспользуемся уравнениями балансов, согласно которым разность масс впрыснутого и испарившегося топлива

$$\bar{m}_{\tau i} \frac{dm_{\text{всп}}}{d\tau} - K_{\text{исп}i} m_{\tau i} = \frac{dm_{\tau i}}{d\tau}, \quad (3.92)$$

а масса газообразного топлива равна сумме масс участвующего в реакции сгорания и испаренного топлива:

$$\frac{dm_{\tau i}}{d\tau} = -K_{\text{сг}i} m_{\tau i} m_{\text{O}_2 i} + K_{\text{исп}i} m_{\tau i}. \quad (3.93)$$

Чтобы определить скорость изменения массы кислорода $m_{\text{O}_2 i}$, необходимой для замыкания системы, будем исходить из соображения, что она находится в прямо пропорциональном соотношении с массой реагирующего топлива $m_{\text{сг}i}$.

Таким образом, уравнения (3.89)–(3.93) позволяют определить значения скоростей испарения $\frac{dm_{\text{исп}i}}{d\tau}$ и сгорания $\frac{dm_{\text{сг}i}}{d\tau}$, необходимые при расчете локальной температуры рабочего тела в соответствии с (3.88).

3.4.3. Массообмен между зонами

Массообмен между зонами (КО) оказывает влияние на локальные термодинамические параметры рабочего тела, в частности на локальную температуру T_i . Для расчета полей скоростей в КС двигателя воспользуемся концепцией, предложенной в [12].

Расчет будем вести на каждом шаге в два этапа. На первом этапе полагаем, что отдельная зона имеет непроницаемые перегородки, т. е. КО рассматривается как закрытая термодинамическая система. Термодинамические параметры в такой системе изменяются за счет внутренних воздействий (испарение, сгорание), а также в результате изменения объема вследствие перемещения поршня. В каждой зоне таким образом определяем значения давления p_i .

На втором этапе непроницаемые перегородки между отдельными зонами мгновенно убираем, в результате существующего перепада давления между зонами начинается массообмен, т. е. происходит выравнивание давлений по всему объему КС. Когда давление $p_i(\tau)$ во всех зонах будет принимать значение индикаторного давления $p_\infty(\tau)$ в цилиндре, массообмен между зонами закончится. Подводимая (отводимая) масса к i -й зоне

$$\Delta m_i = \left(\frac{p_\infty}{R_2 T_{i2}} - \frac{p_i}{R_1 T_{i1}} \right) V_i. \quad (3.94)$$

Здесь индексы 1, 2 соответствуют параметрам в исходном состоянии (первый этап) и в состоянии после массообмена (второй этап). Массообмен между двумя КО можно выразить на основе уравнения Бернулли следующим образом:

$$\frac{\Delta m_{ij}}{\Delta \tau} = \frac{p_j - p_i}{|p_j - p_i|} \rho_{ij} F_{ij} \sqrt{\frac{2|p_j - p_i|}{\rho_{ij}}}. \quad (3.95)$$

При этом, согласно закону сохранения массы,

$$\Delta m_{ij} = -\Delta m_{ji}. \quad (3.96)$$

Очевидно, что турбулентность в объеме цилиндра будет существенно интенсифицировать массообмен между отдельными КО, т. е. при расчете Δm_{ij} вводим поправку на турбулентность в цилиндре двигателя. В данном случае это можно выполнить только приближенно, например, с помощью соотношений из [9, 12, 17], основанных на использовании эмпирических зависимостей для расчета турбулентного массообмена.

3.4.4. Теплообмен со стенками КС и отдельными зонами

Как следует из (3.88), для учета влияния теплообмена на изменение локальной температуры рабочего тела необходимо задать значения локальных коэффициентов теплопроводности λ_{ij} смеси газов и конвективного теплообмена α_{ij} со стенками КС, а также обобщенных взаимных поверхностей обмена излучением Ψ_{ij} . Эти поверхности следует определить для трех различных случаев: поверхность — поверхность $\Psi_{F_j F_i}$, поверхность — объем $\Psi_{F_j V_i}$ и объ-

ем — объем $\Psi_{V_j V_i}$. Несмотря на относительную сложность их определения, такие задачи успешно решены как для энергетических установок с постоянным объемом КС [14], так и для двигателей внутреннего сгорания [3, 12, 17].

Согласно [14] для расчета тепловых потерь используется уравнение энергии, а локальные температуры рабочего тела и поверхностей КС задают по результатам измерений. В [12] сделана попытка использования подхода [14] для КС дизеля с той лишь разницей, что предварительно теоретически оцениваются локальные температуры рабочего тела и стенок КС. В рассматриваемом случае, как и в [4, 12, 14], неизотермическое рабочее тело и ограничивающую его неизотермическую поверхность разделяют на отдельные КО и площади, которые далее считают изотермическими, а значения Ψ_{ij} рассчитывают на основе уравнения сохранения энергии, составленного для каждого КО и участка поверхности стенки КС [3]. В связи с этим применение МКО позволяет использовать зональный метод расчета радиационного теплообмена в КС дизеля [12].

В то же время расчет конвективного теплообмена при разбивке КС на отдельные зоны усложняется. Действительно, чтобы проинтегрировать (3.88), необходимо задать локальный коэффициент конвективного теплообмена α_{ij} , определение которого возможно, по крайней мере, двумя путями:

- 1) использованием известных соотношений для определения квазистационарного и усредненного по площади теплообмена;
- 2) проведением специальных расчетно-теоретических или экспериментальных исследований [3].

Например, в [18] избран первый (искусственный) путь и сделана попытка использования формулы Вошни [20] для расчета локального конвективного теплообмена в процессе сжатия. Однако при этом не учитываются локальные значения скорости рабочего тела, имеющей решающее влияние на конвективный теплообмен. В частности, конвекция в надпоршневом пространстве и в камере в поршне характеризуется одной и той же скоростью. Отметим, что в [18] локальными называют отдельные поверхности теплообмена в целом (поверхность камеры в поршне, поверхность крышки или поверхность гильзы), тогда как в рассматриваемом здесь случае локальным принимается теплообмен на любом произвольном участке этих поверхностей. Относительно простой путь для определения локального коэффициента теплоотдачи на основе его ус-

редненного по объему значения в случае многозонной модели предложен в [3].

Второй путь определения коэффициента α_{ij} является более надежным, но и более трудным, так как требует применения сложных моделей на основе теории пограничного слоя или проведения дорогостоящих экспериментов [3, 11].

Теплопроводность смеси газов λ_{ij} , строго говоря, следует рассчитывать с учетом турбулентного теплообмена в цилиндре двигателя, что в настоящее время — сложная задача. Однако можно предположить, что определение λ_{ij} на основе гипотезы о ламинарном течении не даст существенной разницы. Действительно, при расчетах эта разница частично компенсируется, так как турбулентный массообмен учитывается при определении внутренней энергии, которая вместе с тепловым потоком входит в уравнение сохранения энергии (3.88), соблюдение которого контролируется для каждой зоны.

3.4.5. Анализ результатов расчета

Мгновенное значение локальной температуры рабочего тела в центральной части КС может достигать 3000 К (рис. 3.7), вблизи поверхности поршня или крышки оно существенно меньше. При этом около крышки это значение больше, чем у поверхности поршня. Однако такое соотношение не является строго стабильным и определяется, в основном, неравномерностью перераспределения концентраций топлива и воздушного заряда по отдельным зонам. Только в некоторых областях КС локальная нестационарная температура рабочего тела приближается к среднемассовой температуре.

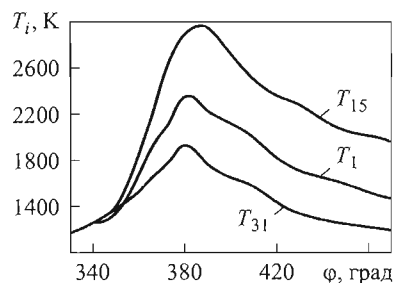


Рис. 3.7. Зависимость локальной нестационарной температуры рабочего тела в камере сгорания (индексы температур соответствуют номерам КО на рис. 3.6) от угла поворота коленчатого вала

Проверка полученных результатов путем непосредственного измерения локальных температур рабочего тела в КС двигателя связана с большими сложностями. Современные экспериментальные методы, например методы флуоресценции и

оптического индицирования, дорогостоящие и, как правило, требуют изготовления прозрачной КС [3].

В целях достижения достоверных результатов при расчете необходимо учитывать следующее.

1. При определении скоростей испарения и сгорания вполне возможно, что скорости сгорания, рассчитанные для отдельных зон в соответствии с (3.91), в сумме не дают значения суммарной скорости сгорания во всем объеме КС. Это объясняется тем, что, во-первых, внутри зон не учитывается движение рабочего тела (а это движение непременно должно оказать влияние на скорость протекания химических реакций в зоне), а, во-вторых, значение энергии активации и предэкспоненциального множителя в уравнении Аррениуса требуют уточнения. Чтобы минимизировать возможный дисбаланс на каждом временном шаге $\Delta\tau$, следует скорректировать расчетные значения $\frac{\Delta m_{cgr i}}{\Delta\tau}$ так, чтобы выполнялось условие

$$\sum_i \frac{\Delta m_{cgr i}}{\Delta\tau} = \frac{x_2 - x_1}{\tau_2 - \tau_1} m_u, \quad (3.97)$$

где x_1, x_2 — доли сгоревшего топлива к моменту времени τ_1 и τ_2 соответственно. Значения x_1 и x_2 можно определить, например, с помощью уравнений Вибе, Разлейцева и др. (см. далее гл. 9), справедливость которых в таком случае принимается априори.

2. Согласно изложенной модели процесс турбулентного массообмена на каждом расчетном шаге можно считать достоверно оцененным только при выполнении условия

$$\frac{\sum_i |p_i - p_\infty|}{p_i} \leq \Delta p, \quad (3.98)$$

где p_∞ — давление в цилиндре двигателя, полученное экспериментально с помощью индикаторной диаграммы; Δp — заранее заданная малая величина.

3. Рассчитанные значения обобщенных взаимных поверхностей обмена излучения должны удовлетворять условиям Нуссельта об отделении геометрических факторов от энергетических

$$\sum_k^{n_{\text{zv}}} \Psi_{V_k F_i} + \sum_j^{n_{\text{mv}}} \Psi_{F_j F_i} = \varepsilon_i F_i;$$

$$\sum_j^{n_{\text{zv}}} \Psi_{V_j V_k} + \sum_i^{n_{\text{mv}}} \Psi_{F_i V_k} = 3,6 \alpha_k V_k, \quad (3.99)$$

где ε_i — степень черноты i -го участка поверхности КС; α_k — коэффициент ослабления радиационного излучения k -й зоны.

Соблюдение условий (3.97)–(3.99) сводит к минимуму возможные погрешности расчета локальных нестационарных температур рабочего тела в объеме КС дизеля. Один из косвенных путей оценки достоверности полученных результатов — сопоставление данных по локальному теплообмену, т. е. рассчитанные локальные температуры рабочего тела могут считаться достоверными, если они дают реальные значения локальных тепловых потоков на поверхностях КС. Более подробно многозонные модели рабочего процесса двигателя описаны в [4].

В заключение отметим, что рассмотренные в данной главе математические модели рабочего процесса основаны на обыкновенных дифференциальных уравнениях сохранения энергии, количества движения и массы. В этих уравнениях параметры изменяются только в зависимости от времени τ . Поэтому такие модели называют *нульмерными*, а их классификацию осуществляют по количеству выделенных в объеме цилиндра зон.

Многомерная (трехмерная) модель рабочего процесса поршневого двигателя, принципиально отличающаяся от проанализированных в настоящей главе нульмерных моделей, рассмотрена в гл. 10.

4. ОРГАНИЗАЦИЯ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

4.1. Генерация вихревого движения заряда

Поле скоростей в цилиндре двигателя — важнейший фактор, определяющий скорости процессов смесеобразования и сгорания, интенсивность теплообмена между рабочим телом и стенками КС. Чтобы процессы смесеобразования и сгорания протекали эффективно, необходимо создать вихревое движение с высокой степенью турбулентности. Это особенно важно для быстроходных и, прежде всего, автомобильных дизелей, в которых интервалы времени на организацию процессов смесеобразования и сгорания очень малы, и они могут затянуться. Принудительное завихрение заряда в КС — эффективное средство для ускорения этих процессов.

Газодинамическая картина течения (векторное поле скоростей) в цилиндре двигателя образуется в начале процесса впуска-наполнения и далее меняется в течение всего цикла. Истечение свежего заряда через впускные клапаны (в цилиндре четырехтактного двигателя) или через впускные окна (в цилиндре двухтактного двигателя) носит струйный характер. Взаимодействие струи со стенками цилиндра и движущимся поршнем порождает крупномасштабное вихревое движение внутри цилиндра. Организованное вращательное движение заряда в цилиндре двигателя часто называют закруткой. Интенсивность закрутки существенно зависит не только от геометрии впускных клапанов или впускных окон, но и от конфигурации впускного канала. При этом не следует забывать о том, что основная задача впускной системы в целом и впускного канала в частности — обеспечение (по возможности) максимального наполнения цилиндра свежим зарядом. В зависимости от этого различают два вида впускного канала — однофункциональный канал, обеспечивающий требуемое наполнение цилиндра (максимальный коэффициент наполнения), и двухфункциональ-

ный канал, обеспечивающий наряду с наполнением и закрутку заряда. Первый из них, в основном, применяют в бензиновых двигателях с внешним смесеобразованием и в дизелях с разделенными КС, второй — в дизелях с непосредственным впрыскиванием. В бензиновых двигателях с внутренним смесеобразованием также используют двухфункциональные каналы. В этих двигателях закрутка заряда не только способствует организации качественных процессов смесеобразования и сгорания, но и позволяет добиваться расслоения заряда в объеме цилиндра, обеспечивая тем самым работу бензинового двигателя на сильно обедненных смесях (см. далее гл. 11).

Генерация вихревого движения в цилиндре двигателя во время впуска осуществляется тремя способами. Первый заключается в

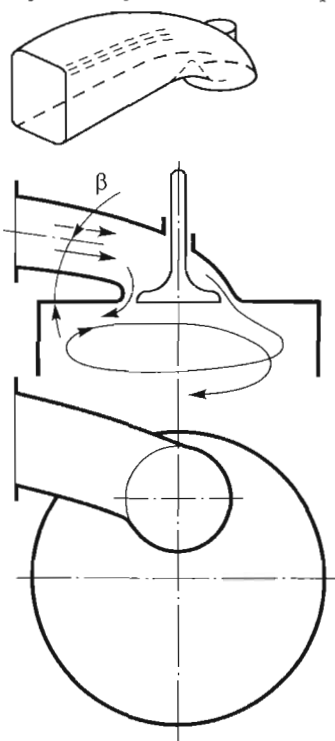


Рис. 4.1. Схема образования вихревого движения заряда в цилиндре при наличии тангенциального канала

обеспечении с помощью впускного канала подвода струи свежего заряда по касательной к стенке цилиндра двигателя (рис. 4.1). Такой впускной канал, называемый тангенциальным, способствует созданию вихревого движения воздушного заряда, устремляющегося вниз к поршню по винтообразной траектории. Угол наклона β такого канала обычно меньше, чем у однофункционального канала. По периметру клапанной щели происходит неравномерное истечение, основная причина которого — соударение заряда со стержнем и тарелкой клапана и отражение от них. В цилиндре возникает обратный поток, который, сталкиваясь с основным, затухает. Турбулентное перемешивание основного и обратного потоков при впуске приводит к потерям кинетической энергии заряда, которая должна сохраняться в цилиндре к моменту впрыскивания топлива. Форма и размеры этих каналов обычно ограничены конструкци-

ей головки цилиндра двигателя, и коэффициент расхода для них относительно небольшой.

Второй распространенный способ закрутки заряда основан на генерации вихревого движения во впускном канале до входа заряда в цилиндр. Впускной канал в этом случае имеет форму спирали, расположенной вокруг стержня впускного клапана (рис. 4.2). Закрутка потока обусловлена, в основном, геометрией самого канала и практически не зависит от его месторасположения относительно оси цилиндра двигателя. Истечение по периметру клапанной щели при таком канале равномерное, обратных потоков в отличие от тангенциального канала не возникает и соответственно не затрачивается кинетическая энергия на гашение противотоков и к моменту впрыскивания топлива сохраняется большее количество кинетической энергии. При использовании всего периферийного входного сечения спирального канала можно получить более высокий коэффициент расхода при эквивалентной интенсивности закрутки заряда. Как следствие, это приводит к увеличению коэффициента наполнения. Спиральный канал, иногда его называют винтовым каналом, в зависимости от конструкции головки цилиндра и компоновки двигателя обычно имеет либо боковой, либо вертикальный (с падающим потоком) подвод заряда (см. рис. 4.2, а, б).

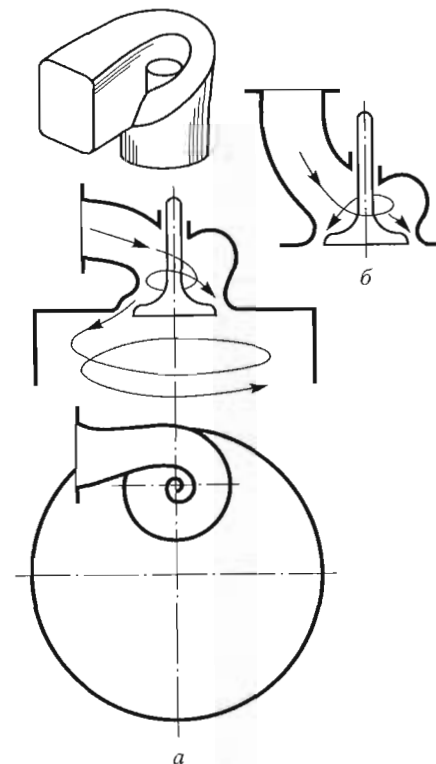


Рис. 4.2. Схема образования вихревого движения заряда в цилиндре при наличии спирального канала с боковым (а) и вертикальным (б) подводом

Третий способ закрутки заряда использовался еще в ранний период развития быстроходных дизелей и предусматривал создание направленного воздушного потока путем затенения части проход-

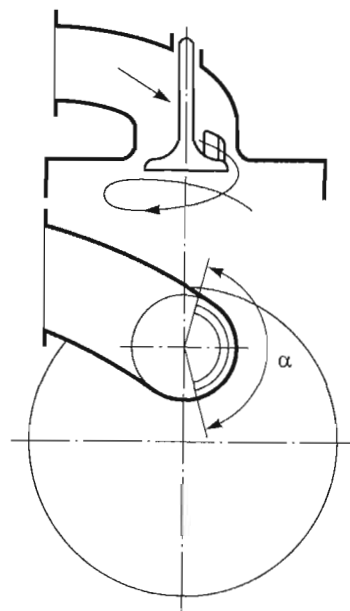


Рис. 4.3. Схема образования вихревого движения заряда при наличии впускного клапана с ширмой (α — угол заширмления)

сит не только коэффициент наполнения, но и поле скоростей в цилиндре двигателя в целом. Однако впускные клапаны с ширмой широко применяют в экспериментальных двигателях, а также при доводке серийных двигателей, так как они позволяют быстро, без переделки конструкции впускных каналов определить оптимальную интенсивность вихревого движения, а затем приступить к проектированию каналов, обеспечивающих требуемую закрутку заряда в цилиндре двигателя.

Гидравлическое сопротивление двухфункционального канала (тангенциального или спирального) обычно выше, чем однофункционального (при отсутствии ширмы на клапане). Потери в двухфункциональных каналах связаны с закруткой заряда, и они неблагоприятно влияют на коэффициент наполнения двигателя. Следует подчеркнуть, что интенсивность вихревого движения, генерируемого впускным каналом, должна быть согласована с процессом впрыски-

ного сечения с помощью специальной сегментной вставки, называемой *ширмой*, или *экраном*. При этом вставка может быть запрессована в головку под седло впускного клапана или расположена на самом клапане, как это показано на рис. 4.3. Очевидно, что этот способ является наиболее простым для превращения однофункционального впускного канала в двухфункциональный. В настоящее время впускные клапаны с ширмой в серийных двигателях практически не используют, так как кроме увеличения массы и стоимости клапанов повышается гидравлическое сопротивление и снижается коэффициент наполнения примерно на 5...10 %, особенно на высоких частотах вращения коленчатого вала [2, 13]. Кроме того, возникает проблема фиксации впускного клапана от проворачивания. Дело в том, что от положения ширмы в значительной степени зави-

вания топлива, в связи с чем основное назначение двухфункциональных каналов — обеспечение оптимальной закрутки воздушного потока, поскольку как высокая, так и низкая интенсивность вихревого движения может привести к ухудшению эффективных и экологических показателей двигателя. Воздушный поток после истечения через клапанную щель и взаимодействия со стенками цилиндра по мере перемещения поршня к НМТ принимает спиральную форму и опускается вниз (рис. 4.4). Очевидно, что интенсивность вихревого движения заряда внутри цилиндра в основном определяется конструкцией впускного канала, а ось вращения заряда не обязательно совпадает с осью цилиндра. Кроме того, на интенсивность вихревого движения значительное влияние оказывают расположение впускных каналов относительно стенки цилиндра, минимальное расстояние от кромки тарелки клапана до стенки цилиндра, перепад давления между надклапанным и внутрицилиндровым объемами.

Типичные эпюры тангенциальной c_u и аксиальной c_a компонент вектора скорости (далее тангенциальная и аксиальная скорости)

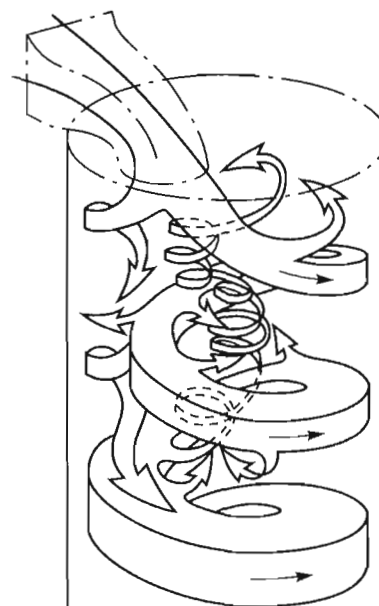


Рис. 4.4. Схема образования вихревого движения заряда в цилиндре двигателя в процессе впуска

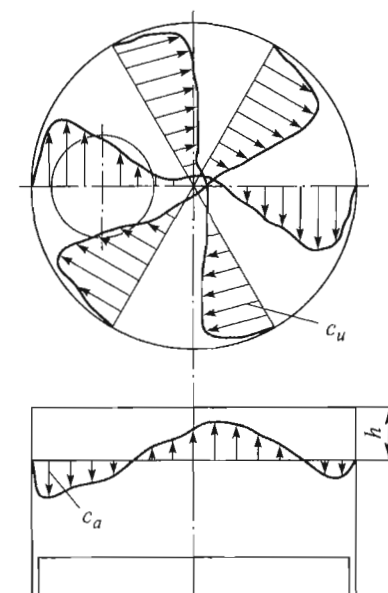


Рис. 4.5. Эпюры тангенциальной c_u и аксиальной c_a компонент вектора скорости воздушного заряда в процессе впуска

движения заряда в цилиндре двигателя при впуске приведены на рис. 4.5. В цилиндре работающего двигателя закрутка потока неравномерная, так как скорость его истечения из клапанной щели для каждого угла поворота коленчатого вала зависит от эффективного проходного сечения и от скорости движения поршня. Согласно экспериментальным данным скорость максимальна в первой половине процесса впуска [13], а в конце процесса впуска она уменьшается. Распределение скорости закрученного потока характеризуется нарастанием тангенциальной скорости по радиусу цилиндра (см. рис. 4.5), исключение составляет пристеночная область, где трение приводит к уменьшению скорости на поверхности до нулевого значения. Как следует из рисунка, на определенном расстоянии h от поверхности головки цилиндра эпюра тангенциальной скорости напоминает эпюру скорости вращения твердого тела. Поэтому часто в инженерных расчетах полагают, что вихревое движение в цилиндре двигателя происходит в соответствии с законом вращения твердого тела, т. е. имеет место так называемое квазитвердое течение. В центральной части цилиндра двигателя (см. рис. 4.4 и 4.5) возникает направленный вверх воздушный поток, тогда как основной поток перемещается вниз. Существование такого противотока в литературе обычно объясняется отражением основного потока от стенок КС. Не отрицая существование такого явления, следует также учитывать специфические свойства вихревого движения. В частности, специально проведенные исследования [10] показали, что при вращении воздушного заряда над неподвижной плоскостью в пограничных слоях возникает направленное внутрь радиальное течение, так называемое вторичное течение, которое со своей стороны в силу условия неразрывности вызывает восходящее в осевом направлении вторичное течение. В условиях турбулентного течения в цилиндре необходимо учитывать перенос импульса турбулентными пульсациями, что «смазывает» эффект вторичного течения, однако его влиянием не следует пренебрегать.

4.2. Интенсивность вихревого движения заряда и методы ее определения

Способность впускных каналов к генерации вихревого движения заряда, а также их гидравлическое сопротивление обычно оценивают с помощью методов математического и физического моде-

лирования [9]. Простейший и наиболее распространенный из них — метод статической и изотермической (на холодных физических моделях) продувки. Еще в 20-х годах XX в. немецкий ученый Ф. Засс исследовал воздействие воздушного заряда на пластину, оснащенную тензо- и индуктивными датчиками и устанавливаемую в КС дизеля. Таким образом он определял энергетические возможности воздушного заряда в цилиндре. Естественно, что наличие пластины в цилиндре двигателя приводило к деформации струи воздушного заряда, и поэтому английский ученый Г. Рикардо впервые заменил ее крыльчатый анемометром. Регистрируя частоту вращения крыльчатого анемометра, расположенного в цилиндре, он использовал отношение частот вращения крыльчатого анемометра и коленчатого вала двигателя, названное им «вихревым отношением». Ясно, что частота вращения крыльчатого анемометра в этом случае отождествлялась с частотой вращения воздушного заряда.

Картине вихревого движения (см. рис. 4.5) соответствует случай, когда закрутка воздушного заряда происходит вокруг оси цилиндра двигателя или вокруг другой оси, параллельной оси цилиндра. Вращение воздушного заряда при этом осуществляется в горизонтальной плоскости, расположенной перпендикулярно оси цилиндра двигателя. Такое вихревое движение типично для дизелей, назовем его горизонтальным воздушным вихрем. На рис. 4.6 приведена типичная схема измерения интенсивности горизонтального воздушного вихря с помощью крыльчатого анемометра. В настоящее время интегральную интенсивность горизонтального воздушного вихря в теории поршневых двигателей оценивают, используя следующие понятия вихревого отношения.

1. Интегральная интенсивность горизонтального вихря как вихревое отношение, введенное Рикардо,

$$D_n \stackrel{\text{def}}{=} \frac{n_v}{n}, \quad (4.1)$$

где n_v — частота вращения горизонтального воздушного вихря в цилиндре двигателя; n — частота вращения коленчатого вала двигателя. Выражение (4.1) применяют при использовании крыльчатого анемометра, с помощью которого и определяют значение n_v . Используемое в ряде случаев отношение угловых скоростей горизон-

тального воздушного вихря и коленчатого вала $D_{\omega} = \omega_b / \omega$ идентично отношению (4.1), что очевидно, так как $\omega = \pi n / 30$ и $\omega_b = \pi n_b / 30$.

2. Интегральная интенсивность горизонтального вихря как отношение тангенциальной c_u и аксиальной c_a скоростей движения заряда:

$$D_c \stackrel{\text{def}}{=} \frac{c_u}{c_a}. \quad (4.2)$$

Это выражение наиболее широко применяют при исследовании процессов смесеобразования и теплообмена, например, Г. Вошни использовал его для расчета мгновенного коэффициента теплоотдачи в поршневом двигателе [6].

3. Интегральная интенсивность горизонтального вихря как безразмерный комплекс:

$$D_M \stackrel{\text{def}}{=} \frac{MR\rho}{\dot{m}^2}, \quad (4.3)$$

где M — крутящий момент; R — радиус цилиндра двигателя; ρ , \dot{m} — плотность и массовый расход продувочного воздуха соответственно.

Соотношение (4.3) получено на основе экспериментально доказанного факта — крутящий момент M , создаваемый вращающимся воздушным зарядом относительно оси цилиндра, при данном ходе впускного клапана пропорционален квадрату массового расхода. Кроме соотношений (4.1)–(4.3) для оценки интенсивности горизонтального вихря часто используется непосредственно измеренный крутящий момент M [23, 29]. Очевидно, что приведенные выше формулы интенсивности горизонтального вихря дают интегральную характеристику закрутки заряда и не содержат информации о распределении скоростей.

В последнее время прежде всего в связи с использованием непосредственного впрыскивания

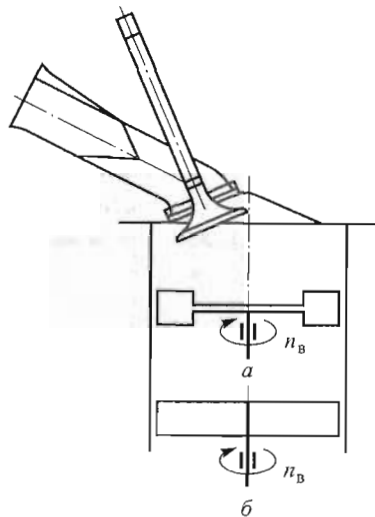


Рис. 4.6. Схема измерения интенсивности горизонтального вихря с помощью различных конструкций крыльчатого анемометра

топлива в бензиновых двигателях появился новый вид закрутки воздушного заряда, при котором его вращение в цилиндре двигателя происходит в вертикальной плоскости, параллельной оси цилиндра, т. е. ось вращения заряда перпендикулярна оси цилиндра. Такой вихрь будем условно называть вертикальным вихрем. В зарубежной научно-технической литературе вертикальный вихрь называют tumble [23]. Генерации вертикального вихря кроме впускного канала способствует форма КС, чаще всего это выемка на поршне (см. далее разд. 4.4).

Основное предназначение горизонтального воздушного вихря в дизелях — распыливание струи топлива в целях образования мелких капель и их интенсивного испарения в условиях конвекции, т. е. обеспечение качественных процессов смесеобразования и сгорания. При генерации вертикального вихря в цилиндре бензиновых двигателей с непосредственным впрыскиванием топлива преследуют иную цель — расслоение заряда с образованием в области свечи зажигания локальной зоны с обогащенной или нормальной смесью, которая способна воспламениться. Таким образом обеспечивается работа бензинового двигателя при $\alpha_b \gg 1$ (см. далее гл. 11).

Очевидно, что интенсивность вертикального вихря, как и горизонтального, можно оценить методами статической и изотермической продувки воздуха с применением крыльчатых анемометров (рис. 4.7). Интегральную интенсивность вертикального вихря в случае вертикально расположенного крыльчатого анемометра (см. рис. 4.7, б) или вращающейся сферы (см. рис. 4.7, а) можно оценить аналогичными (4.1)–(4.3) соотношениями:

$$T_n \stackrel{\text{def}}{=} \frac{n_b}{n}, \quad T_c \stackrel{\text{def}}{=} \frac{c_u}{c_a}, \quad T_M \stackrel{\text{def}}{=} \frac{MR\rho}{\dot{m}^2}. \quad (4.4)$$

На практике, конечно, не бывает вертикальной закрутки без горизонтального вихря и наоборот, поэтому горизонтальный и вертикальный вихри можно рассматривать только как предельные случаи закрутки воздушного заряда. Движение воздушного заряда в цилиндре трехмерное, и при турбулентном течении вихри могут возникать в любом направлении (см. рис. 4.4). Однако здесь речь идет о крупномасштабных вихрях, как вертикальных, так и горизонтальных, которые генерируются благодаря специально сконструированным впускным каналам или конструкции КС.

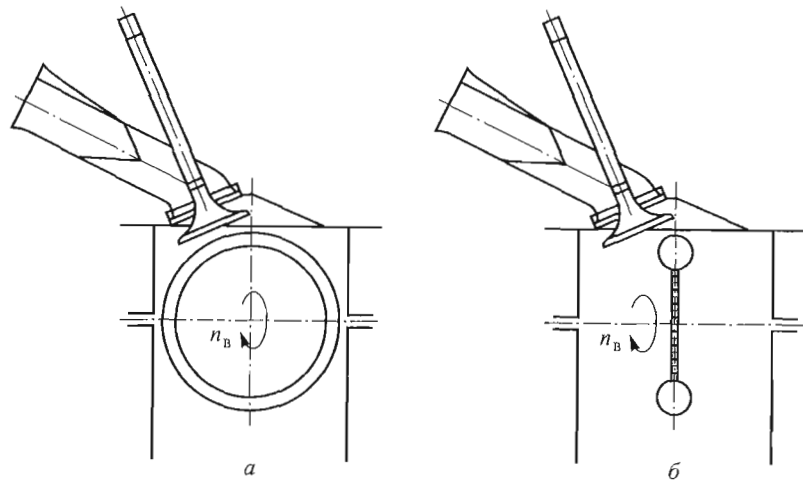


Рис. 4.7. Схемы измерения интенсивности вертикального воздушного вихря с помощью вращающейся сферы (а) и крыльчатого анемометра (б)

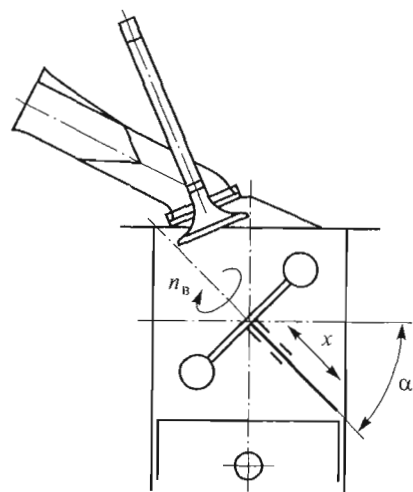


Рис. 4.8. Схема измерения горизонтального и вертикального вихрей с помощью крыльчатого анемометра:

α — угол перемещения крыльчатого анемометра; x — регулируемые параметры

С помощью крыльчатого анемометра с карданным валом (рис. 4.8) измеряют интенсивность вихревого движения воздушного заряда в произвольной плоскости цилиндра путем изменения угла α и перемещения анемометра вдоль направления x . Преимущество такой конструкции заключается еще и в том, что она позволяет определить локальную скорость воздушного заряда в цилиндре, для чего достаточно заменить анемометр зондом для измерения давления локального заторможенного потока.

Существование различных подходов при определении интегральной интенсивности воздушного вихря и оценке вихре-

образования (см. (4.1)–(4.3)) приводит к результатам, обобщение и сравнительный анализ которых затруднен. В связи с этим целесообразно найти однозначную взаимосвязь между параметрами D_n , D_c и D_M . Воспользуемся так называемым турбинным уравнением Эйлера для горизонтально расположенного крыльчатого анемометра (см. рис. 4.6). Тогда изменение крутящего момента

$$dM = r(c_{u1} - c_{u2})dm, \quad (4.5)$$

где r — текущая длина крыла крыльчатого анемометра (текущий радиус цилиндра) $r \in [0, R]$; c_{u1} и c_{u2} — тангенциальные скорости движения воздушного заряда до и после крыльчатого анемометра соответственно. Уравнение (4.5) справедливо в предположении, что крыльчатый анемометр представляет собой осевую турбину, не имеющую потерь на трение в подшипниках. Действующий на крыльчатом анемометре крутящий момент в этом случае соответствовал бы моменту, созданному вращающимся воздушным зарядом, если тангенциальная скорость после крыльчатого анемометра $c_{u2} = 0$. Учитывая, что $dm = \rho_a c_a 2\pi r dr$, имеем

$$M = \int_0^R 2\pi r^2 \rho_a c_a c_u dr = \frac{1}{2} \pi \rho_a R^3 c_a c_u. \quad (4.6)$$

В теории поршневых двигателей обычно используют допущения о том, что тангенциальная скорость в соответствии с законом вращения твердого тела $c_u = \omega_v r = \pi n_v r / 30$, а аксиальная определяется из уравнений расхода и приравнивается к средней скорости поршня

$c_m = Sn/30$, т. е. $c_m = c_a = \frac{\dot{m}}{\pi r^2 \rho_a}$. Соответственно принимают

профили скоростей линейными, влиянием пограничного слоя и мгновенной скоростью поршня пренебрегают. Выражение (4.6) является основным для оценки интегральной интенсивности вихревого движения воздушного заряда при применении метода статической продувки; оно позволяет обобщить и установить взаимосвязь между различными подходами. Действительно, по измеренным значениям M можно из уравнений (4.1) и (4.6) с учетом того, что $c_{uR} = \omega_v R$, и формулы (4.3) получить

$$D_c = \frac{2\pi R M \rho_a}{\dot{m}_b^2} = 2\pi D_M; \quad (4.7)$$

$$D_n = \frac{S}{\pi R} D_c; \quad D_M = \frac{R}{2S} D_n. \quad (4.8)$$

Соотношения (4.7), (4.8) получены для значения радиуса цилиндра $r = R$, где R и S — геометрические размеры цилиндра двигателя, т. е. для определения интегральной интенсивности вихревого движения воздушного заряда достаточно знать значения параметров M и \dot{m} , которые, как правило, непосредственно измеряют при статической продувке.

Отметим, что использование крыльчатых анемометров связано с некоторыми проблемами. Согласно (4.6) на крутящий момент (и на вращение крыльчатого анемометра) оказывает влияние распределение тангенциальных и аксиальных скоростей движения воздушного заряда. Эпюры этих скоростей (см. рис. 4.5) в различных горизонтальных плоскостях цилиндра не одинаковы, что обусловлено такими факторами, как форма впускных каналов, их месторасположение, размеры и т. д. В связи с этим крутящий момент и частота вращения крыльчатого анемометра изменяются в зависимости от его расположения в цилиндре двигателя, в частности, от расстояния h (см. рис. 4.5). Кроме того, в случае использования крыльчатого анемометра не соблюдается условие $c_{u2} = 0$, в связи с чем при анализе результатов обычно указывают расстояние от крышки цилиндра до плоскости измерения. Другими словами, крыльчатый анемометр не реагирует на действие всего воздушного заряда, распределенного по сечению, что может привести к погрешности при определении интегральной интенсивности вихревого движения воздушного заряда в цилиндре.

Указанных выше недостатков можно избежать, используя для измерения интегральной интенсивности вихревого движения метод, основанный на применении выпрямителя. На рис. 4.9 приведена схема расположения выпрямителя Типпельмана в цилиндре двигателя, состоящего из легкой керамической матрицы сотовой формы, после прохождения которой вектор скорости вихревого движения имеет только аксиальную компоненту. Вследствие этого действующий на выпрямитель крутящий момент соответствует крутящему моменту вихревого движения перед ним. В данном случае в отличие от крыльчатого анемометра распределение аксиальных и тангенциальных скоростей мало влияет на результат измерения интенсивности вихревого движения воздушного заряда.

В сферическом выпрямителе (рис. 4.10) тонкие отверстия в спрямляющей решетке в виде полых сферы расположены так, что их оси пересекаются в одной точке [30]. Через эту точку проходят оси, относительно которых в зависимости от движения вихревого заряда поворачивается сферический выпрямитель и измеряется крутящий момент. Масляная ванна, в которую погружена нижняя часть сферического выпрямителя, представляет собой карман кольцевой формы, при этом масло как уплотнитель предохраняет от утечек и гасит ударное действие воздушного вихря на выпрямитель. Вектор скорости вихревого движения имеет три компоненты: аксиальную c_a , направленную вдоль оси цилиндра; тангенциальную c_u , направленную по касательной к поверхности сферического выпрямителя, и центральную c_z , направленную к центру сферического выпрямителя. Учитывая, что тангенциальная скорость после выпрямителя равна нулю, из уравнений Эйлера (4.5) получаем $dM = R_{сф} c_u d\dot{m}_в$, где $R_{сф}$ — радиус спрямляющей решетки сферического выпрямителя, который связан с текущим радиусом цилиндра двигателя $r \in [0, R]$ по формуле $R_{сф} = r/\sin \beta$. Поскольку $c_u = c_a \sin \beta$, а элементарный массовый расход воздуха проходит через элементарную площадку $dF = r dr d\phi$ плоскости, перпендикулярной оси цилиндра, $d\dot{m}_в = \rho_в c_a dF$, то крутящий момент, передаваемый на сферический выпрямитель,

$$M = \int_0^R \int_0^{360} \rho_в c_a^2 r^2 dr d\phi, \quad (4.9)$$

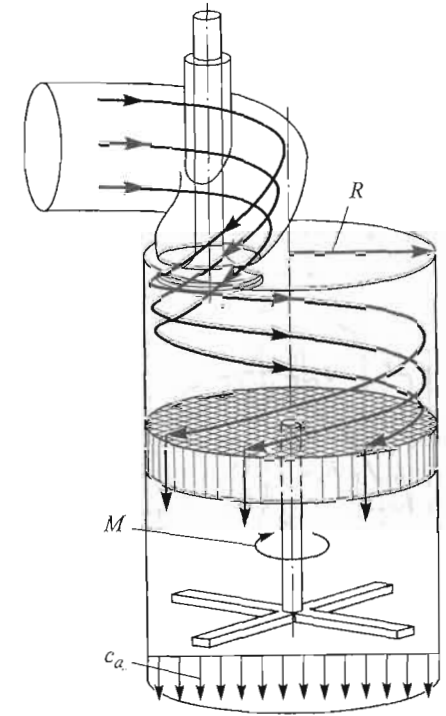


Рис. 4.9. Схема движения вихревого воздушного заряда через выпрямитель Типпельмана

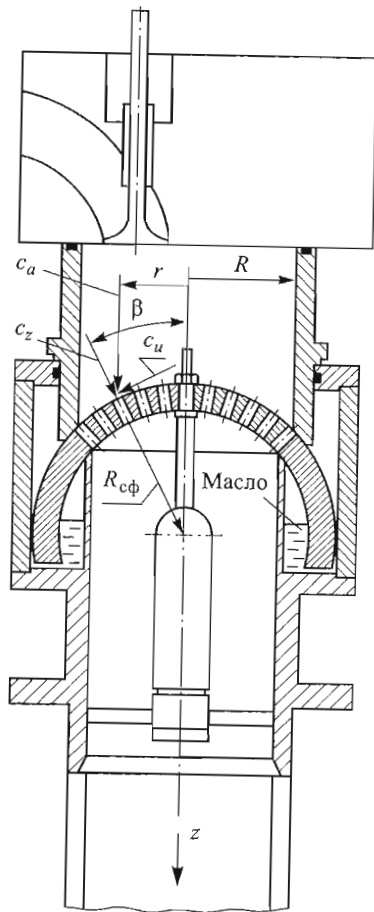


Рис. 4.10. Схема сферического выпрямителя

фирмы AVL ($S/D = 140/125$ мм/мм), полученные с помощью крыльчатого анемометра и выпрямителя (см. рис. 4.9), различаются (рис. 4.11 и 4.12). В целом характер изменения интенсивности вихревого движения в обоих случаях одинаков, однако в выпрямителе по сравнению с крыльчатым анемометром получают более высокие значения.

Метод статической продувки имеет некоторые ограничения. В частности, интегральная интенсивность вихревого движения (см. (4.1)–(4.3)), полученная методом статической продувки, не дает

где $d\phi \approx \sin(d\phi)$ — центральный угол элементарной части кольцевой площади шириной dr . Подчеркнем, что интегральное выражение (4.9) совпадает с выражением для момента количества движения относительно оси цилиндра двигателя. Действительно, момент количества движения для элементарного массового расхода $d\dot{m}_B$ на расстоянии r от оси цилиндра $dD = rdJ = rc_a d\dot{m}_B = \rho_B c_a^2 r^2 dr d\phi$, где $dJ = c_a d\dot{m}_B$ — элементарное количество движения. Таким образом, сферический выпрямитель позволяет измерить момент количества движения относительно трех пространственных осей, не реагирует на возникновение статического перепада давления, не связанного с движением заряда, следовательно, и другие силы, действующие на него, не влияют на измеренный момент количества движения.

Измерения, проведенные на стационарной установке [16], показали, что значения интегральной интенсивности движения вихревого воздушного потока одноцилиндрового экспериментального дизеля

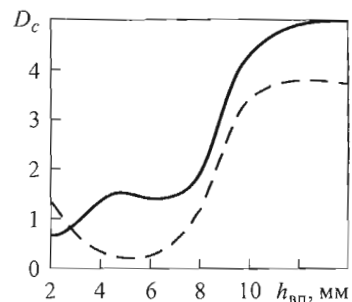


Рис. 4.11. Изменение интенсивности вихревого движения воздушного заряда в зависимости от хода впускного клапана при наличии тангенциально канала:

— с применением выпрямителя;
 - - - крыльчатого анемометра

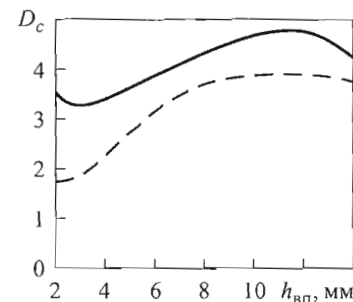


Рис. 4.12. Изменение интенсивности вихревого движения воздушного заряда в зависимости от хода впускного клапана при наличии спирального канала:

— с применением выпрямителя;
 - - - крыльчатого анемометра

представления о реальных изменениях скорости движения воздушного заряда в пространстве КС с течением времени. Это объясняется тем, что в методе статической продувки не моделируются ни циклический характер реального рабочего процесса, ни ярко выраженная нестационарность внутри самого цикла. Как известно, эти факторы в ряде случаев играют чрезвычайно важную роль, что указывает на ограниченные возможности применения результатов метода статической продувки для трактовки отдельных явлений в реальном цикле двигателя. Прежде всего следует сказать о роли интегральной интенсивности вихревого движения в оценке концентрации токсичных веществ в отработавших газах двигателя. Например, использование головок цилиндра двигателя с одинаковыми интегральными интенсивностями вихревого движения, определенным методом стационарной продувки, но с различными геометрическими конфигурациями каналов (тангенциальных и спиральных) приводит к разным значениям концентрации токсичных веществ, в частности, концентрации оксидов азота, в продуктах сгорания [16]. Кроме того, несмотря на идентичность интегральных интенсивностей вихревого движения, измеренные термоанемометром локальные нестационарные скорости в цилиндре двигателя сильно различаются в зависимости от формы впускного канала. Другими словами, при одинаковых значениях интеграль-

ной закрутки заряда концентрация оксидов азота определяется формой впускного канала, генерирующего закрутку. Причина состоит в том, что различные локальные скорости, как и различные локальные уровни турбулентности, генерируемые впускными каналами, несмотря на идентичность интегральной интенсивности вихревого движения, создают разные локальные условия для образования оксидов азота (прежде всего, локальные температуры и локальные коэффициенты избытка воздуха). Известно также, что интенсивность вихревого движения в начале процесса сгорания в основном влияет на образование оксидов азота, а в процессе развитого сгорания, вплоть до его окончания, — на образование сажи. Таким образом, интенсивность вихревого движения распределяется по фазам процесса сгорания при различной конфигурации впускных каналов по-разному. Это также указывает на некоторые ограничения метода статической продувки, связанные с объяснением причин разной концентрации оксидов азота при одинаковой интегральной интенсивности вихревого движения. Отметим, что мощность и удельный расход топлива при этом практически не изменяются, что подтверждает достоверность и надежность метода статической продувки, используемого для улучшения эффективных показателей двигателя.

Несмотря на указанные ограничения, *метод статической продувки* — эффективное средство для контроля качества изготовления впускных каналов, оптимизации их формы, обеспечивающей требуемые эффективные показатели двигателя. Кроме того, часто его используют для определения расходных характеристик органов газораспределения в цилиндре двигателя. Этот метод также применяют для сравнения однотипных впускных каналов по их способности к снижению вредных выбросов. Однако окончательно оценить способность впускных каналов к снижению вредных выбросов можно только после дополнительных исследований нестационарных процессов в цилиндре двигателя.

Не исключено, что два одинаково оцененных с помощью метода статической продувки впускных и выпускных канала при установке на двигатель дадут различные результаты [2].

Метод динамической продувки предусматривает наличие моделирующей установки, которая отличается от стенда, используемого в методе статической продувки, тем, что имеет: 1) реальный приводной механизм газораспределения; 2) реальные впускные (выпускные) трубопроводы; 3) возможность имитации воздейст-

вия движущегося поршня на процессы газообмена; 4) возможность имитации воздействия соседних цилиндров (например, с помощью пульсаторов); 5) возможность имитации турбины, компрессора и т. д. В [9] описана динамическая «холодная» модель двигателя, предназначенная для исследования процессов газообмена, где в качестве имитатора турбины используется двухступенчатый дроссель. При моделировании нестационарного течения в системе газообмена на такой установке требуется подбирать проходное сечение имитатора в зависимости от скоростного режима работы. На этой одноцилиндровой установке цилиндр, головка цилиндра и трубопроводы серийной конструкции, а поршень заменен золотником, позволяющим получить изменение давления в цилиндре, идентичное тому, которое имеется в двигателе.

Проведение исследований на динамических моделях по сравнению со статистическими моделями связано с большими материальными затратами. Для двигателей небольших размеров, в том числе и автомобильных, эти затраты сопоставимы с затратами на проведение экспериментов на натуральных двигателях. В связи с этим динамические модели используют относительно редко, преимущественно для исследования процессов в двигателях больших размеров. В то же время трудно назвать предприятие, занимающееся созданием, исследованием и доводкой поршневых двигателей, где не использовались бы стенды для статической продувки.

4.3. Интенсивность вихревого движения воздушного заряда в быстроходном двигателе с тангенциальным и спиральным впускными каналами*

В современных быстроходных двигателях, как в бензиновых, так и в дизелях, широко используют конструкции, в которых число клапанов на один цилиндр больше двух. Наиболее распространенными из них являются двигатели с четырьмя (два впускных и два выпускных), а также с пятью (три впускных и два выпускных) клапанами на один цилиндр.

При увеличении числа клапанов на один цилиндр по сравнению с традиционной двухклапанной конструкцией более эффек-

* В данном разделе изложены некоторые результаты исследований, полученные в Мюнхенском техническом университете [4, 25].

тивно используются тепловоспринимающая площадь головки цилиндра и объем цилиндра; улучшаются газодинамические показатели впускного и выпускного каналов, повышается эффективность процессов газообмена. Кроме того, за счет центрального расположения форсунки устанавливается относительно равномерное тепловое состояние и, как следствие, снижается термическая напряженность двигателя в целом.

Однако при увеличении числа клапанов растет масса двигателя в целом и, в частности, масса движущихся деталей, усложняются конструкция головки и газораспределительного механизма, что, безусловно, отражается на себестоимости двигателя.

Использование четырех клапанов на один цилиндр в двигателях больших размеров имеет давнюю историю. В быстроходных двигателях автомобилей (за исключением спортивных) с ограниченным диаметром цилиндра указанные выше недостатки долгое время препятствовали внедрению такой схемы в серийное производство. Однако постоянное ужесточение требований, связанных с минимизацией количества вредных выбросов, а также стремление к экономии топлива и повышению долговечности и надежности отодвинули на второй план недостатки многоклапанной конструкции цилиндра двигателя. В начале 80-х годов XX в. в США (фирма Cummins), а немного позднее в Японии (фирма Kamatsu) стали выпускать двигатели с четырьмя клапанами на один цилиндр. В Европе на фирме Audi группа исследователей во главе с доктором Ф. Гауком с 1972 г. проводила работы по увеличению числа клапанов, и в результате их многолетнего труда появилось семейство бензиновых четырехцилиндровых двигателей. Например, бензиновый двигатель Audi ($S/D = 86,4/81$ мм/мм, $N_e = 92$ кВт при $n = 5800$ мин⁻¹, $n = 6800$ мин⁻¹, $d_{вп}/d_{вып} = 27/30$ мм/мм и $h_{вп}/h_{вып} = 8,78/10,25$ мм/мм) имеет на один цилиндр три впускных и два выпускных клапана. В настоящее время специалисты практически всех ведущих автомобильных фирм осуществляют разработку и выпуск двигателей с четырьмя и более клапанами на один цилиндр.

Приведем результаты исследования интегральной интенсивности вихревого движения воздушного заряда одноцилиндрового двигателя фирмы Daimler-Benz типа OM346 с непосредственным впрыскиванием топлива ($S/D = 140/128$ мм/мм, $\epsilon = 16$, $N_e = 22$ кВт, $n = 2000$ мин⁻¹) [4]. Головка цилиндра двигателя оснащена четырьмя клапанами, при этом впускной канал 2 — спиральный, а

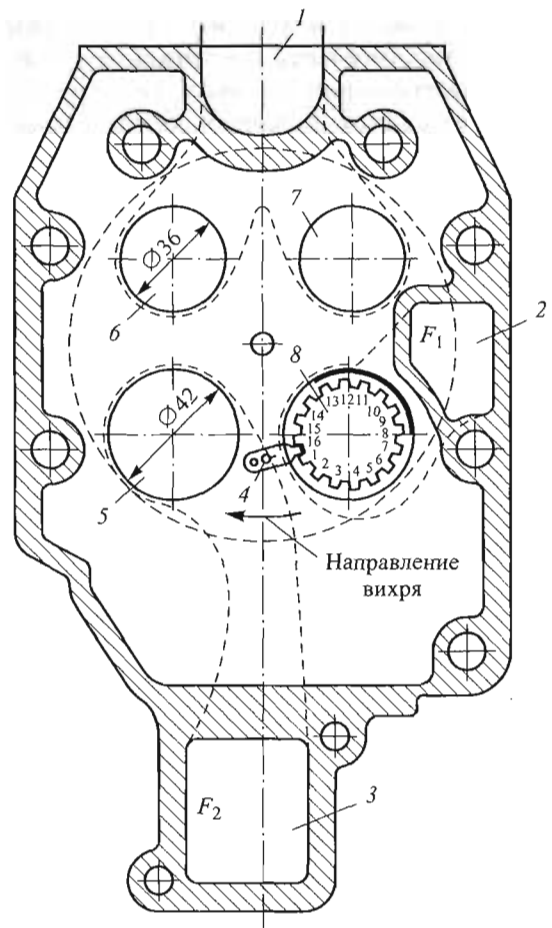


Рис. 4.13. Схема головки цилиндра двигателя OM346 фирмы Daimler-Benz с четырьмя клапанами:

1, 2, 3 — выпускной, спиральный (впускной) и тангенциальный (впускной) каналы соответственно; 4 — фиксатор; 5, 8 — впускные клапаны; 6, 7 — выпускные клапаны

впускной канал 3 — тангенциальный. Выпускные каналы с клапанами 6, 7 идентичны (рис. 4.13). Для управления интенсивностью вихревого движения воздушного заряда спиральный канал оборудован специально изготовленным клапаном 8, имеющим такую же конструкцию и размеры, что и серийный, и отличающийся от него наличием ширмы. Фиксация клапана с ширмой осуществляется

специально спроектированным механизмом, предназначенным для изменения интенсивности вихревого движения в широком диапазоне значений при неизменной конфигурации впускных каналов в «горячем» двигателе. Этот механизм блокирует вращательное движение клапана и позволяет проводить исследования интенсивности вихревого движения для 16 различных положений ширмы. Приведенная на рис. 4.13 схема соответствует первому положению ширмы.

Интенсивность вихревого движения измеряли с помощью выпрямителя воздушного потока производства фирмы Tüppelmann (см. рис. 4.9), представляющего собой керамическую матрицу. Конструкция и размеры выпрямителя подбирали для исследуемого двигателя.

На рис. 4.14 представлена схема экспериментальной установки для исследования вихревого движения воздушного заряда в двигателе, у которого внутренний диаметр цилиндра 2 соответствует диаметру исследуемого двигателя, а головка 1 имеет четыре клапана. Цилиндр состыкован с корпусом выпрямителя 3 и ресивером 5. Расстояние между выпрямителем и исследуемой головкой равно 100 мм. Масляное уплотнение 4 устраняет утечки и обеспе-

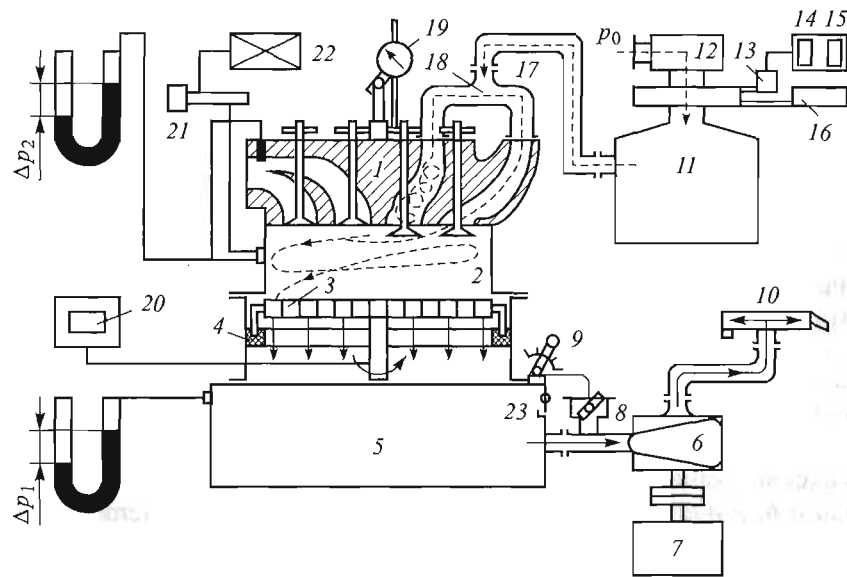


Рис. 4.14. Схема экспериментальной установки для исследования интенсивности вихревого движения воздушного заряда в цилиндре двигателя

чивает прохождение полной массы впускного воздуха через выпрямитель. Наличие ресивера сводит до минимума пульсационное воздействие вакуумного насоса 6 типа «Рут», приводимого в движение электродвигателем 7. Выпуск в атмосферу осуществляется через глушитель 10. Дроссель 8, регулируемый механизмом 9, предназначен для обеспечения постоянного перепада давления $\Delta p_1 = 4$ кПа между ресивером и окружающей средой для всех зафиксированных положений клапанов. Предохранительный клапан 23 открывается при $\Delta p_1 = 10$ кПа. В течение всего эксперимента проводили сравнение значений Δp_1 и Δp_2 (Δp_2 — перепад давления между цилиндром и окружающей средой), разность которых при больших ходах клапанов составляла около 0,2 кПа. При этом манометр, измеряющий перепад давления Δp_1 , кроме цилиндра подключали и к выпускным каналам головки, для которых были получены расходные характеристики. Кроме того, к цилиндру подключали эндоскоп 21 с источником света 22 для визуального наблюдения, а также фотосъемки проходных сечений клапанов и месторасположения ширмы. Ход клапанов измерялся микрометром 19 с точностью 0,01 мм, а в головке вместо толкателя был смонтирован специальный болт для установления желаемого хода клапана. Поток воздуха из окружающей среды с давлением p_0 вакуумным насосом 6 сначала подавался на фильтр 12, а затем в ресивер 11. Всасывающий трубопровод 17 соединен с распределительным каналом 18. Датчик 13, предназначенный для измерения объемного расхода воздуха, реагируя на каждые 0,0014493 м³ воздуха, передавал импульс на электрический счетчик 14. По количеству импульсов J , зарегистрированных за промежуток времени измерения Δt электронным секундомером 15, определяли объемный расход воздуха $V_v = 0,0014493J$, м³/с. Расходомер 16 дублирует действия счетчика. Закрученный впускной воздух, проходя через выпрямитель, создает на его колесе крутящий момент, пропорциональный деформации металлической ленточки, связывающей выпрямитель с корпусом. Амперметр 20 регистрирует электрический сигнал, соответствующий деформации пьезопластины, т.е. крутящему моменту M . Измеренный крутящий момент считают положительным, если его направление совпадает с направлением вращения воздушного заряда в базовом двигателе (см. рис. 4.13). Кривая тарировки имеет строго линейный характер и при зарегистрированной амперметром силе тока I (мА) описывается уравнением $M = 0,4137I$ (Н · см).

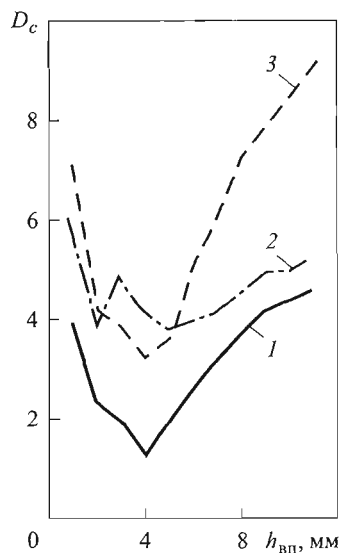


Рис. 4.15. Зависимость вихревого отношения от хода впускного клапана:

1 — два впускных канала действуют одновременно; 2 — действует только спиральный канал; 3 — действует только тангенциальный канал

генциального канала значения M больше, чем при использовании спирального во всем диапазоне изменения хода клапана. Массовый расход воздуха значительно больше в случае одновременного действия обоих впускных каналов. Расходы воздуха через спиральный и тангенциальный каналы в исследуемом диапазоне значений $h_{вп}$ мало различаются. Причем при высоких значениях $h_{вп}$ расход воздуха через спиральный канал не намного выше, чем через тангенциальный, при средних значениях $h_{вп}$ они почти совпадают. Для исследуемой конструкции двигателя значения этих параметров при максимальном ходе клапана $h_{вп} = 11$ мм составляют: $M = 5,6$ Н·см, $\dot{m} = 0,08$ кг/с, $D_c = 4,55$ — для обоих впускных каналов; $M = 4,3$ Н·см, $\dot{m} = 0,05$ кг/с, $D_c = 9,1$ — для тангенциального канала; $M = 2,7$ Н·см, $\dot{m} = 0,052$ кг/с, $D_c = 5,2$ — для спирального канала. Такая динамика изменения величин M и \dot{m} , со-

Исследование влияния хода впускного клапана $h_{вп}$ на вихревое отношение D_c проводили сначала для случая одновременного открытия обоих впускных каналов, а затем при закрытом либо спиральном, либо тангенциальном канале. Эти каналы (т. е. сечения F_1 и F_2 на рис. 4.13) закрывались изготовленными для этой цели тонкими медными пластинами. Выпускные клапаны, естественно, были закрыты. При этом использовали головку цилиндра с серийными впускными клапанами. Как следует из рис. 4.15, вихревое отношение D_c в случае одновременного действия обоих впускных каналов уменьшается. При использовании как спирального, так и тангенциального каналов в отдельности значения D_c существенно больше, чем при их совместном действии. Крутящий момент M от внешних сил, действующих на выпрямитель, больше при совместном действии обоих впускных каналов, кроме того, при использовании тан-

гласно равенству (4.6), и определяет характер зависимости $D_c = f(h_{вп})$ на рис. 4.15.

Как видно, при использовании четырехклапанной конструкции головки цилиндра вместо традиционной двухклапанной кроме увеличения расхода воздуха (т. е. улучшения наполнения двигателя) одновременно уменьшается вихревое отношение D_c во всем диапазоне изменения значений $h_{вп}$. Очевидно, что при сравнительном анализе двух- и четырехклапанных головок применение распространенного подхода [16] оценки газодинамических свойств впускных каналов только по измеренным значениям M является нецелесообразным.

При $h_{вп} \rightarrow 0$ имеем $\dot{m}_в \rightarrow 0$ и $M \rightarrow 0$, но так как в (4.7) входит $\dot{m}_в^2$, вместо неопределенности $D_c = \frac{0}{0}$ получаем, $\lim_{h \rightarrow 0} D_c = \infty$, что при эксперименте подтверждается почти асимптотическим ростом вихревого отношения при $h_{вп} \rightarrow 0$ (см. рис. 4.15). Из физических соображений следует, что $D_c = 0$ при $h_{вп} = 0$. Такое поведение функции $D_c = f(h_{вп})$ в окрестности малых значений $h_{вп}$ является причиной того, что область $h_{вп} < 2$ мм при исследовании вихревых отношений, как правило, не рассматривается (см. рис. 4.11 и 4.12, а также [16]).

Второй этап исследования предусматривает расширение установленного диапазона изменения значений D_c (см. рис. 4.15) в максимально возможных пределах с использованием клапана с ширмой (см. рис. 4.13) без каких-либо изменений конфигурации впускных каналов.

Использование максимального M_{max} и усредненного $\bar{M} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n M_i$ крутящих моментов (n — число измерений, проведенных при различных ходах $h_{вп}$ клапана) позволило выявить динамику их изменения в зависимости от месторасположения ширмы (рис. 4.16).

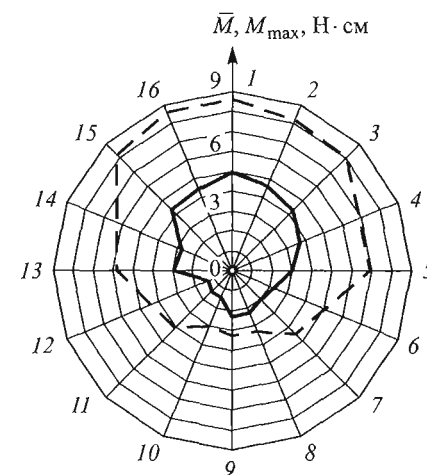


Рис. 4.16. Изменение максимального M_{max} и усредненного \bar{M} крутящих моментов в зависимости от положения (1–16) ширмы при одновременном действии обоих впускных каналов

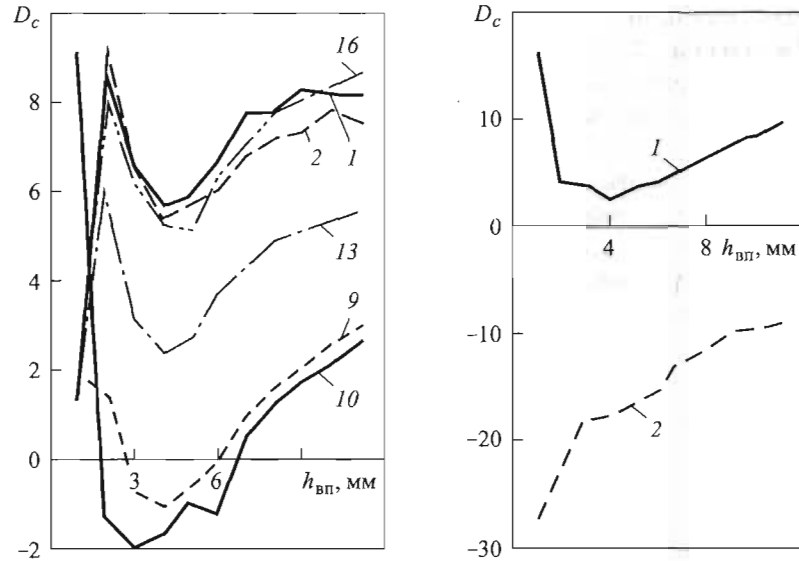


Рис. 4.17. Изменение вихревого отношения в зависимости от хода впускного клапана и положения ширмы (см. рис. 4.16) при одновременном действии обоих каналов

Рис. 4.18. Изменение вихревого отношения в зависимости от хода впускного клапана при действии отдельных каналов:

1 — закрыт спиральный канал; 2 — закрыт тангенциальный канал; положение ширмы 10

Рис. 4.17 иллюстрирует изменение вихревого отношения $D_c = f(h_{вп})$ для различных положений ширмы. Вихревое отношение имеет максимальные значения, когда ширма находится в положениях 1, 2, 16, и крайне низкие значения — при нахождении ширмы в положениях 9 и 10. Отрицательные значения вихревого отношения ($D_c < 0$) в области значений $h_{вп} = 2...7$ мм указывают на то, что положения 9 и 10 ширмы (см. рис. 4.13) способствуют возникновению вращения заряда в обратном направлении. Зависимость $D_c = f(h_{вп})$ для положения 13 ширмы (см. рис. 4.17) как качественно, так и количественно хорошо согласуется с зависимостью $D_c = f(h_{вп})$, полученной для серийной конструкции. Результаты определения значений $D_c = f(h_{вп})$ для остальных положений ширмы на рис. 4.17 не приведены, так как они занимают промежуточные относительно представленных графиков положения. Таким образом, использование разработанного механизма и клапана с ширмой по-

зволяет не только получить характерные для исследуемого двигателя значения D_c , но и дает возможность повысить в 1,5...1,7 раза, а также понизить примерно в 2 раза интенсивность вихревого движения воздушного заряда.

При закрытом тангенциальном канале (рис. 4.18) спиральный канал в положении 10 ширмы закручивает воздушный заряд в обратном направлении во всем диапазоне значений $h_{вп}$. Это и есть основная причина появления (см. рис. 4.17) отрицательных значений D_c , соответствующих одновременному действию обоих каналов. Согласно аналогичным исследованиям для положения ширмы 1 (рис. 4.19) значения D_c очень высокие в момент открытия впускного клапана при подаче воздушного заряда в цилиндр через спиральный канал. Уменьшение значений D_c при росте значений $h_{вп}$ объясняется тем, что при малых открытиях клапана воздушный

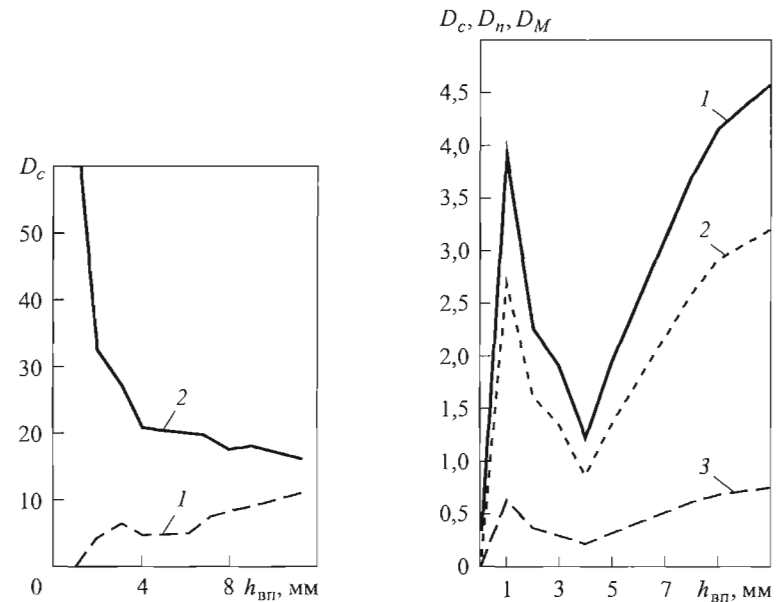


Рис. 4.19. Изменение вихревого отношения в зависимости от хода впускного клапана при действии отдельных каналов:

1 — закрыт спиральный канал; 2 — закрыт тангенциальный канал; положение ширмы 1

Рис. 4.20. Изменение интенсивности вихревого движения в зависимости от хода впускного клапана при действии обоих впускных каналов:

1 — $D_c(h_{вп})$; 2 — $D_n(h_{вп})$; 3 — $D_m(h_{вп})$

заряд направлен к стенкам цилиндра, а при больших значениях $h_{вп}$ — в основном к центральной части цилиндра. Рост значений D_c при увеличении хода клапана $h_{вп}$ в случае одновременной подачи воздуха через оба канала (см. рис. 4.17) происходит под влиянием тангенциального канала, обеспечивающего (см. рис. 4.19) увеличение вихревого отношения D_c при высоких значениях $h_{вп}$.

Созданную экспериментальную установку (см. рис. 4.14) используют также для продувки воздухом выпускных каналов. В данном случае ресивер 5 с вакуумным насосом 6 присоединяют к выпускному трубопроводу головки 1, где и измеряются значения Δp_2 (см. рис. 4.2). Впускные клапаны остаются максимально открытыми. Таким образом моделируется движение газа через выпускные органы исследуемого двигателя. Результаты исследования параметров выпускных каналов [9], полученных как при прямом, так и при обратном движении воздушного заряда (выпускные клапаны действовали как впускные), показали, что эти каналы с точки зрения гидравлического сопротивления спроектированы удачно и имеют практически идентичные характеристики.

На рис. 4.20 приведены значения интенсивности вихревого движения, определенные с помощью формул (4.7) и (4.8) по результатам измерения крутящего момента и массового расхода.

Полученные результаты исследования вихревого отношения в дальнейшем применялись для анализа влияния интенсивности вихревого движения на процесс смесеобразования и локальные тепловые нагрузки в КС двигателя OM346 фирмы Daimler-Benz [27, 28].

4.4. Камеры сгорания и способы смесеобразования в поршневых двигателях

В поршневых двигателях генерируемое в процессе впуска вихревое движение воздушного заряда в конце процесса сжатия (к моменту подачи топлива) должно быть таким, чтобы обеспечивались высокая скорость перемешивания топлива с воздушным зарядом, а в случае необходимости, например, при непосредственном впрыскивании бензина, и расслоение заряда. В процессе трансформации начальной интенсивности вихревого движения, как и в организации рабочего цикла в целом, решающую роль играют га-

бариты и форма КС. Рассмотрим некоторые виды КС, обеспечивающих необходимую степень турбулентности, а также расслоение воздушного заряда для достижения эффективного протекания процессов смесеобразования и сгорания. Камеры сгорания дизелей, согласно принятой в [5] классификации, можно условно подразделить на следующие виды: *неразделенные*, *полуразделенные* и *разделенные*. Неразделенные КС также называют КС *открытого типа*, или *однополостными*. В полуразделенных КС основная полость выполнена в виде той или иной формы углубления в днище поршня, при этом диаметр горловины углубления значительно меньше, чем диаметр цилиндра. Первоначально стадии процессов смесеобразования и сгорания локализируются в основной полости КС, расположенной в поршне, а завершение процесса сгорания происходит в полости цилиндра. В разделенных двухполостных и более КС топливо впрыскивается в дополнительную полость заданной конфигурации и размеров, отделенную от основной полости цилиндра одним или несколькими каналами небольшого сечения. В дополнительной полости протекают процессы смесеобразования и сгорания, продолжение и завершение которых осуществляется после перетекания рабочего тела в основную полость цилиндра двигателя. Некоторые виды КС современных бензиновых двигателей с непосредственным впрыскиванием топлива рассмотрены далее в гл. 11. Форма и размеры КС наряду с такими факторами, как параметры процесса топливоподачи, конструкция форсунки, интенсивность вихревого движения и другими, играют решающую роль в организации качественного процесса смесеобразования.

В поршневых двигателях с внутренним смесеобразованием различают три способа смесеобразования: *объемное*, *пленочное* и *объемно-пленочное*. Объемное смесеобразование, в основном, происходит в неразделенных КС больших размеров, когда струи впрыскиваемого топлива не достигают стенок КС, в связи с чем такой способ смесеобразования называют также *объемно-струйным*. В камерах сгорания относительно малых размеров при соответствующем давлении впрыскивания и определенном направлении струй топлива подавляющая часть цикловой подачи топлива достигает стенок КС и оседает на них в виде тонкой пленки. *Топливная пленка*, попадая на горячую поверхность КС, быстро прогревается и начинает интенсивно испаряться. При этом вихревое движение воздушного заряда должно быть организовано так, чтобы оно отводило от поверхности пленки пары топлива и тем са-

мым способствовало интенсивному испарению топливной пленки. Конечно, во всех двигателях с внутренним смесеобразованием топливо в той или иной степени попадает на стенки КС. Строго говоря, и объемное, и пленочное смесеобразование представляют собой предельные случаи смесеобразования. Реально в этих двигателях смесеобразование носит объемно-пленочный характер. На практике смесеобразование считают пленочным, если в топливную пленку поступает большая (~ 90 %) часть цикловой подачи, а небольшое количество капель топлива остается и испаряется в объеме КС. При объемном смесеобразовании, наоборот, подавляющая часть цикловой подачи в виде капельной взвеси распределяется и испаряется в объеме КС и лишь небольшая его часть попадает на стенки. Промежуточный способ смесеобразования, когда доли цикловой подачи, попавшие в объем и на стенку КС, примерно одного порядка, называют *объемно-пленочным*. Этот способ смесеобразования осуществляется в основном в полуразделенных КС.

4.4.1. Особенности рабочего процесса в полуразделенных КС

Трансформация вихревого движения воздушного заряда в процессе сжатия. Двигатели с КС, расположенной в поршне, наиболее широко распространены среди транспортных двигателей и относятся к типу двигателей с полуразделенной КС. Такие КС характеризуются тем, что в момент нахождения поршня в ВМТ практически весь объем КС равен объему в поршне, так как днище поршня почти вплотную приближается к головке цилиндра двигателя. При этом расстояние между огневыми днищами поршня и головки цилиндра в момент нахождения поршня в ВМТ в большинстве случаев определяется тепловым зазором. Диаметр горловины камеры в поршне для различных двигателей обычно меняется в широком диапазоне значений, $d_0 = (0,28...0,7)D$.

Первоначально полуразделенные КС служили для генерации вихревого движения воздушного заряда в конце процесса сжатия только за счет их конфигурации и избавления от необходимости вихреобразования с помощью впускной системы. В полуразделенных КС современных двигателей, как правило, вихревое движение воздушного заряда генерируется и при впуске с помощью специальных конструкций впускных каналов, и в процессе сжатия под влиянием формы КС.

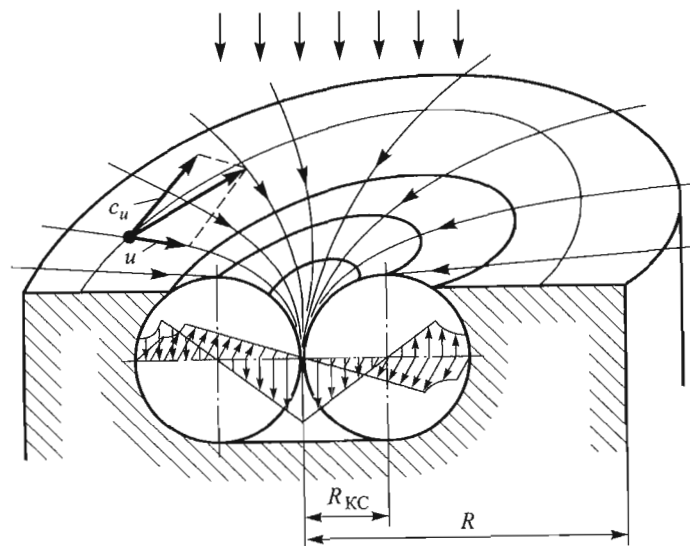


Рис. 4.21. Трансформация вихревого движения воздушного заряда в полуразделенной КС в процессе сжатия

В конце процесса сжатия вектор скорости движения воздушного заряда в горизонтальной плоскости, параллельной поверхности огневого днища поршня, имеет две компоненты — тангенциальную c_u , создающую вихревое движение вокруг оси цилиндра, и радиальную u , создающую так называемое *течение вытеснения* (squish), называемое также *перетеканием* (рис. 4.21). В пространстве цилиндра аксиальная скорость движения направлена вдоль его оси и соответствует скорости воздушного заряда при входе в горловину камеры в поршне. В процессе расширения векторы скорости u и v перетекания газа меняют направления, и он из камеры в поршне перемещается в надпоршневое пространство (рис. 4.22).

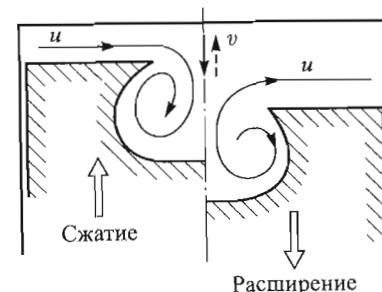


Рис. 4.22. Схема движения воздушного заряда в полуразделенной КС в процессах сжатия и расширения

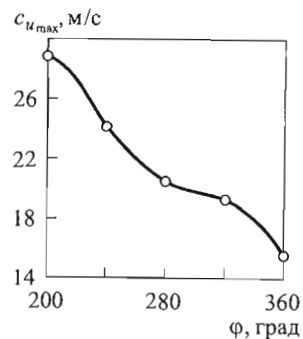


Рис. 4.23. Изменение тангенциальной $c_{u \max}$ составляющей скорости вихревого движения в зависимости от угла поворота коленчатого вала в процессе сжатия: $S/D = 83/76$; $n = 460 \text{ мин}^{-1}$; $\varepsilon = 5,7$; плоскость измерения расположена на расстоянии 8,75 мм от днища головки цилиндра

камеры в поршне. Согласно [14] при увеличении скорости вихревого движения в конце впуска в 5 раз его скорость в конце процесса сжатия повышается в 2,4 раза (дизель $S/D = 130/130 \text{ мм/мм}$, относительный диаметр горловины камеры в поршне $d_{KC}/D = 0,55$). В неразделенной КС с плоским днищем поршня (что обуславливает отсутствие потерь при перетекании), значение $c_{u \max}$ в процессе сжатия уменьшилось от 30 до 16 м/с, т. е. почти в 2 раза. Кроме того, если не учитывать трение воздушного заряда о поверхность стенки КС в процессе сжатия, это может привести к завышению интенсивности вихревого движения на 30 %. Установлено также, что степень уменьшения энергии вихревого движения в процессе сжатия зависит от параметров движения воздушного заряда при впуске.

Типичная потеря момента количества движения воздушного заряда в процессе сжатия по данным [13] составляет 1/4–1/3 начального значения. Однако интенсивность вихревого движения воздушного заряда, как отмечалось ранее, в процессе сжатия су-

[24]. Камера в поршне отсутствовала, т. е. КС неразделенная, соответственно течение вытеснения не играет решающей роли. В полуразделенных КС скорость вытеснения влияет на тангенциальную скорость $c_{u \max}$ в надпоршневом пространстве, которая в результате трения уменьшается. Однако в камере в поршне наблюдается обратная картина: при увеличении скорости течения вытеснения тангенциальная $c_{u \max}$ скорость вихревого движения в этой камере (см. рис. 4.21) по сравнению с начальным значением максимально увеличивается. При этом в камере в поршне преобладает закрученное движение заряда и скорость в ней в несколько раз выше радиальной или аксиальной составляющей (по данным [13] в 4 раза выше). Размеры вихря, в частности максимально возможное значение его радиуса R_{KC} (см. рис. 4.21), определяются конструкцией

существенно увеличивается в камере в поршне. Если пренебречь трением, то можно считать, что момент количества движения в конце процесса сжатия не изменится, но так как момент инерции воздушного заряда уменьшается, его угловая скорость вращения должна увеличиваться, что соответствует экспериментальным данным, упомянутым выше.

Интенсивность течения вытеснения и, как следствие, поле скоростей в камере в поршне существенным образом зависят от интенсивности вихревого движения заряда в надпоршневом объеме (см. рис. 4.21). В частности, классическая схема течения (см. рис. 4.21 и 4.22) в ряде случаев в процессе сжатия при увеличении закрутки воздушного заряда нарушается. На рис. 4.24 приведены результаты численных экспериментов [22] при различной интенсивности вихревого движения, $D_{\omega} = \omega_B/\omega$ (ω_B — средняя угловая скорость вихревого движения воздушного заряда в цилиндре двигателя в момент закрытия впускного клапана, ω — угловая скорость вращения коленчатого вала). При четырехкратном увеличении интенсивности вихревого движения вытесняемый из надпоршневого объема воздушный заряд не может преодолеть сопротивление центробежных сил в центральной части КС и опускается вниз, вдоль стенки, к днищу камеры в поршне. Таким образом, центробежные силы, порожденные закруткой воздушного заряда, противодействуют направленному к центру течению вытеснения и вы-

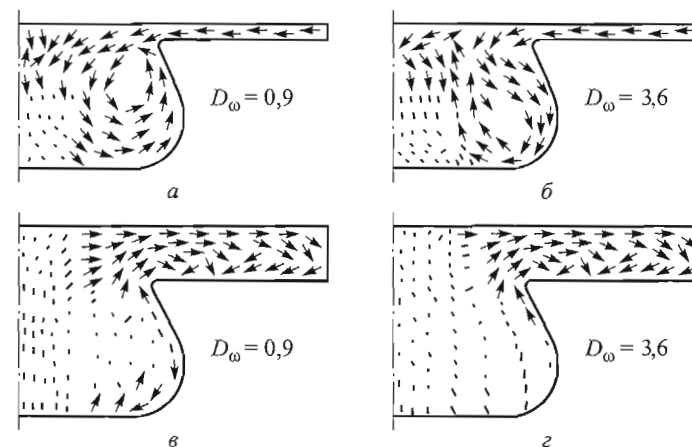


Рис. 4.24. Поля скоростей в КС при перемещении поршня к ВМТ (а, б — $\varphi = 353$ град; $D_{\omega} = 0,9$ и 3,6) и от ВМТ (в, г — $\varphi = 391$ град; $D_{\omega} = 0,9$ и 3,6), полученные численным методом

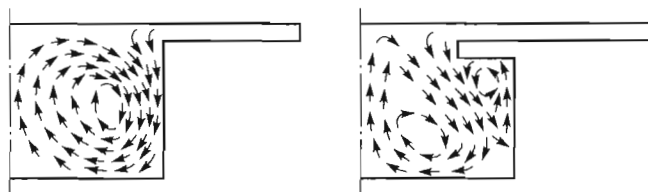


Рис. 4.25. Поля скоростей в КС, полученные методом лазерно-доплеровской анемометрии на моделирующей установке при высокой степени закрутки воздушного заряда ($\varepsilon = 6,7$; $n = 200 \text{ мин}^{-1}$)

зывают его более ранний поворот в камере в поршне, чем при оптимальной закрутке или при полном ее отсутствии. В результате воздушный заряд в камере в поршне вращается в направлении, противоположном указанному на рис. 4.22. Это явление, обнаруженное с помощью трехмерной математической модели, экспериментально подтверждается в [15], где векторные поля скоростей были получены путем измерения трех компонентов скорости движения воздушного заряда с помощью метода лазерно-доплеровской анемометрии (рис. 4.25).

В [6] проанализировано изменение среднemasсовой и локальной максимальной температуры рабочего тела при различных значениях интенсивности вихревого движения, полученных в результате обработки данных [22], и установлено, что при $D_\omega = 3,6$ значения этих температур уменьшаются. Кроме того, при $D_\omega = 3,6$ понижается давление в цилиндре, а при $D_\omega = 0,9$ — уменьшается продолжительность процесса сгорания. Поля скоростей в камере при $D_\omega = 3,6$ (см. рис. 4.24, б и 4.25), очевидно, не способствуют эффективному испарению и перемешиванию паров топлива с воздухом и снижают скорость сгорания. Это можно объяснить тем, что почти вся цикловая подача топлива попадает в камеру в поршне и воздушный заряд увлекает струи топлива в район кромки поршня, а в нижнюю же часть камеры в поршне топливо практически не поступает [22]. В этом случае происходит перераспределение долей объемного и пленочного смесеобразования и соответственно нерационально используется воздух в цилиндре двигателя. Таким образом, закрутка воздушного заряда при впуске, если она приводит к образованию обратного вихревого движения в камере в поршне, с точки зрения эффективных показателей двигателя является нецелесообразной и ее следует избегать путем доводки рабочего процесса и

согласования интенсивности вихревого движения воздушного заряда с направлением топливного факела.

Процесс трансформации вихревого движения оценивают с помощью числа Рейнольдса, принимая в качестве характерной скорости максимальное значение тангенциальной скорости движения. Тогда к моменту начала процесса сжатия (в конце впуска)

$$Re_a = \frac{c_{u \max a} R}{v_a}, \text{ а к моменту окончания процесса сжатия}$$

$$Re_c = \frac{c_{u \max c} R_{КС}}{v_c}, \text{ где } R \text{ и } R_{КС} \text{ — максимально возможные радиусы}$$

воздушного заряда в надпоршневом пространстве и в камере в поршне. Принимая в качестве этих размеров радиусы R цилиндра и $R_{КС}$ КС (см. рис. 4.21) и считая, что максимальные значения тангенциальной скорости при вращении воздушного заряда, согласно закону вращения твердого тела, приходится на эти радиусы, пренебрегаем влиянием пограничного слоя. Однако такое допущение вполне приемлемо для оценки трансформации вихревого движения. Зная продолжительность хода поршня $\tau_s = \frac{\pi}{\omega}$ ($\omega = \pi n/30$ — угловая скорость вращения коленчатого вала), определим его безразмерное значение с помощью кинематической вязкости ν_a в начале процесса сжатия и радиуса R цилиндра:

$$\bar{\tau}_s \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\tau_s \nu_a}{R^2}. \quad (4.10)$$

Определим связь между критериями подобия Re_a , Re_c , $\bar{\tau}_s$, применяемыми при исследовании трансформации вихревого движения заряда. Учитывая, что вихревое движение подчиняется закону вращения твердого тела, т. е. $c_{u \max a} = \omega_{va} R$, запишем

$$\bar{\tau}_s Re_a = \pi D_{na}, \quad (4.11)$$

где $D_{na} = \frac{n_{va}}{n} = \frac{\omega_{va}}{\omega}$ — интенсивность вихревого движения к моменту начала сжатия, которая, как и число Рейнольдса Re_a , оказывает существенное влияние на состояние вихревого движения в конце процесса сжатия.

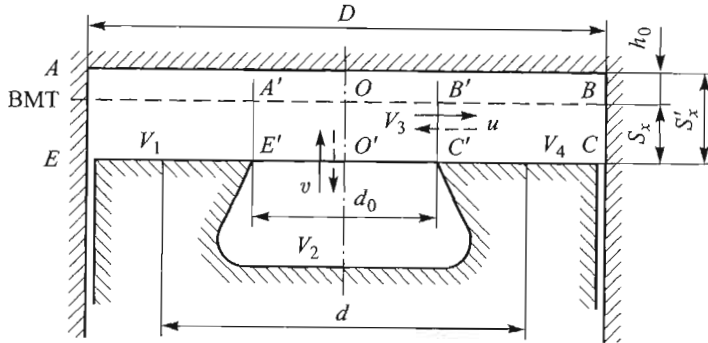


Рис. 4.26. К выводу формул составляющих скорости перетекания в полуразделенных КС

Скорость перетекания в полуразделенных КС. В теории поршневых двигателей формулы для расчета аксиальной и радиальной скоростей перетекания в полуразделенных КС обычно описывают процесс сжатия–расширения без учета процесса сгорания или только с учетом скорости нарастания давления без учета тепловыделения, теплообмена со стенками, деформации потока при перетекании вследствие инерционного отрыва у кромки поршня [6, 13]. Приведем (без вывода) обобщенные формулы для расчета скорости перетекания в полуразделенных КС, полученные в [6] с учетом указанных факторов, используя при этом расчетную схему (рис. 4.26). При определенных допущениях из них легко можно получить формулы, приведенные в [6, 13]. Аксиальная скорость перетекания газа из камеры в поршне в надпоршневое пространство v'_0 и в обратную сторону v''_0 соответственно равны:

$$v'_0 = \frac{\omega}{\epsilon_v} \left\{ \left(\frac{D}{d_0} \right)^2 \left[\frac{dS_x}{d\phi} + (S_x + h_0) \frac{1}{kp} \frac{dp}{d\phi} \right] - \frac{k-1}{kp} \frac{4}{\pi d_0^2} \left(\frac{dQ'_x}{d\phi} - \frac{dQ'_w}{d\phi} \right) \right\}, \quad (4.12)$$

$$v''_0 = \frac{4\omega}{\epsilon_v \pi d_0^2} \left[\frac{V_2}{kp} \frac{dp}{d\phi} - \frac{k-1}{k} \frac{1}{p} \left(\frac{dQ''_x}{d\phi} - \frac{dQ''_w}{d\phi} \right) \right]. \quad (4.13)$$

Радиальная скорость перетекания, направленная от оси цилиндра к периферии u'_0 и в обратную сторону (т. е. от периферии к оси цилиндра) u''_0 , вычислим, используя формулы

$$u'_0 = \frac{\omega}{\epsilon_u} \left\{ \frac{D^2 - d_0^2}{4d_0} \left[\frac{dS_x}{d\phi} \frac{1}{S_x + h_0} + \frac{1}{kp} \frac{dp}{d\phi} \right] - \frac{k-1}{k} \frac{1}{\pi d_0 (S_x + h_0)} \frac{1}{p} \left(\frac{dQ'_x}{d\phi} - \frac{dQ'_w}{d\phi} \right) \right\}, \quad (4.14)$$

$$u''_0 = \frac{\omega}{\epsilon_u} \left\{ \frac{d_0}{4} \frac{dS_x}{d\phi} \frac{1}{S_x + h_0} + \left[\frac{V_2}{\pi d_0 (S_x + h_0)} + \frac{d_0}{4} \right] \frac{1}{kp} \frac{dp}{d\phi} - \frac{k-1}{k} \frac{1}{\pi d_0 (S_x + h_0)} \frac{1}{p} \left(\frac{dQ''_x}{d\phi} - \frac{dQ''_w}{d\phi} \right) \right\}. \quad (4.15)$$

В формулах (4.12)–(4.15) Q_x и Q_w — тепловыделение и теплообмен соответственно в объеме втекания газа (т. е. не во всем объеме цилиндра, а в его части). Очевидно, для процесса сжатия–расширения (без учета подачи топлива и, естественно, без учета процесса сгорания в данном цилиндре или в режиме прокрутки двигателя) принимаем $Q_x = 0$. Для расчета значения v'_0 полагаем, что объем втекания равен объему надпоршневого пространства, $V_1 = V_{ABCE} = \pi D^2 (S_x + h_0) / 4$, для v''_0 — объему камеры в поршне $V_2 = \text{const}$, для u'_0 — объему $V_4 = V_{ABCE} - V_{A'B'C'E'} = \pi (D^2 - d_0^2) (S_x + h_0) / 4$, для u''_0 — объему $V_2 + V_3 = V_2 + V_{A'B'C'E'}$ (см. рис. 4.26). Рекомендации по определению распределения тепловыделения и теплообмена по отдельным объемам даны в [6]. Инерционный отрыв потока у кромки поршня при перетекании учитывается коэффициентами сужения струй ϵ_v и ϵ_u , метод определения которых, а также их значения для различных КС даны в [6]. Например, для КС, изображенной на рис. 4.26, $\epsilon_v = 0,615$ и $\epsilon_u = 0,58$. Формулы (4.12)–(4.15) используют для определения радиальных и аксиальных скоростей перетекания в кольцевом $A'B'C'E'$ и круглом $E'C'$ (горловина камеры в поршне диаметром d_0) сечениях соответственно, на что указывает индекс «0» при u и v . Если вместо диаметра d_0 в (4.14) и (4.15) подставить текущий диаметр d ($d_0 \leq d \leq D$, см. рис. 4.26), то получим выражение для локальной радиальной скорости перетекания (рис. 4.27). На рис. 4.28 приведено изменение радиальной скорости u_0 , рассчитанной с учетом и без учета отрыва потока. Для расчета скорости перетекания кроме геометрических размеров КС необходимо знать значения величин, являющихся функциями угла

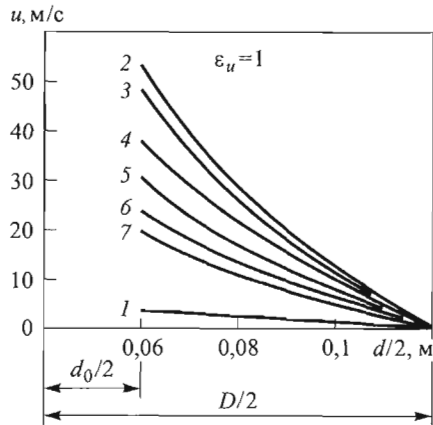


Рис. 4.27. Изменение локальной радиальной скорости перетекания в зависимости от угла поворота коленчатого вала φ в цилиндре дизеля 6Ч 12/12:

φ , град: 182 (1); 190 (2); 200 (3); 210 (4); 220 (5); 230 (6); 240 (7)

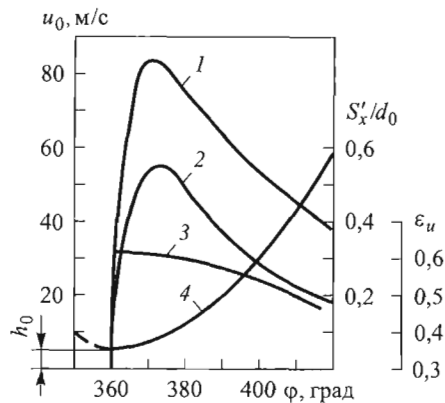


Рис. 4.28. Изменение радиальной скорости перетекания в цилиндре дизеля 6Ч 12/12 в зависимости от угла поворота коленчатого вала φ :

1 — при $\varepsilon_i \neq 1$; 2 — при $\varepsilon_i = 1$; 3 — коэффициент ε_i ; 4 — безразмерное расстояние до крышки цилиндра S'_x/d_0

поворота коленчатого вала (или времени). Очевидно, что значения $S_x = S_x(\varphi)$, и $dS_x/d\varphi$ можно определить с помощью зависимостей, характеризующих кинематику кривошипно-шатунного механизма; значения p и $dp/d\varphi$ — из расчета или путем обработки экспериментальной индикаторной диаграммы. Текущее значение показателя адиабаты k вычислим как функцию коэффициента избытка воздуха α_b , доли x выгоревшего топлива и усредненной по объему цилиндра нестационарной температуры T_∞ рабочего тела [6]

$$k = 1,43 - 0,03 \frac{x}{\alpha_b} - 0,05 \frac{T_\infty}{1000}. \quad (4.16)$$

Полуразделенные КС с объемно-пленочным смесеобразованием. Полуразделенные КС (см. рис. 4.21, 4.22, 4.24 и 4.26) с боковыми поверхностями в виде усеченного конуса в отечественной научно-технической литературе называют КС типа ЦНИДИ. Их используют в серийных двигателях ЧТЗ, СМД и др. Интенсивность вихревого движения в конце процесса сжатия настолько высокая, что в некоторых случаях не требуется создание закрутки воздушного заряда при впуске. Оптимальный диаметр горловины таких камер $d_0 = (0,35 \dots 0,37)D$. Камера сгорания аналогичной формы, но с другими геометрическими размерами была разработана фирмой Perkins для быстроходных автомобильных дизелей. КС типа ЦНИДИ обычно имеют центральное расположение форсунки, и топливные струи направлены таким образом, что топливо попадает и на внутреннюю поверхность камеры в поршне, и на торцевую поверхность поршня под острым углом, растекаясь по поверхностям тонким слоем. Небольшие нарушения геометрии струи топлива (например, вследствие отложений кокса вблизи сопловых отверстий) или неточности при изготовлении и установке форсунки могут ухудшить процесс сгорания и повысить дымность двигателя. Поскольку движение топливных струй и воздушного заряда, в основном, происходит в разных направлениях, вихревое движение воздушного заряда способствует распаду струи на отдельные капли, интенсивному испарению капель топлива и быстрому перемешиванию образовавшихся паров с воздухом, но не содействует образованию топливной пленки на поверхности стенки. Пленка образуется в результате направленного движения струи топлива и испаряется за счет теплоты, подводимой от горячей поверхности, а также под действием горячего газа. На стенку попадает примерно

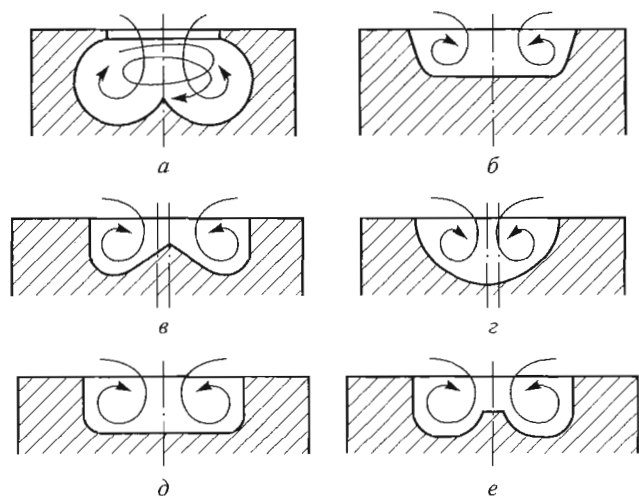


Рис. 4.29. Виды полуразделенных КС с объемно-пленочным смешением:

a — тороидальная, или ω -образная; *b* — трапециевидальная или коническая; *в* — с коническим выступом в центральной части или типа ЯМЗ; *г* — сферическая; *д* — цилиндрическая; *е* — типа ЯМЗ с усеченным конусом

40...60 % цикловой подачи, остальное топливо остается и испаряется в объеме КС, т. е. в таких КС имеется объемно-пленочное смешение (рис. 4.29).

Тороидальная камера сгорания, иногда ее называют ω -образной, сконструирована для создания благоприятных условий образования интенсивного вихревого движения воздушного заряда в процессе сжатия (см. рис. 4.29, *a*).

Камеры сгорания с коническим выступом в центральной части (см. рис. 4.29, *в*) наиболее широко распространены в четырехтактных дизелях ЯМЗ, предназначенных для грузовых автомобилей. По конструктивным соображениям ось форсунки смещена относительно оси цилиндра, а ось КС находится между осью цилиндра двигателя и осью форсунки, $d_0 = 0,615D$.

Острые кромки на горловине поршня в этих КС при форсированных режимах работы двигателя перегреваются и превращаются в концентраторы термических напряжений. В целях повышения надежности и долговечности двигателя в КС типа ЦНИДИ острые кромки на горловине поршня закругляют. В КС типа ЯМЗ убирают конический выступ, например в КС малогабаритного дизеля Rugerini

RD-180 ($S/D = 75/80$ мм/мм, $d_0 = 0,575D$, см. рис. 4.29, *е*), или используют КС цилиндрической формы, например в КС дизеля КамАЗ ($S/D = 120/120$ мм/мм, $d_0 = 0,5D$, см. рис. 4.29, *д*). Расширенный диаметр горловины придает КС трапециевидальную форму (дизель OM346 фирмы Daimler-Benz, $S/D = 140/128$ мм/мм, $d_0 = 0,6D$, глубина КС 22 мм, см. рис. 4.29, *б*). В ряде случаев камера в поршне имеет вид полусферического углубления (дизели ВТЗ, например Д-144, $S/D = 120/105$ мм/мм, $d_0 = 0,53D$, см. рис. 4.29, *г*). Генерируемое в этих КС вихревое движение газа, как уже отмечалось, имеет размеры, соизмеримые с диаметром цилиндра и с габаритами камеры в поршне. Естественно, что турбулентность в этих КС носит крупномасштабный характер. До последнего времени не рассматривали возможность эффективного использования воздушного заряда в процессе смешения за счет мелкомасштабной турбулентности, которая обычно возникает вблизи стенок КС или в отдельных ее зонах.

Следует отметить, что при определенном образом подобранной геометрии КС возможна генерация мелкомасштабного вихревого движения газа, сопоставимая с масштабом турбулентности Колмогорова. Эта идея успешно реализована на серийных двигателях фирмы Perkins с эффективной мощностью $N_e = 45...140$ кВт, КС которых имеет форму, изображенную на рис. 4.30. При этом острые углы в камере в поршне, а также конический выступ скруглены и представляют собой плавные сопряжения отдельных поверхностей. К этим скругленным углам подводится топливо, часть капель которого отрывается от стенки и испаряется в крупномасштабном вихревом потоке, а другая часть попадает в угловые углубления камеры (см. рис. 4.30). Крупномасштабный вихрь, вращающийся в центральной части камеры, создает в угловых углублениях мелкомасштабное вихревое движение, направленное противоположно основному вихревому движению, создавая

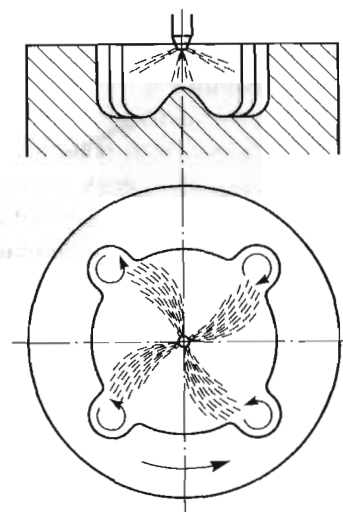


Рис. 4.30. Полуразделенная КС Quadram дизеля фирмы Perkins (серия 1000; $N_e = 45...140$ кВт)

условия мелкомасштабного турбулентного перемешивания топлива с воздухом. В целом интенсивность турбулентности в КС растет примерно на 25...35 % по сравнению с цилиндрической камерой в поршне. Такая организация процесса позволяет существенно уменьшить период задержки воспламенения и, как следствие, снизить скорость нарастания давления, а также максимальное давление цикла, уменьшить механические нагрузки, удельный расход топлива, улучшить экологические показатели двигателя. Почти аналогичная форма камеры (с той лишь разницей, что профиль поверхности между углами согласован с центральным вихрем и по направлению его вращения в каждом углу имеются уступы, от которых отрывается поток, а за уступом образуются мелкомасштабные вихревые движения газа) была испытана на четырехтактных дизелях $S/D = 130/140$ мм/мм (с наддувом и без наддува) Алтайского моторного завода. Спровоцированные таким образом отрывные течения повышают уровень турбулентности в КС и приводят к снижению удельного расхода топлива ($\sim 4...10$ г/(кВт · ч)), а также токсичности отработавших газов.

Выбор оптимальной формы и размеров КС и, в частности, полуразделенных КС, которые обеспечивают эффективные процессы смесеобразования и сгорания, является сложной и трудоемкой задачей, требующей, как правило, глубоких расчетно-теоретических исследований (особенно на стадии проектирования) и экспериментальной доводки. При этом исключительно важное значение имеет определение оптимального взаимного расположения камеры в поршне и топливных факелов и обеспечение наиболее выгодного соотношения между долями цикловой подачи топлива, распыляемого в объеме и наносимого на стенку КС. Для проведения численных экспериментов, основанных на трехмерном моделировании течения, испарения, сгорания и образования токсичных веществ, необходимы сложные и дорогие программы, высококвалифицированные специалисты, что, естественно, связано с большими материальными затратами. В связи с этим ведущие производители двигателей, наряду с 3D-программами, например FIRE (AVL, Австрия), VECTIS (Ricardo, Англия), KIVA (Лос-Аламосская научная лаборатория центра энергетических исследований США), широко применяют и более простые, так называемые нульмерные модели рабочего процесса (см. гл. 3 и 10).

На рис. 4.31 приведены три основных вида полуразделенных КС дизелей для легковых автомобилей фирмы BMW, разработанных

по результатам расчетно-экспериментального поиска оптимальной формы [20]. При этом исследовалось влияние таких факторов, как давление и закон впрыскивания, давление подъема иглы форсунки, размеры и количество сопловых отверстий, различные варианты фаз газообмена и четырехклапанной системы газораспределения, интенсивность вихревого движения воздушного заряда и пр. Было установлено, что ω -образная КС с относительно большим диаметром горловины (см. рис. 4.31, а) позволяет увеличить длину свободной

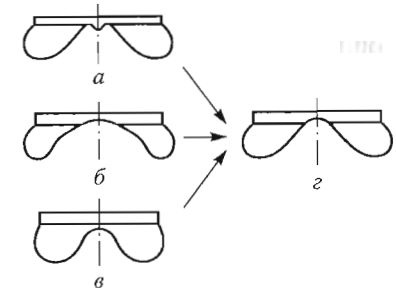


Рис. 4.31. Виды полуразделенной КС дизеля фирмы BMW:

а, б, в — базовые варианты; з — оптимальный вариант ($i = 4$; $S/D = 88/84$ мм/мм; $N_e = 100$ кВт; $n = 4500$ мин⁻¹; $g_e = 202$ г/(кВт · ч))

струи топлива (т. е. долю объемного смесеобразования) и уменьшить «мертвые» объемы — подклапанные выточки в днище поршня и щель между днищами поршня и головки цилиндра, в которых воздух, оставаясь вне пределов самой камеры, используется неэффективно. Следует отметить, что подклапанные выточки (особенно, если они глубокие) создают плохо обтекаемые «пороги» и приводят к некоторому затуханию вихревого движения заряда при перетекании. В то же время наличие таких выточек позволяет уменьшить щель между днищами поршня и головки цилиндра, увеличить относительный объем камеры в поршне (по отношению к общему объему пространства сжатия), что также повышает интенсивность вихревого движения. При использовании полуразделенных КС обычно стремятся максимально увеличить относительный объем камеры в поршне, так как это приводит к более эффективному использованию имеющегося в цилиндре воздушного заряда. Заметное увеличение размеров конического выступа в центральной части камеры, а также изменение ее формы, как это показано на рис. 4.31, б, приводят к вытеснению воздуха из этой зоны в область интенсивного вихревого движения и к усилению радиального течения в щели между днищами поршня и головки (течения squish). Уменьшение размеров выступа и скругление его формы одновременно с уменьшением диаметра горловины и увеличением ее высоты (см. рис. 4.31, в) способствуют распаду струи топлива на капли, интенсифицируют их испарение в объеме, а также пре-

пятствуют попаданию на стенку сверхдопустимой доли от цикловой подачи топлива, т. е. стенка не смачивается. Окончательно исследование трех основных видов КС, связанные с поиском компромисса между эффективными и экологическими показателями двигателя, позволили определить оптимальную форму полуразделенной КС с использованием шестисоплового распылителя (см. рис. 4.31, з). При удачном подборе закона впрыскивания топлива и интенсивности вихревого движения такая КС позволяет почти наполовину уменьшить концентрацию токсичных веществ в отработавших газах.

Анализируя рассмотренный пример, видим, что выбор оптимальной формы полуразделенной КС сопряжен с проведением тщательных исследований с целью определения влияния каждого из многочисленных факторов, т. е. с решением сложной оптимизационной задачи. Эти исследования необходимо проводить для конкретного двигателя, так как готовых «рецептов» нет. Тем не менее можно выделить некоторые общие свойства, характерные для полуразделенных КС с объемно-пленочным смесеобразованием.

1. Хорошие пусковые качества (по сравнению с двигателями с пленочным смесеобразованием) и высокая топливная экономичность (по сравнению с двигателями с разделенной КС).

2. Эффективное использование в цилиндре двигателя воздушного заряда и низкое значение коэффициента избытка воздуха, $\alpha_v = 1,5...1,7$, которое при бездымном сгорании в случае оптимальной закрутки воздушного заряда можно снизить до $1,20...1,25$.

3. Лучшие по сравнению с объемным смесеобразованием динамические показатели рабочего процесса (низкие максимальное давление цикла и скорость нарастания давления) и возможность форсирования двигателя путем наддува.

4. Относительно большая высота головки поршня вследствие значительной глубины камеры в поршне, что приводит к повышению массы поршня и увеличению сил инерции и механических нагрузок.

5. Расположение камеры в поршне обуславливает также увеличение его тепловой напряженности, что, в частности, ухудшает условия работы верхнего компрессионного кольца.

6. Рост температуры в области острых кромок и резкие перемены режимов работы двигателя особенно опасны, поскольку могут привести к появлениям трещин в этих местах и разрушению поршня, в связи с чем для форсированных двигателей стараются применять КС без острых кромок.

Полуразделенные КС с пленочным смесеобразованием. В течение более полувека после начала промышленного производства дизелей конструкторы и исследователи, изыскивая способы наилучшего перемешивания топлива с воздухом, старались не допустить попадания жидкого топлива на горячую поверхность КС. Дело в том, что оседание жидкого топлива на нагретую поверхность стенки КС приводило к таким нежелательным эффектам, как неполное сгорание, образование отложений, дымность и ухудшение топливной экономичности. От нежелательных эффектов можно избавиться, если после образования топливной пленки на горячей поверхности организовать ее интенсивное омывание воздушным зарядом. При этом пары топлива над пленкой, образованные за счет теплоты, подводимой к пленке от нагретой поверхности ($T_w \approx 200...350 \text{ }^\circ\text{C}$), смешиваются с обтекающим воздухом и воспламеняются. Горячие продукты сгорания за счет меньшей плотности устремляются от поверхности стенки к центральной части КС, более холодный воздух из этой части оттесняется к стенкам, где смешивается с вновь возникшими парами топлива, снова образуя горячую смесь. Ясно, что необходима подпитка пристеночных зон кислородом, в противном случае капли топлива, быстро испаряясь в среде горячих продуктов сгорания, при нехватке кислорода подвергаются крекингу и образуют сажу. Целенаправленная организация тепло- и массообмена между горячей поверхностью, жидкой пленкой, парами топлива, воздуха и продуктов сгорания позволяет обеспечить пленочное смесеобразование, приводящее к самовоспламенению подготовленной горючей смеси. Очевидно, что в таком случае скорость сгорания непосредственно определяется скоростью турбулентной диффузии, которая, в свою очередь, зависит от скорости воздушного заряда, обтекающего пленку, и от уровня турбулентности в пристеночном слое. Отметим, что количество теплоты, подводимое от нагретой стенки, мало зависит от частоты вращения коленчатого вала n (мин^{-1}), так как при ее существенном изменении температура стенки меняется незначительно. Однако частота вращения n оказывает сильное влияние на скорость вихревого движения заряда, обтекающего пленку, а это уже существенно отражается на скорости испарения пленки. Скорость испарения определяется интенсивностью вихревого движения воздушного заряда над пленкой, параметрами пленки (толщина пленки, испаряемость топлива и др.) и температурой поверхности. При недостаточно высокой температуре поверхности T_w испарение

происходит медленно, а при чрезмерно высокой осуществляется интенсивное парообразование, при этом пленка отделяется от поверхности стенки КС, разрывается, и интенсивность подвода теплоты к топливу уменьшается.

В середине 40-х годов XX в. на фирме MAN проф. И. Мойрер приступил к созданию рабочего процесса с пленочным смесеобразованием с целью ограничения количества топливовоздушной смеси в момент воспламенения и снижения тем самым чрезмерной скорости нарастания давления в начале процесса сгорания. В 1954 г. на фирме MAN были разработаны дизели с новым рабочим процессом, названным *M*-процессом (от первых букв фамилии разработчика и названия фирмы, а по некоторым предположениям, вследствие центрального расположения камеры в поршне от нем. *mittlere* — средний). В зарубежной литературе пленочное смесеобразование обычно называют *M*-процессом. В дальнейшем были предложены другие модификации *M*-процесса [31], которые нашли применение на автомобильных двигателях фирмы MAN, Renault, Continental и др.

В *M*-процессе топливо впрыскивается форсункой с одним сопловым отверстием, ось которого направлена под малым углом к стенке КС сферической формы, расположенной в поршне. На поверхности стенки топливо растекается, образуя при этом тонкую жидкую пленку. Поскольку температура стенки КС в конце процесса сжатия ниже температуры воздушного заряда в цилиндре, то образование пленки на относительно холодной стенке задерживает смесеобразование в начальный период, что приводит к существенному снижению количества топливовоздушной смеси, подготовленной в период задержки воспламенения. Самовоспламенение приобретает малоочаговый (или даже одноочаговый) характер, фронт пламени от очага распространяется по всему объему цилиндра, и наступает «мягкое» сгорание, подобное распространению пламени в бензиновом двигателе и резко отличающееся от теплового взрыва в обычном дизельном процессе. Впускной канал спирального типа генерирует интенсивное вихревое движение воздушного заряда вокруг оси цилиндра, которое в процессе сжатия распространяется в объеме сферической камеры в поршне. При этом направление вихревого движения в камере совпадает с направлением струи впрыскиваемого топлива (рис. 4.32), что способствует образованию на стенке равномерной тонкой пленки, с поверхности которой происходит испарение. В *M*-процессе почти

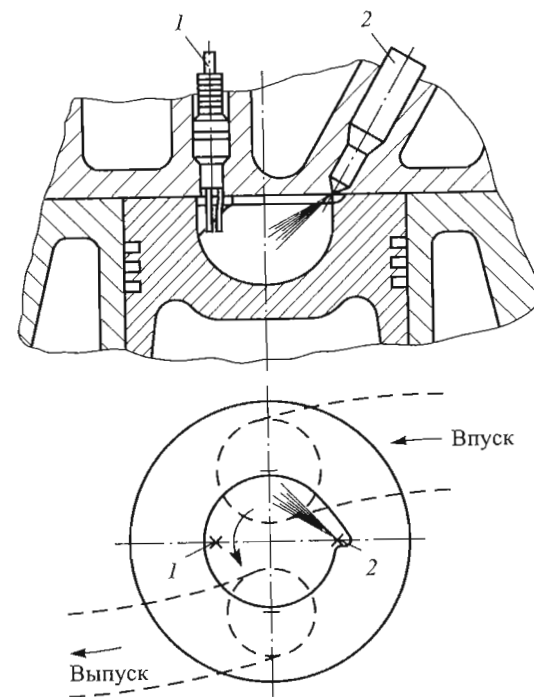


Рис. 4.32. Схема *FM*-процесса:
1 — свеча зажигания; 2 — форсунка

вся цикловая подача направлена на стенку, однако небольшая часть капель топлива, отражаясь от стенки, испаряется в объеме и образует начальные очаги воспламенения. Для достижения такого эффекта первоначально использовали форсунку с двумя сопловыми отверстиями различного диаметра, большее из которых направляло примерно 95 % топлива на стенку камеры. Остальное топливо (~5 %) попадало в центральную часть камеры и испарялось в объеме, образуя начальные очаги воспламенения. Позднее было установлено, что такой же эффект дает и форсунка с одним сопловым отверстием, если струи топлива направить к стенке под определенным углом (~15°) к поверхности. Таким образом, в период задержки воспламенения в объеме испаряется небольшое количество топлива, а температура в начальных очагах сгорания снижается незначительно. Это приводит к сокращению времени задержки воспламенения и к «мягкой» работе двигателя. Далее

испарение происходит постепенно с поверхности пленки в процессе сгорания прежде всего за счет теплоты, передаваемой горячими газами, в также теплоты, передаваемой пленке от стенки. Скорость нарастания давления в M -процессе $dp/d\varphi \leq 3...4$ бар/град (φ — угол поворота коленчатого вала) и соответствует уровню бензиновых двигателей. Процесс сгорания характеризуется достаточной полнотой и пониженной дымностью, в частности, при сильно обогащенной смеси (для дизелей), $\alpha_v = 1,15...1,20$, двигатель работает на пределе дымления.

В отличие от обычного дизельного процесса M -процесс позволяет использовать топлива с различными фракционными составами, сильно различающимися как по испаряемости, так и по воспламеняемости. При этом фракционный состав применяемых топлив довольно широк — от керосина и дизельных топлив с разными цетановыми числами до автомобильных бензинов с разными октановыми числами. В связи с этим поршневые двигатели с M -процессом называют также многотопливными двигателями. Бензины с высокими октановыми числами соответственно имеют низкие цетановые числа, т. е. низкую воспламеняемость. При использовании таких бензинов в обычном дизельном процессе чрезмерно увеличивается время задержки воспламенения, и к моменту воспламенения в цилиндре скапливается практически вся доля цикловой подачи топлива, которая, пройдя длительную предпламенную подготовку (испарение, смесеобразование), горит быстро. Выделение теплоты, сопровождающееся резким повышением скорости нарастания давления, приводит к недопустимо «жесткому» сгоранию.

В M -процессе количество топлива, участвующего в самовоспламенении, сильно ограничено; даже если это топливо с низким цетановым числом, как, например, высокооктановые бензины. После образования первых очагов сгорания в результате самовоспламенения пламя распространяется по объему КС, вовлекая в себя горючую смесь воздуха и топлива, испарившегося с пристеночной пленки. Поэтому при использовании топлив с низкими цетановыми числами не происходит резкого повышения давления при начальном самовоспламенении, как в обычном дизельном процессе. Таким образом, «мягкая» работа двигателя на топливах с низким цетановым числом в M -процессе обуславливается не только сокращением времени задержки воспламенения, а в основном ограничением количества топлива, участвующего в процессе начального самовоспламенения. Конечно, в зависимости от фракционного состава ис-

пользуемого топлива будут меняться и эффективные, и экологические показатели двигателя с M -процессом. Например, установлено, что M -процесс при применении бензина дает несколько меньший удельный расход топлива, чем в случае дизельного топлива, хотя максимальное давление цикла и скорость нарастания давления в случае использования бензина выше.

Типичным для M -процесса является также повышение скорости нарастания давления с ростом частоты вращения двигателя. Это заметно при работе двигателя практически на всех видах топлива и объясняется тем, что с ростом частоты вращения увеличиваются скорость вихревого движения воздушного заряда и интенсивность его турбулентности, что свидетельствует о повышении роли объемного смесеобразования по сравнению с пленочным. Принимая во внимание, что при использовании топлив с лучшей испаряемостью также повышается скорость нарастания давления, становится очевидным — в M -процессе имеет место объемно-пленочное смесеобразование, но с большой долей пленочного смесеобразования.

Ясно, что «холодный» пуск в M -процессе затруднен, так как топливная пленка, нанесенная на ненагретую поверхность стенки КС, плохо испаряется, и для нормального смесеобразования требуется значительный подогрев впускного воздуха. Это позволяет избежать неполноты сгорания осевшего на стенках топлива в режиме холостого хода, когда температура рабочего цикла и соответственно температура поверхности стенки КС низкие, и подводимой к топливной пленке теплоты, как со стороны стенки, так и со стороны газа, недостаточно. Кроме того, в M -процессе при применении топлива с высоким октановым числом не осуществляется устойчивого воспламенения на высоких частотах вращения.

В целях облегчения «холодного» пуска, а также расширения свойства многотопливности позднее в схему M -процесса было введено принудительное зажигание (см. рис. 4.32). Эту модификацию рабочего процесса называют FM -процессом (от нем. flamm — пламя, огонь; in flammen setzen — зажигать). В этой схеме диаметрально противоположно форсунке размещается специальная свеча, в районе которой образуется смесь. Состав такой смеси способен к зажиганию и мало меняется при разных режимах работы двигателя. Это достигается путем гарантированного подвода топлива к специальной свече (в ряде случаев на поверхности сферической КС имеется специальная канавка для подвода к свече части впрыскиваемого на стенки топлива), а также согласованного с направлением струи топлива вихревого движения воздушного заряда. Спе-

циальная свеча с углубленными в камере в поршне длинными (8 мм) и параллельными электродами (см. рис. 4.32) находится около стенки, в области стабильной, легко зажигаемой локальной смеси, что в момент подачи искры обеспечивает устойчивое воспламенение. Ясно, что *FM*-процесс, по сути, представляет собой процесс расслоением воздушного заряда.

Согласно результатам исследований [31] к преимуществам *FM*-процесса следует отнести возможность снижения степени сжатия до 14–17 при сравнительно низких шумности и концентрации токсичных веществ в отработавших газах, чем в *M*-процессе. Частота вращения коленчатого вала при работе двигателя на бензине с высоким октановым числом может достигать уровня бензинового двигателя с внешним смесеобразованием. Таким образом, *M*-процесс объединяет преимущества дизеля и двигателя с принудительным зажиганием: хорошая топливная экономичность при высокой литровой мощности, «мягкая» работа и, что немаловажно, малая токсичность отработавших газов.

M-процесс имеет еще одну известную модификацию — так называемый *MH*-процесс, который был разработан в целях повышения среднего эффективного давления при таком же максимальном давлении цикла, как в *M*-процессе. Этого удалось достичь путем повышения интенсивности вихревого движения воздушного заряда и улучшения наполнения за счет конструктивных изменений в впускной системе, в частности, за счет применения акустического наддува. Однако если в *FM*-процессе осуществляется процесс сжигания бензина с высоким октановым числом при относительно низких степенях сжатия, то в *MH*-процессе для этого необходимо существенно повысить степень сжатия (до 26). Следует отметить, что вначале разработка *FM*-процесса проводилась как дальнейшее развитие *MH*-процесса в целях расширения свойств многотопливности без применения излишне высоких степеней сжатия. По способу смесеобразования *MH*-процесс принципиально не отличается от *M*-процесса.

Среди процессов с пленочным смесеобразованием, внедренных на серийных дизелях, следует назвать *Deutz-AD*-процесс, реализованный в КС фирмы Deutz [31]. Основная цель при разработке этого процесса, как и *M*-процесса, — предотвращение чрезмерно быстрого повышения давления в начальной фазе процесса сгорания (рис. 4.33). Ось цилиндрической камеры в поршне наклонена под углом примерно 20° к оси поршня, что позволяет по сравне-

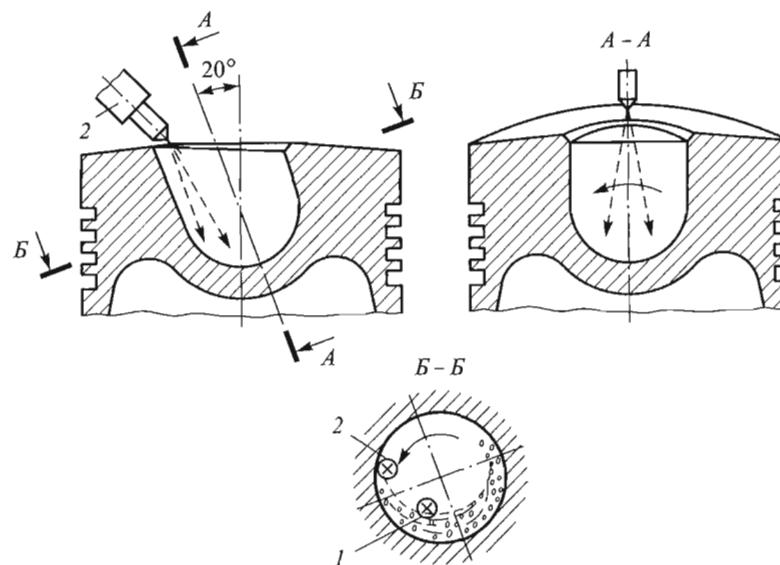


Рис. 4.33. Схема *Deutz-AD*-процесса:

1 — свеча зажигания; 2 — форсунка

нию с рассмотренными выше камерами в поршне уменьшить высоту днища и массу поршня при неизменном объеме камеры. В момент впрыскивания топлива в камере происходит интенсивное вихревое движение воздушного заряда вокруг этих осей (см. рис. 4.33). Форсунка с двумя сопловыми отверстиями расположена у кромки поршня так, что направления двух топливных струй почти параллельны стенкам наклонной цилиндрической камеры в поршне. Давление впрыскивания должно быть достаточным для продвижения свободной струи топлива на всю глубину КС, однако не следует допускать значительного скопления топлива на ее днище.

Под действием центробежной силы, создаваемой вихревым движением воздушного заряда, пары и капли впрыскиваемого топлива отбрасываются к периферийным зонам камеры, где в пристеночной области образуется сильно обогащенная смесь. Несмотря на то что к этой смеси подводится теплота от нагретой стенки, она не нагревается до температуры самовоспламенения. Очаги воспламенения возникают дальше от стенок, там, где $\alpha_v \approx 1$, а количество смеси, подготовленной к самовоспламенению, даже при довольно

длительных задержках воспламенения относительно небольшое, что приводит к уменьшению скорости нарастания давления в начальной фазе процесса сгорания и к плавному развитию реакции горения. При этом постепенно процесс сгорания охватывает основную массу обогащенной смеси из периферийной зоны за счет перемешивания ее с воздушным зарядом, сосредоточенным в центральной части камеры. В данном случае, как и в *M*-процессе, возникает эффект сепарации (иногда его называют центрифугированием) — продукты сгорания, образующиеся в области стенки, движутся к центру КС, а более холодный воздушный заряд — к периферии, где он диффундирует с парами топлива, которые сгорают плавно, практически без образования сажи. Позднее в КС фирмы Deutz была установлена свеча зажигания (см. рис. 4.33), которая расположена так, что смесь проходит через нее. При этом зажигание смеси осуществляется достаточно быстро после начала впрыскивания, и поэтому процесс сгорания зависит не только от характера протекания процесса смесеобразования, но и от дальнейшего развития процесса впрыскивания.

Необходимо отметить, что вследствие высокой интенсивности вихревого движения воздушного заряда коэффициент наполнения у двигателей с *Deutz-AD*-процессом на 5...10 % ниже, чем при использовании обычной цилиндрической КС в поршне. Кроме того, относительно малый диаметр горловины камеры в поршне приводит к высокой тепловой напряженности головки цилиндра двигателя. Ясно, что в *Deutz-AD*-процессе, как и в *M*-процессе, вихревое движение воздушного заряда локализует процессы смесеобразования и сгорания в основном в пристеночном слое, предварительно осуществив расслоение заряда на области с обогащенной и обедненной топливной смесью. Однако, по сути, *M*-процесс более близок к процессу с пленочным смесеобразованием. В *Deutz-AD*-процессе эффективные и экологические показатели цикла, а также скорость нарастания давления в начальной фазе процесса сгорания сильно зависят от расстояния между осью топливного факела и стенкой камеры. При этом существуют некие оптимальные значения, отклонения от которых как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения могут привести к ухудшению этих показателей. Очевидно, что это расстояние обуславливает долю пленочного смесеобразования, а в целом *Deutz-AD*-процесс более близок к процессу с объемно-пленочным смесеобразованием, чем *M*-процесс, поэтому отнести его к процессам с пленочным смесеобразованием

можно с определенной условностью. Часто *M*- и *Deutz-AD*-процессы относят также к процессам с расслоением заряда.

Полуразделенные КС с объемным смесеобразованием. Полуразделенные КС обычно применяют в двигателях с диаметром цилиндра $D \leq 200$ мм. При существующих высоких давлениях впрыскивания в цилиндре таких размеров объемное смесеобразование обеспечить довольно трудно, но в последнее время появились и такие двигатели. На рис. 4.34, а приведена схема так называемого *Duotherm*-процесса, разработанного на немецкой фирме *Elsbett-Konstruktion (Elko)* [21]. Специальная форсунка с одним сопловым отверстием (в ряде случаев используется и штифтовая

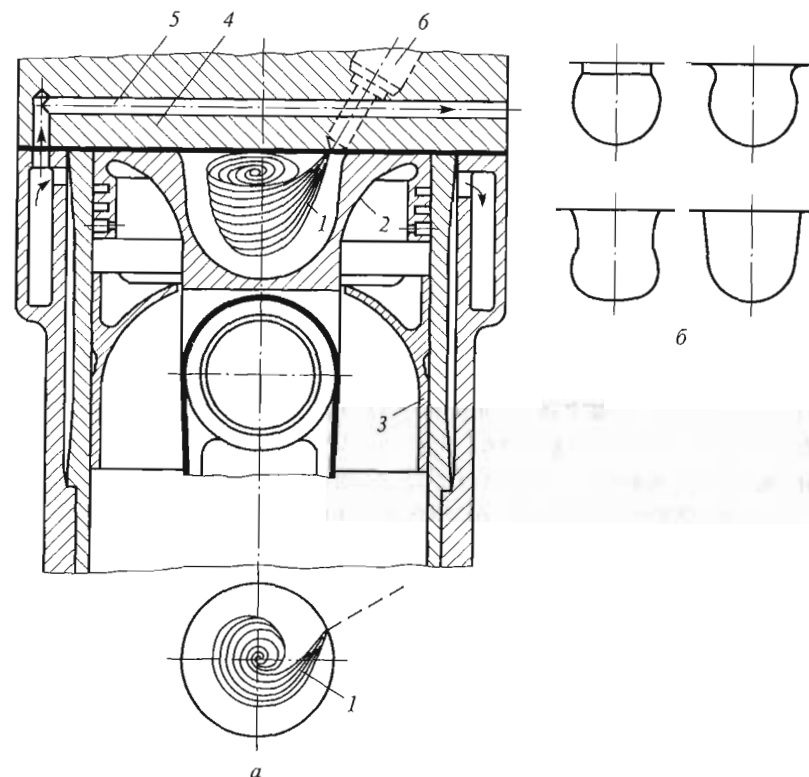


Рис. 4.34. Схема *Duotherm*-процесса (а) и используемые для его реализации КС (б):

1 — закрученный топливный факел; 2 — днище поршня; 3 — юбка поршня; 4 — головка цилиндра; 5 — отверстие для охлаждения форсунки; 6 — форсунка

форсунка) расположена так, что при нахождения поршня в ВМТ носок распылителя попадает в зону кромки камеры. Интенсивное вихревое движение воздушного заряда, взаимодействуя с факелом впрыскиваемого топлива, формирует в центральной части КС закрученную топливовоздушную смесь, состав которой близок к стехиометрическому. Вокруг этого слоя смеси образуется оболочка обедненной смеси, а далее — воздушный слой, изолирующий зону горения от стенок камеры. Рабочий процесс организован так, чтобы на всех режимах работы дизеля, в том числе и в режиме полной нагрузки, сохранялся воздушный теплоизолирующий слой. В центральной части КС локализуются более легкие продукты сгорания и локальная температура здесь выше, чем на периферии, куда под действием центробежной силы вытесняются неучаствующие в процессе сгорания более холодные массы воздуха. Таким образом предотвращается попадание топлива на стенку и осуществляется объемное смесеобразование со стратификацией температур и расслоением заряда. В случае турбонаддува в теплоизолирующем слое сосредоточено примерно 30 % всего воздушного заряда. Толщина этого слоя уменьшается по мере увеличения количества впрыскиваемого топлива, но сам слой сохраняется при всех режимах работы двигателя. К особенностям *Duotherm*-процесса также относятся низкие значения скорости впрыскивания топлива и начальной скорости тепловыделения, что приводит к небольшим скоростям нарастания давления в начале процесса сгорания и к «мягкой» работе дизеля. Зависимость тепловыделения от времени $dQ_c/dt = f(\tau)$ в этом процессе имеет удлинённый участок с постоянно возрастающей скоростью и резким спадом этой скорости в конце такта расширения. Расслоение заряда приводит к тому, что в локальных зонах сгорания с высокой температурой практически отсутствует свободный кислород (стехиометрическая смесь), что существенно ограничивает образование оксидов азота. Кроме того, отсутствие топлива в относительно холодных пристеночных слоях снижает содержание углеводородов (СН) в отработавших газах. *Duotherm*-процесс отличается также снижением удельного расхода топлива (до 15 %), концентрации сажи, уровня шума и хорошей приспособляемостью двигателя к работе на различных топливах. Однако для работы двигателя на бензине с высоким октановым числом и на спирте необходима разработка новых форсунок, способствующих самовоспламенению этих топлив. Кроме того, обеспечение работы двигателя как на легких, так и на тяжелых топливах требует разработки поршней с повышенной термической и механической прочностью.

Относительно низкая теплоотдача в этом процессе позволяет использовать масляную систему охлаждения вместо водяной. В головке цилиндра охлаждается только область перемычки между клапанами, что примерно на 25 % снижает теплоту, передаваемую в систему охлаждения, т. е. *Duotherm*-процесс представляет собой процесс с ограничением отвода теплоты от рабочего тела [6]. Отметим также, что поршень является составным, при этом днище (чугун или сталь) и юбка (металлокерамика на основе железа, алюминиевый сплав или чугун) поршня соединяются пальцем и не соприкасаются (см. рис. 4.34, а). Различные варианты камер в поршне, предназначенные для процессов смесеобразования с форсункой с одним сопловым отверстием, приведены на рис. 4.34, б. Поршень с пальцем приблизительно на 20 % легче стандартного поршня из алюминиевого сплава обычного высокофорсированного дизеля. В общем случае чем больше диаметр поршня, тем он легче при такой конструкции, чем при обычной. Юбка поршня выполняет функции направляющей части, изолирована от КС и характеризуется относительно низкой температурой, так как она интенсивно охлаждается маслом, которое подводится также на зеркальную поверхность сухой гильзы. В зоне уплотнительного пояса поршня термические и механические нагрузки небольшие, поэтому его верхняя часть (выше компрессионных колец) используется как скользящая опора верхней части поршня. Рабочий зазор в боковой поверхности в зоне, расположенной выше первого компрессионного пальца, такой же, как в подшипнике скольжения, в результате чего масляная пленка служит уплотнением. При этом образование кокса в зоне жарового пояса вследствие повышенных допустимых температур исключено, что обусловлено теплоизоляцией камеры воздушным слоем.

Опытные работы по внедрению *Duotherm*-процесса проводились на дизелях различных фирм (Audi, Volkswagen и др.), которые были переведены на новый процесс смесеобразования и сгорания. В настоящее время фирма Elko имеет ряд собственных разработок, например дизель для легкового автомобиля ($i = 3$, $S/D = 92/80$ мм/мм, $\varepsilon = 18$, $N_e = 66$ кВт, $n = 4500$ мин⁻¹) с *Duotherm*-процессом. Полуразделенная КС с объемным смесеобразованием разработана также японской фирмой Toyota. В ней применяется специальная форсунка с одним сопловым отверстием, благодаря которой топливный факел имеет большой угол раскрытия (до 120°). Камера в поршне по своей конфигурации близка к форме

топливного факела и имеет вид сфероидального объема. Как и в *Duotherm*-процессе, топливо воспламеняется и сгорает в объеме камеры, не соприкасаясь со стенками. По опубликованным данным, в этом процессе обеспечивается эффективное использование всей массы окислителя, что позволяет снизить удельный расход топлива и концентрацию токсичных выбросов в атмосферу. Варианты таких КС с центральным и периферийным расположением форсунок, разработанной фирмой Toyota, приведены в [8].

Расслоение заряда. Расслоением (стратификацией) заряда называют процесс образования в заряде отдельных слоев (областей), различающихся составом топливоздушной смеси. В рассмотренных выше дизельных процессах (*M*-, *Deutz-AD*-, *Duotherm*-процессы) рабочий процесс организован так, что в КС образуются специальные зоны со стехиометрическим составом смеси для обеспечения самовоспламенения (или зажигания, как в *FM*-процессе), тогда как в других зонах $\alpha_v \gg 1$, т. е. происходит расслоение заряда. Традиционно понятие расслоения заряда в теории поршневых двигателей ассоциируется с одним из способов улучшения эффективных и экологических показателей рабочего цикла бензиновых двигателей. Основная цель расслоения заряда заключается в обеспечении в КС такого распределения топлива, при котором в зоне свечи зажигания образуется обогащенная топливоздушная смесь, которая по мере удаления от свечи обедняется. Существующие способы расслоения заряда можно условно подразделить на две группы: расслоение посредством организованного движения воздуха, четко согласованного с моментом начала непосредственного впрыскивания, с моментом подачи искры (в случае принудительного зажигания) и с динамикой топливного факела; расслоение посредством предварительной подготовки обогащенной и обедненной топливоздушных смесей и их раздельная подача соответственно в зону свечи и в основной объем цилиндра. В первом случае расслоение происходит непосредственно в цилиндре двигателя и требует четкой организации рабочего процесса. Этот способ успешно используют как в дизелях, так и в бензиновых двигателях (*Ford PROCO*-процесс, *Texaco*-процесс, *Witzky*-процесс и др.). Второй способ применяют в двигателях с внешним смесеобразованием (процесс Нилова, *Baudry*-процесс и др.).

На рис. 4.35 представлена схема *Ford PROCO*-процесса (*Ford Programmed Combustion*) [31]. Форсунка для впрыскивания бензина расположена в центральной части камеры и наклонена так, что

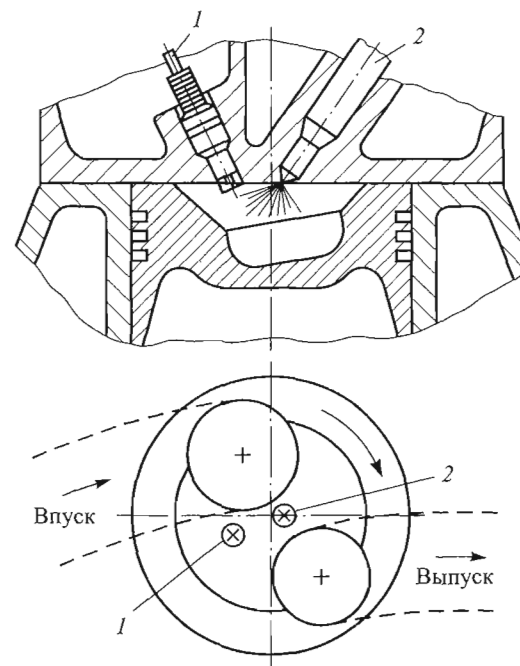


Рис. 4.35. Схема *Ford PROCO*-процесса:
1 — свеча зажигания; 2 — форсунка

образуется факел конической формы, который практически достигает поверхности головки цилиндра вследствие большого угла раскрытия ($\sim 100^\circ$). Впускной канал спирального типа (ранее использовался клапан с ширмой) интенсивно закручивает воздушный заряд. Вихревое движение воздушного заряда способствует распределению топлива по объему КС так, что локальный коэффициент избытка воздуха растет от центра КС к периферии. Начало впрыскивания и интенсивность вихревого движения согласованы между собой, и к моменту подачи искры в районе свечи, расположенной недалеко от форсунки, находится смесь стехиометрического состава. В случае нарушения этой согласованности в районе свечи может оказаться сильно обогащенная либо сильно обедненная топливоздушная смесь и воспламенение не происходит. В режиме частичной нагрузки искра подводится с заметным отставанием от начала впрыскивания, так как должно произойти распыливание и испарение топлива, однако на периферии не должно

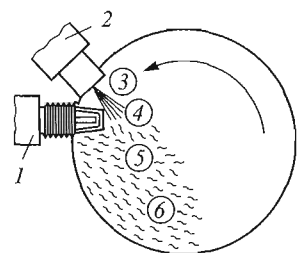


Рис. 4.36. Схема *Texaco*-процесса:

1 — свеча зажигания; 2 — форсунка; 3 — струя топлива; 4 — топливоздушная смесь; 5 — фронт пламени; 6 — продукты сгорания

на периферии камеры. Между электродами свечи создается длительный электрический разряд, состоящий из серии последовательных искр. Это позволяет в течение всего периода впрыскивания сохранить практически стационарный факел пламени, как в реактивных и газотурбинных двигателях. Четко установленные моменты подачи топлива и искры обеспечивают воспламенение первых же порций смеси, попавших в район свечи. Дальнейшее протекание процесса сгорания обусловлено исключительно скоростью подачи топлива. Зона горения, образовавшаяся у свечи, снабжается топливом из форсунки и кислородом из вращающегося воздушного заряда, так что независимо от скорости впрыскивания соотношение воздуха и топлива остается почти стехиометрическим. Это позволяет отказаться на частичных режимах от регулирования подачи воздуха с помощью дроссельной заслонки, т. е. осуществить бездроссельный цикл. Очевидно, что в *Texaco*-процессе кроме точного согласования моментов впрыскивания и подачи искры в зависимости от режима нагрузки необходимо также четко согласовать скорость подачи топлива и тангенциальную скорость вращающегося воздушного заряда, что необходимо для получения почти стоячего (стационарного) фронта пламени.

В *Witzky*-процессе расслоение заряда, согласно методу Витцки, также используют интенсивную закрутку воздуха и непосредственное впрыскивание бензина (рис. 4.37). Принципиальное отличие этого процесса от *Texaco*-процесса заключается в том, что

быть слишком обедненной смеси, состав которой оказывается за пределами воспламенения, что и обеспечивается путем уменьшения (дросселирования) впускного воздуха.

В отличие от *Ford PROCO*-процесса разработанный на фирме *Texasco* процесс (*Texasco*-процесс) [31] протекает на всех режимах без дросселирования воздуха. Впрыскивание бензина происходит в воздушный вихрь, генерируемый, как и в предыдущем случае, с помощью спирального впускного канала или клапана с ширмой. Согласно схеме, приведенной на рис. 4.36, струя топлива направляется мимо свечи зажигания, расположенной

впрыскивание происходит под некоторым углом ($\sim 30^\circ$) по отношению к оси цилиндра в сторону, противоположную направлению воздушного вихря. Обогащенная топливоздушная смесь образуется в центральной части КС, где и зажигается с помощью обычной свечи. Процесс сгорания локализован в относительно небольшой части КС и при работе двигателя на малых нагрузках, как и в дизелях, не требуется дросселирование воздуха, что делает рабочий цикл термодинамически более выгодным, чем в бензиновом двигателе с внешним смесеобразованием.

Расслоение заряда, осуществляемое непосредственно в цилиндре, несмотря на указанные преимущества, имеет следующие недостатки.

1. Для однополостной КС, особенно при изменении нагрузочных и скоростных режимов работы двигателя, трудно обеспечить оптимальное распределение топливоздушной смеси по объему КС. Чрезмерно обогащенная смесь в районе свечи сильно ухудшает процесс сгорания, а чрезмерно обедненная приводит к медленному догоранию либо к полному гашению пламени.

2. Расслоение заряда осуществляется только на режимах частичных нагрузок. В то же время на режиме полной нагрузки заряд в цилиндре должен быть довольно однородным (несоблюдение этого требования неизбежно приводит к снижению мощности).

В связи с этим двигатели со значительным расслоением заряда имеют недостатки, присущие обычным дизелям: невозможность эффективного использования для сгорания всего поступившего в цилиндр воздуха и дымление на режиме максимальной нагрузки. Тем не менее, когда в районе свечи находится смесь стехиометрического состава, а в удалении от свечи состав смеси не выходит за пределы воспламеняемости, расслоение заряда позволяет: а — повысить суммарное значение коэффициента избытка воздуха, тем самым расширить пределы общего эффективного обеднения топливоздушной смеси на режиме частичных нагрузок, что приводит к уменьшению удельного расхода топлива; б — снизить концентрации CO и CH в выпускных газах в целом, так как на режимах малых нагрузок и холостого хода появляется тенденция увеличения кон-

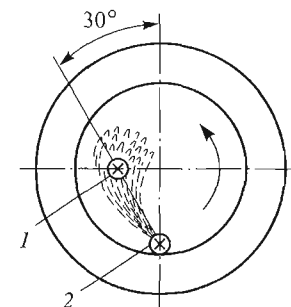


Рис. 4.37. Схема *Witzky*-процесса:

1 — свеча зажигания; 2 — форсунка

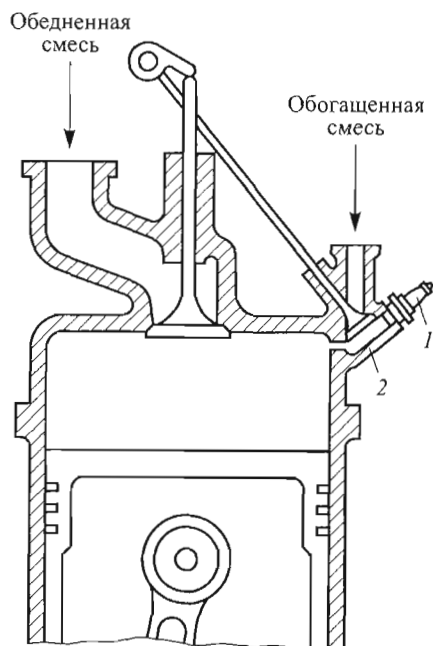


Рис. 4.38. Схема процесса Нилова:
1 — свеча зажигания; 2 — предкамера

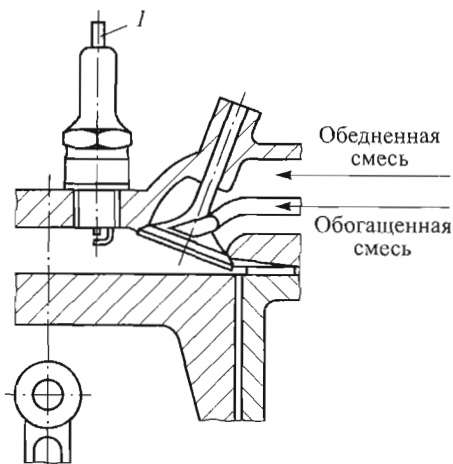


Рис. 4.39. Схема Baudry-процесса:
1 — свеча зажигания

центрации СН. Говорить однозначно о снижении концентрации оксидов азота не приходится, так как очаги сгорания, возникающие в зонах со стехиометрической смесью, характеризуются высокими локальными температурами, благоприятствующими образованию оксидов азота. В большинстве случаев при расслоении заряда происходит небольшое уменьшение концентрации оксидов азота в выпускных газах.

Ко второй группе способов расслоения заряда относятся процесс Нилова и Baudry-процесс (рис. 4.38 и 4.39), так как в них обогащенная и обедненная топливовоздушная смесь готовится отдельно вне цилиндра, а подаются в цилиндр одновременно, но в различные зоны. В Baudry-процессе, разработанном для французских двигателей Renault, обогащенная смесь поступает в районе свечи по специальному каналу (см. рис. 4.39), чему способствует вихревое движение воздушного заряда, генерируемое впускным каналом спирального типа или клапаном с ширмой. Специальная конструкция КС позволяет получить расслоение заряда в процессе Нилова, который разработан Н.А. Ниловым в сотрудничестве с А.Н. Воиновым и Л.А. Гуссаком. Этот процесс, часто встречающийся в западной научно-технической литературе [32] и относительно мало известный на родине автора, предусматривает наличие дополнительной камеры, размеры которой значительно меньше основной камеры (см. рис. 4.38). Применяемый в данном случае способ расслоения заряда обладает характерными для разделенных КС свойствами: уменьшенной концентрацией оксидов азота и увеличенным удельным расходом топлива.

4.4.2. Особенности рабочего процесса в разделенных КС

Генерируемое при впуске вихревое движение, несмотря на его интенсификацию в камере в поршне во время процесса сжатия, характеризуется ограниченной интенсивностью и не обеспечивает достаточно высокой скорости перемешивания топлива с воздушным зарядом, что до последнего времени сильно затрудняло применение экономичных и компактных дизелей с полуразделенной КС на легковых автомобилях. Для устранения этого недостатка были разработаны двигатели с разделенными КС или, как иногда говорят, двигатели с непрямым впрыскиванием топлива, в которых именно за счет интенсификации вихревого движения воздушного заряда уско-

рывается процесс смесеобразования. Это дает возможность значительно увеличить частоту вращения коленчатого вала, что особенно важно для дизелей легковых автомобилей. Первые дизели с разделенной КС появились еще в 20-х годах прошлого века, и их общее количество к 1960 г. уже составляло примерно 0,6–0,7 части общего количества дизелей с непосредственным впрыскиванием. К 1990 г. это число сократилось до 0,3–0,4, а в настоящее время дизели с непосредственным впрыскиванием топлива в КС еще более упрочили свои позиции, в том числе и в качестве силовых агрегатов для легковых автомобилей. Это объясняется существенным прогрессом в совершенствовании рабочего процесса в дизелях с полуразделенными КС, в частности, его четкой организацией. Применение топливоподающей аппаратуры нового поколения с электронным управлением, позволяющей увеличить максимальное давление впрыскивания (соответственно и максимальную скорость подачи топлива), а также сократить период задержки воспламенения и снизить шум и концентрацию практически всех вредных выбросов, особенно оксидов азота, привело к созданию быстроходных дизелей с полуразделенной КС для легковых автомобилей. Их основное преимущество по сравнению с дизелями с разделенной КС — низкий (на ~ 15 %) удельный расход топлива. Несмотря на это, дизели с разделенной КС не потеряли своей привлекательности, прежде всего, из-за указанных выше экологических качеств.

Очевидно, что разделенные КС могут применяться и в двигателях с принудительным зажиганием (смесеобразование при этом может быть как внешнее, так и внутреннее). Разделенные КС используют также в поршневых двигателях, предназначенных для воздушного и водного транспорта.

Разделенной называют КС, состоящую из двух полостей. При этом в одной из них, называемой дополнительной камерой, происходит воспламенение (от сжатия или от искры) и осуществляется процесс предварительного (частичного) сгорания. Далее загоревшаяся смесь перетекает в другую полость — в полость цилиндра, называемую основной камерой, где продолжается ее горение вместе со смесью (обычно обедненной), имевшейся в этой полости. В ряде случаев в дополнительной камере отдельно выделена полость зажигания (в основном для свечи), называемая камерой зажигания. Кроме того, между дополнительной и основной камерами могут располагаться и промежуточные полости, называемые промежуточными камерами.

Разделенные КС двигателей с внутренним смесеобразованием. Разделенные КС, применяемые на дизелях, в зависимости от вида дополнительной камеры подразделяют на две группы: *вихревые камеры* (рис. 4.40); *предкамеры* (форкамеры) (рис. 4.41). В обоих случаях для смесеобразования используется кинетическая

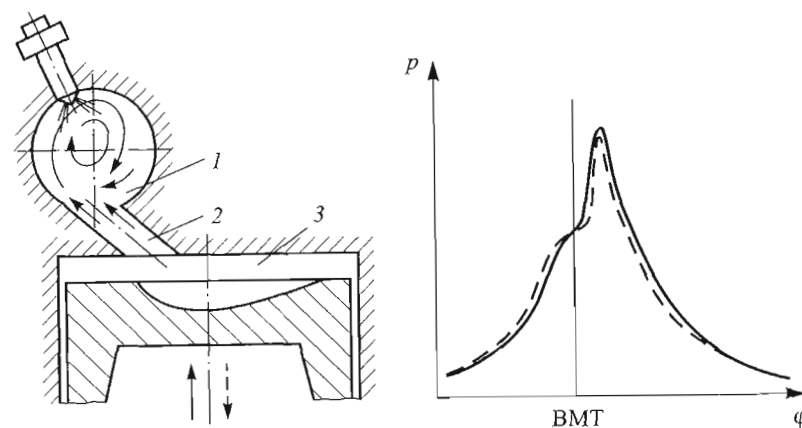


Рис. 4.40. Изменение давления в цилиндре двигателя с вихревой камерой в процессах сжатия, сгорания, расширения:

1, 3 — вихревая и основная камеры соответственно; 2 — соединительный канал; — — — — в основной камере; — — — — в вихревой камере

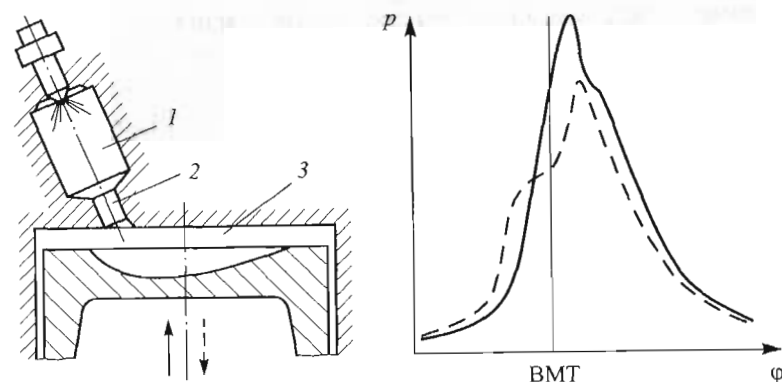


Рис. 4.41. Изменение давления в цилиндре двигателя с предкамерой в процессах сжатия, сгорания, расширения:

1 — предкамера; 2 — соединительный канал; 3 — основная камера; — — — — в основной камере; — — — — в предкамере

энергия возникающего в процессах сжатия и сгорания турбулентного движения воздушного заряда. Энергия топливной струи в этих КС оказывает меньшее, чем в неразделенных или в полуразделенных КС, влияние на смесеобразование, что позволяет осуществлять впрыскивание топлива с относительно невысоким давлением.

В вихревой камере для смесеобразования и сгорания используется вихревое движение воздушного заряда (см. рис. 4.40), создаваемое во время процесса сжатия в вихревой камере, в объеме которой распыливается топливо. В предкамере не генерируется такое организованное и направленное вихревое движение сжатого воздушного потока, втекающего в нее из цилиндра, как в вихревой камере. Однако вследствие небольшого сечения соединительных каналов давление в цилиндре в процессе сжатия превышает давление в предкамере (см. рис. 4.41). Этот перепад давления (он обычно выше, чем перепад в вихревых камерах, см. рис. 4.40) обуславливает высокую кинетическую энергию втекающего в предкамеру воздушного заряда, используемого для распыливания топлива.

Рабочий процесс в разделенных КС двигателей имеет следующие особенности.

1. Истечение с высокой скоростью частично сгоревших и горящих газов из дополнительной камеры в основную способствует быстрому завершению процесса сгорания.

2. Дополнительные камеры обычно снабжены горячими вставками из жаропрочного материала, что уменьшает отвод теплоты и повышает температуру поверхности (на режиме максимальных нагрузок $T_w \approx 800 \dots 1000$ К), которая мало зависит от частоты вращения коленчатого вала. Часто горячей вставкой оснащают нижнюю часть дополнительной камеры, включая поверхность теплообмена соединительного канала и реже — всю поверхность теплообмена дополнительной камеры. Используется эффект аккумуляции теплоты в стенках теплоизолирующей вставки. Аккумуляция происходит в процессах сгорания и расширения, а последующая отдача этой теплоты воздушному заряду — в процессе сжатия. Конечно, такая неполная регенерация теплоты, с одной стороны, приводит к уменьшению КПД цикла, а с другой — улучшает условия смесеобразования. Высокие температуры поверхности и воздушного заряда, а также его турбулизация способствуют быстрому испарению топлива и уменьшению времени задержки воспламенения.

3. Возможность использования более простой, дешевой и надежной топливоподающей аппаратуры по сравнению с применяемой в двигателях с неразделенной и полуразделенной КС. В частности, можно применять штифтовые форсунки или форсунки с относительно большим диаметром соплового отверстия, не склонные к образованию кокса у распылителя и работающие при низком давлении впрыскивания.

4. Возможность снижения требований к испаряемости и цетановому числу топлива. Отсутствует характерная для неразделенных КС жесткая связь условий смесеобразования с качеством топлива, что обуславливает применение различных и дешевых видов топлива.

5. Не требуется согласования формы и размеров КС, факела распыленного топлива и интенсивности вихревого движения, нарушение которого в случае применения других камер приводит к заметному ухудшению процесса, особенно при работе двигателя на нерасчетных режимах.

6. Наличие выемки (различной формы) на днище поршня в месте истечения горящих газов из дополнительной камеры (см. рис. 4.40 и 4.41) способствует вихревому движению заряда в надпоршневой части и интенсифицирует завершающую (диффузионную) фазу сгорания, а также разгружает поршень от высоких тепловых потоков.

Характерные данные некоторых показателей вихревых и предкамер приведены в табл. 4.1. Следует подчеркнуть, что разделенные КС по сравнению с другими видами КС в большей степени соответствуют общим принципам создания рабочего процесса с улучшенными экологическими показателями: уменьшение интенсивности тепловыделения в начальной фазе сгорания и одновременно интенсификация скорости сгорания в его конечной фазе. В результате это приводит к уменьшению скорости нарастания давления, т. е. шума, и концентрации вредных выбросов в продуктах сгорания, что можно объяснить следующими соображениями:

1) период задержки воспламенения существенно сокращается по сравнению с другими видами КС, что обуславливает «мягкую» работу двигателя;

2) начальная фаза сгорания (в дополнительной камере) осуществляется при нормальной или обогащенной топливоздушной смеси в условиях недостатка атомарного кислорода за фронтом пламени, а основная фаза (в основной камере) — в условиях обед-

Таблица 4.1

Характеристика	Вихревая камера	Предкамера
Диаметр цилиндра	$D \leq 150$ мм	$D \leq 350$ мм
Форма дополнительной камеры	Сфероидальная, эллипсоидная, бочкообразная, цилиндрическая и др.	Цилиндрическая (или ближе к цилиндрической), овальная, призматическая и др.
Соединительные каналы	1–3 канала. Проходят через горячую вставку Форма цилиндрическая или овальная Скорость перетекания до ~ 200 м/с Канал направлен касательно к окружности вихревой камеры и создает интенсивное вихревое движение ($D_n \approx 20...40$) в дополнительной камере Суммарная площадь сечения соединительных каналов 0,8...2,7 % площади поршня	1–8 каналов. При относительно больших скоростях перетекания (до 300 м/с) и малых размерах предкамеры создается множество интенсивных беспорядочных вихрей, разрушающих струю топлива и способствующих его испарению и перемешиванию с воздушным зарядом Суммарная площадь сечения соединительных каналов около 0,3...1,0 % площади поршня
Объем дополнительной камеры, давление впрыскивания	Объем вихревой камеры 40...60 % объема сжатия. Существует тенденция снижения этого показателя до 30 %. Давление впрыскивания $p_{впр} \leq 120...150$ бар	Объем предкамеры 20...40 % объема сжатия Давление впрыскивания $p_{впр} \leq 80...130$ бар
Степень сжатия	$\epsilon \geq 17$	$\epsilon \approx 19-23$
Смесеобразование в дополнительной камере	Штифтовая форсунка, конический факел топлива ($\theta \approx 5...20^\circ$) направлен в сторону горячей вставки, интенсивное вихревое движение хорошо распределяет топливо по объему, что позволяет работать при малых значениях коэффициента избытка воздуха $\alpha_v \approx 1,15...1,40$	Односопловой распылитель, небольшой конус факела во избежание оседания топлива на боковых стенках, высокоинтенсивный турбулентный поток и горячая вставка способствуют интенсивному смесеобразованию, что позволяет работать при малых значениях коэффициента избытка воздуха $\alpha_v \approx 1,05...1,20$

ненной смеси и интенсивной турбулентности. Дефицит кислорода в условиях высокой температуры в начальной фазе сгорания и значительное снижение температуры в основной фазе предотвращают образование оксидов азота;

3) интенсивное перемешивание топливовоздушной смеси и неполных продуктов сгорания в основной камере в завершающей фазе сгорания способствует их догоранию и уменьшению концентрации оксида углерода;

4) сокращение времени задержки воспламенения и интенсивная турбулизация топливовоздушной смеси в основной (диффузионной) фазе сгорания также приводят к уменьшению концентрации углеводородов;

5) гомогенизация заряда в объемах дополнительной и основной камер, ускорение предпламенных реакций (т. е. сокращение времени задержки воспламенения), снижение количества топлива, попадающего на горячую поверхность, а также турбулизация в конечной фазе сгорания (догорания) приводят к уменьшению концентрации сажи.

В целом рабочий процесс в разделенных КС по всем нормируемым экологическим параметрам является лучшим по сравнению с КС других видов.

Как уже отмечалось, основными недостатками разделенных КС являются относительно высокий удельный расход топлива, а также низкие пусковые качества и усложненные конструкции головки цилиндра в связи с размещением в них дополнительных камер. Высокий удельный расход топлива объясняется наличием дополнительных тепловых и аэродинамических потерь (при перетекании заряда с высокой скоростью из одной полости в другую и обратно). Кроме того, увеличение тепловых потерь связано с достаточно большой площадью теплопередающей поверхности КС. Таким образом, разделенные КС — наглядный пример конфликта между эффективными и экологическими показателями двигателя. Компромиссное разрешение этого конфликта является одной из основных задач при создании и реализации рабочего процесса для современных двигателей.

«Холодный» пуск двигателей с разделенными КС, несмотря на высокую степень сжатия (см. табл. 4.1), усложняется за счет большой ее площади теплообмена, вследствие чего нагретый воздух передает теплоту к холодным стенкам камеры и его температура становится ниже температуры самовоспламенения. В связи с этим

в дополнительных камерах устанавливают специальные запальные устройства, например свечи со спиралью накалывания. В некоторых случаях для улучшения пусковых свойств дизелей применяют специальные распылители, которые имеют дополнительные отверстия. Наряду с основной струей топлива, направленной на горячую вставку, часть топлива через дополнительное сопловое отверстие направляется в соединительный канал в сторону основной камеры. При впрыскивании топлива в нагретый от сжатия воздушный заряд,двигающийся в канале с высокой скоростью, создаются благоприятные условия для самовоспламенения. При этом доля топлива от цикловой подачи, впрыскиваемого через дополнительное сопловое отверстие, может меняться от ~ 90 (при «холодном» пуске) до $\sim 10\%$ (при «горячем» двигателе).

В двухтактных двигателях разделенные КС практически не используют ввиду больших трудностей, связанных с очисткой рабочего цилиндра и дополнительных камер от остаточных продуктов сгорания.

В развитии и внедрении разделенных КС большую роль сыграли исследования фирмы Ricardo, на базе которых был создан ряд вихревых камер под названием «Комета». Первую работоспособную предкамеру создал в 1910 г. П. Оранж (P. L'Orange) [32]. В современных малоразмерных быстроходных дизелях с разделенными КС (Volkswagen, Opel, BMW, Daimler-Benz, Perkins, Renault, Nissan, Mitsubishi, Toyota и др.), у которых $V_h \approx 0,4-0,5$ л, $\varepsilon \approx 20...23$, $N_{ел} \approx 22...28$ кВт/л, $n \approx 4500...5000$ мин⁻¹, $g_e \approx 260...280$ г/(кВт·ч), схемы неразделенных КС практически совпадают со схемами, приведенными на рис. 4.40 и 4.41.

Использование предкамеры (рис. 4.42) в двигателях с большим диаметром цилиндра (форсированный дизель 12ЧН 21/21, двигатели фирмы Pielstick и др.) позволяет одновременно решить две проблемы. Первая заключается в повышении топливной экономичности предкамерных дизелей, в которых потери на перетекание заряда из одной полости в другую отрицательно влияют на топливную экономичность. Эти потери существенно зависят от перепада давления между дополнительной и основной камерами. Перепад давления, со своей стороны, обусловлен количеством, формой и размерами соединительных каналов. Для уменьшения этого перепада в предкамере предусмотрен только один соединительный канал с большим, изменяющимся по оси цилиндра, проходным сечением. Поршень оборудован вытеснителем из жаро-

стойкого материала, форма которого согласована с формой соединительного канала. В конце процесса сжатия вытеснитель входит в предкамеру, что способствует созданию интенсивной турбулентности заряда при выходе из камеры горящих газов. Узкое кольцевое сечение и высокая скорость перетекания имеются только в конце процесса сжатия, остальная часть рабочего цикла проходит при низких перепадах давления между полостями, т. е. с малыми потерями на перетекание. Двигатели с такими предкамерами по топливной экономичности приближаются к дизелям с непосредственным впрыскиванием топлива.

Вторая проблема состоит в том, что при больших объемах цилиндра и непосредственном впрыскивании дальнобойность струи топлива и ее энергия часто недостаточны для того, чтобы создать необходимый (для качественного смесеобразования и сгорания) уровень турбулентности в КС. Высокая турбулентность заряда, создаваемая вытеснителем, способствует интенсификации процесса сгорания, в том числе и в его заключительной фазе, что положительно влияет на экологические показатели двигателя.

На аналогичном принципе осуществляется рабочий цикл в легком авиационном дизеле с вихревой камерой сгорания фирмы McCulloch (рис. 4.43). Дополнительная полость в го-

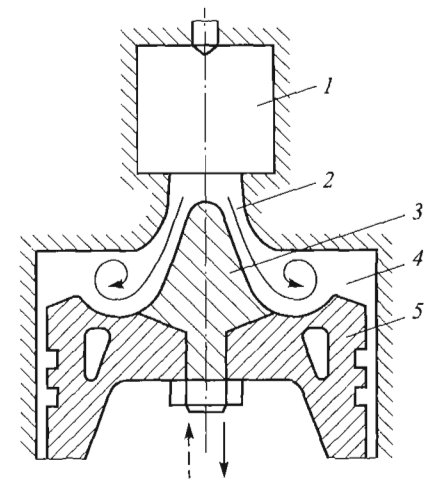


Рис. 4.42. Схема предкамеры двигателя фирмы Pielstick:

1 — предкамера; 2 — соединительный канал; 3 — вытеснитель; 4 — основная камера; 5 — поршень

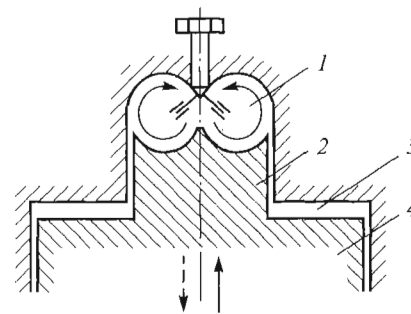


Рис. 4.43. Схема вихревой камеры авиационного двигателя фирмы McCulloch:

1 — вихревая камера; 2 — вытеснитель; 3 — основная камера; 4 — поршень

ловке цилиндра, с одной стороны, вытеснитель и поршень, с другой стороны, формируют вихревую камеру сгорания тороидальной формы, в которой в конце процесса сжатия генерируется интенсивное вихревое движение воздушного заряда. Обогащенная и почти гомогенная смесь в вихревой камере начинает гореть в условиях недостатка кислорода, а затем догорает в низкотемпературной среде основной камеры, что приводит к улучшению экологических показателей двигателя. Поскольку соединительный канал имеет практически такое же сечение, что и сама вихревая камера, потери на перетекание между полостями минимизируются и топливная экономичность двигателя повышается ($g_e = 248 \text{ г/(кВт} \cdot \text{ч)}$ при $n = 2850 \text{ мин}^{-1}$ на крейсерском режиме).

Четырехтактный исследовательский дизель Atlas ($S/D = 241/216 \text{ мм/мм}$, $p_e = 3,8 \text{ МПа}$, $p_z = 21 \text{ МПа}$, $n = 1500 \text{ мин}^{-1}$, разработка фирмы Ricardo, рис. 4.44) оснащен предкамерой и предназначен для работы на обедненных газозвудушных смесях с искровым зажиганием (свеча расположена в предкамере, где смесь обогащенная). В связи с большими тепловыми и механическими нагрузками поршень оборудован литой стальной головкой (корпус поршня из алюминиевого сплава).

Разделенные КС двигателей с внешним смесеобразованием. В двигателях с внешним смесеобразованием разделенные КС практически всегда используют в целях расслоения заряда. При

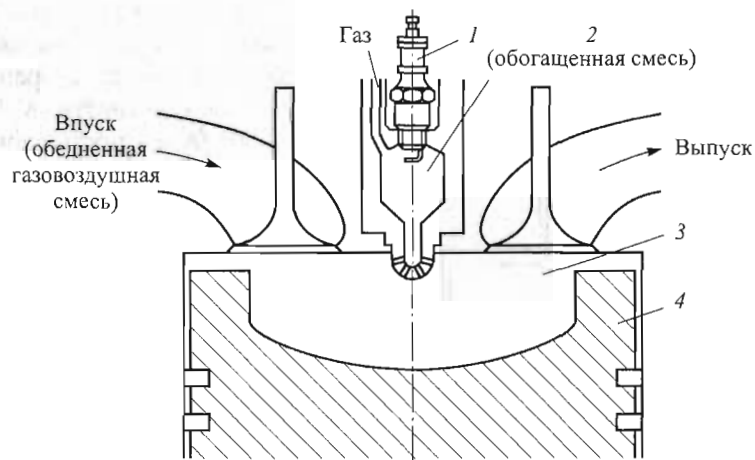


Рис. 4.44. Схема предкамеры газового двигателя Atlas фирмы Ricardo:
1 — свеча зажигания; 2 — предкамера; 3 — основная камера; 4 — поршень

этом общий принцип осуществления рабочего процесса заключается в том, что для каждого цилиндра предусмотрены две разделенные между собой системы впуска, через одну из которых обогащенная топливовоздушная смесь подводится в предкамеру, а через вторую — обедненная смесь поступает в основную камеру. Такой способ расслоения заряда принципиально отличается от «внутреннего» расслоения, используемого в двигателях с полуразделенной КС, рассмотренных выше. Подготовка смесей различного состава осуществляется либо с помощью форсунок, расположенных в каждом из впускных трубопроводов (в современных двигателях), либо с помощью двух параллельно работающих карбюраторов или одного специального карбюратора (в двигателях старой конструкции, см. рис. 4.38).

На рис. 4.45 представлена схема разделенной КС бензинового двигателя, установленного на серийных автомобилях Honda [31]. Подача обогащенной и обедненной смесей осуществляется различными каналами. При всасывании обогащенная смесь из предкамеры переходит в основную камеру и скапливается вблизи предкамеры в

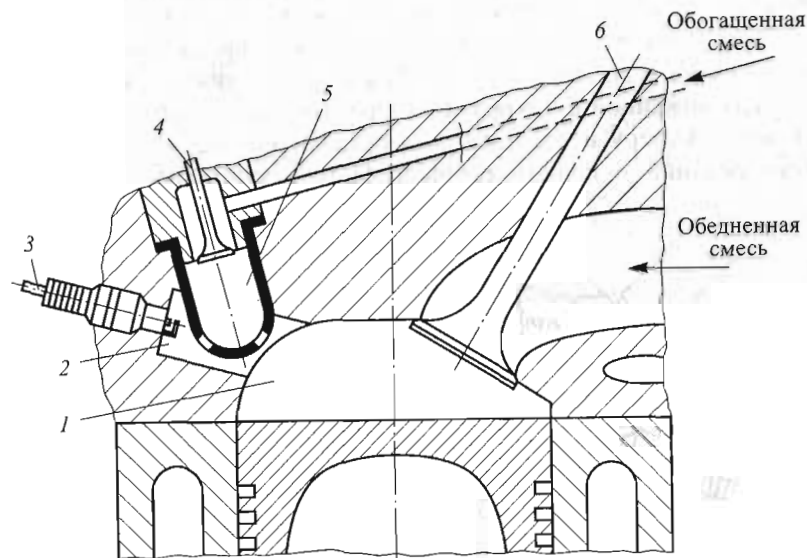


Рис. 4.45. Схема Honda CVCC-процесса:

1 — основная камера; 2 — полость для свечи зажигания; 3 — свеча зажигания; 4 — впускной клапан для обогащенной топливовоздушной смеси; 5 — предкамера; 6 — впускной клапан для обедненной топливовоздушной смеси

виде облака. При сжатии это облако вместе с частью обедненной смеси из основной камеры перетекает обратно в предкамеру. Объемы полостей (их по существу три, так как свеча расположена вне предкамеры в отдельной небольшой полости), проходные сечения для потоков, а также составы обогащенной и обедненной смесей согласованы между собой так, что в момент подачи искры в районе свечи имеется смесь, состав которой гарантирует ее зажигание. Факелы горящих газов, истекающие из отверстий предкамеры, зажигают массу обедненной смеси в основной камере. Описанный способ расщепления заряда получил название *Honda CVCC*-процесс. В отличие от этого процесса, используемого исключительно для бензиновых двигателей, на фирме Volkswagen был разработан способ расщепления воздушного заряда с применением вихревой камеры, предназначенный для двигателей как с внешним, так и с внутренним смесеобразованием. Этот процесс, известный как *VW-PCI*-процесс, схематически изображен на рис. 4.46. При внешнем смесеобразовании в основную камеру поступает гомогенная (в режиме частичной нагрузки — обедненная) смесь. В процессе сжатия эта смесь перетекает в вихревую камеру и образует там интенсивное вихревое движение. Форсунка, расположенная в вихревой камере, осуществляет впрыскивание дополнительной порции топлива и обогащает смесь в вихревой камере. После зажигания с помощью свечи, расположенной в вихревой камере, горящие газы перетекают в основную камеру и зажигают там остальную (обедненную) смесь. Регулирование мощности осуществляется путем дросселирования

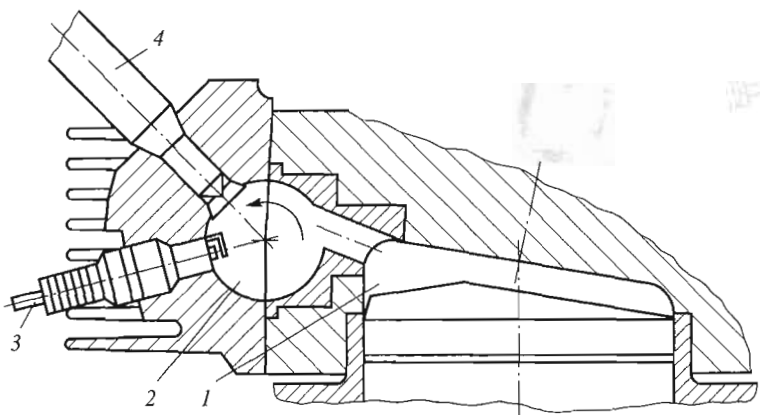


Рис. 4.46. Схема *VW-PCI*-процесса:

1 — основная камера; 2 — вихревая камера; 3 — свеча зажигания; 4 — форсунка

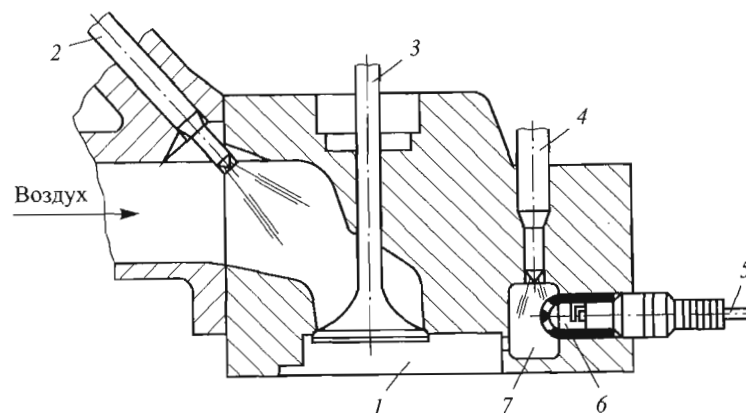


Рис. 4.47. Схема *Porsche SKS*-процесса:

1 — основная камера; 2, 4 — форсунки; 3 — впускной клапан; 5 — свеча зажигания; 6 — камера зажигания; 7 — предкамера

впускного воздушного заряда и изменения порции топлива, подаваемой в основную камеру. При использовании этого способа расщепления заряда в двигателях с внутренним смесеобразованием основную камеру сгорания (см. рис. 4.46) оснащают обычной дизельной форсункой для образования обедненной смеси путем непосредственного впрыскивания топлива в воздушный заряд. Форсунка в вихревой камере в этом случае также приспособлена к дизельному топливу.

Расщепление заряда с использованием способа, разработанного фирмой Porsche, предусматривает деление всей КС на три полости. Схематически этот способ, получивший название *Porsche SKS*-процесс, изображен на рис. 4.47. Топливо впрыскивается во впускной коллектор перед клапаном, и в основную камеру поступает обедненная смесь, гомогенизация которой завершается в процессе сжатия. При сжатии эта смесь перетекает в предкамеру, где ее обогащают путем введения дополнительной порции топлива через форсунку, которая расположена в предкамере. В этой же камере имеется еще одна полость со свечой, называемая камерой зажигания. Обогащенная смесь, проходя через отверстия стенки камеры зажигания, турбулизируется и воспламеняется после подачи искры. Горящие газы, истекая обратно в предкамеру, сначала охватывают весь ее объем, а затем через узкий соединительный канал попадают в основную камеру сгорания, где и привлекают в про-

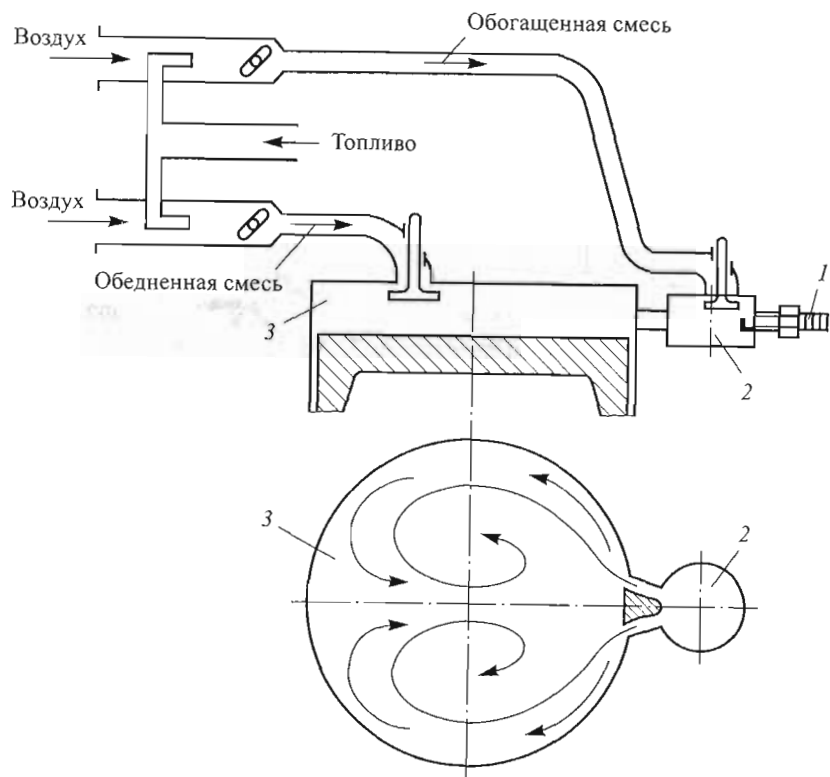


Рис. 4.48. Схема рабочего процесса с форкамерно-факельным зажиганием: 1 — свеча зажигания; 2 — форкамера; 3 — основная камера

цессе горения обедненную смесь, имевшуюся в этой камере. Ясно, что в основной камере, по существу, имеет место факельное зажигание.

Схема рабочего процесса с форкамерно-факельным зажиганием (рис. 4.48) разработана еще в 30-х годах XX в. [3]. Воспламенение обогащенной рабочей смеси ($\alpha_n = 0,6...0,8$) в форкамере осуществляется искрой от свечи. В основной камере происходит зажигание обедненной смеси ($\alpha_b = 1,5...1,6$) факелом пламенных газов, образующихся при сгорании небольшого количества обогащенной смеси в форкамере, отделенной от основной камеры одним или несколькими направленными сопловыми отверстиями. Объем форкамеры составляет всего 3...4 % всего объема камеры сжатия. Клапаны в обеих камерах открываются одновременно общим приводом.

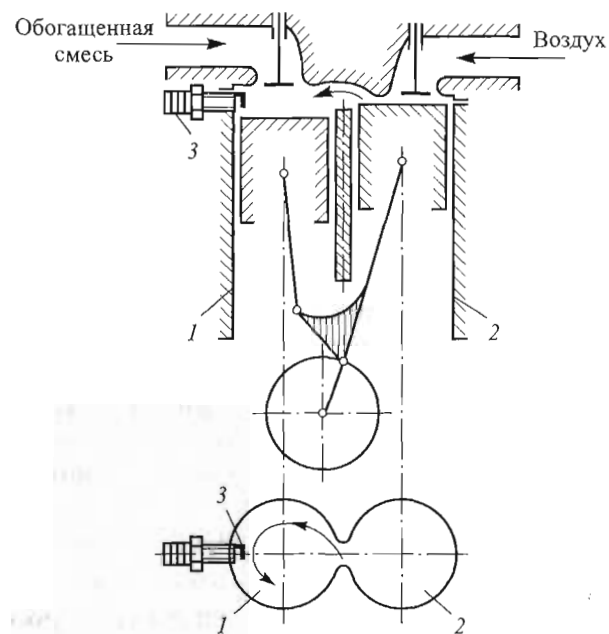


Рис. 4.49. Схема разделенной КС Кушуля: 1, 2 — спаренные цилиндры; 3 — свеча зажигания

Оригинальный способ осуществления рабочего цикла в поршневых двигателях был предложен профессором В.М. Кушулем. Ряд опытных двигателей, работающих в соответствии с таким циклом, были построены и прошли испытания как в Советском Союзе, так и за рубежом [3, 19]. В этих двигателях осуществляется глубокое расслоение заряда с помощью спаренных цилиндров 1 и 2, сообщающихся между собой через тангенциальный канал, расположенный в полости головки (рис. 4.49). Движение поршней в таких цилиндрах происходит со сдвигом по фазе, при этом поршень в цилиндре 2 отстает от поршня в цилиндре 1 на $20...30^\circ$ угла поворота коленчатого вала, что достигается соответствующим расположением цапфы прицепного шатуна. В цилиндр 1 поступает обогащенная смесь ($\alpha_b < 1$), а в цилиндр 2 — воздушный заряд ($\alpha_b \rightarrow \infty$). В объеме камеры сгорания цилиндра 1 (включая и объем соединительного канала) степень сжатия $\epsilon \approx 6,5$. Цилиндр 2 практически не имеет камеры сгорания, поэтому когда поршень подходит к ВМТ, почти весь воздушный заряд вытесняется в КС цилин-

дра 1. Общая степень сжатия, отнесенная к обоим цилиндрам, а соответственно, и степень расширения $\epsilon \approx 10$. Подача искры в КС цилиндра 1 осуществляется за 15...20 град угла поворота коленчатого вала до ВМТ (в этот момент времени значения давления в обоих цилиндрах примерно равны). Когда в цилиндре 1 начинается процесс расширения и поршень передвигается вниз к НМТ, в цилиндре 2, наоборот, поршень поднимается вверх к ВМТ и вытесняет воздушный заряд в цилиндр 1. Таким образом, в процессе сгорания обогащенной топливоздушной смеси в цилиндре 1 в него вдувается воздушный заряд из цилиндра 2. Происходит интенсивное турбулентное перемешивание горящих газов и окислителя, что приводит к энергичному выгоранию продуктов неполного сгорания. В режиме максимальной нагрузки коэффициент избытка воздуха в цилиндре 1 $\alpha_b \approx 0,5$, а общий состав смеси, отнесенный к обоим цилиндрам, — практически стехиометрический. Регулирование нагрузки в интервале значений $N_{e\max} \dots 0,5N_{e\max}$ достигается путем обеднения смеси в цилиндре 1 до $\alpha_b \approx 1,0$ (при этом суммарный коэффициент избытка воздуха $\alpha_b^{\Sigma} \approx 2,0$). Дальнейшее снижение мощности осуществляется путем дросселирования в обоих впускных трактах. Двигатели Кушуля могут работать на бензине с любым октановым числом, так как в них практически отсутствует детонация. Это объясняется тем, что кинетическая неоднородность смеси мешает быстрому распространению фронта пламени в первой (кинетической) фазе сгорания. При этом скорость нарастания давления увеличивается и двигатель может выходить за пределы «мягкой» работы. Относительно низкое значение механического КПД, потери на перетекание газов, а также на теплообмен (вследствие относительного увеличения площади теплообмена) обуславливают повышение удельного расхода топлива. Тем не менее, согласно испытаниям двигателя Кушуля (см. рис. 4.49), построенного на базе серийного четырехцилиндрового двигателя Rover [19], удельный расход топлива получается на 14 % меньше, чем у обычного двигателя. Кроме того, снижается концентрация оксидов азота $[NO_x]$. Очевидно также, что литровая мощность двигателя по сравнению с обычным бензиновым двигателем уменьшается. Особенностью двигателя Кушуля является то, что обе полости КС в рабочем процессе имеют изменяющиеся с течением времени объемы.

Идею временного разделения КС на две полости в тот момент, когда поршень находится в области ВМТ, т. е. когда разделение оказывает благоприятное воздействие на процесс сгорания, легко

осуществить, если предусмотреть выступы относительно простой формы на днищах головки цилиндра и поршня, которые будут разделять КС на две полости (рис. 4.50). Достоинство такого способа разделения КС — отсутствие потерь на перетекание при нахождении поршня далеко от ВМТ [3]. При зажигании смеси искрой (в полости 1) между полостями образуется перепад давления, в результате чего из полости 1 в полость 2 через образуемую выступами узкую щель перетекают как горящие газы, так и не успевшая еще воспламениться часть смеси. В полости 2 создаются условия, аналогичные факельному зажиганию. Подобная конструкция разделенной КС способствует улучшению эффективных показателей двигателя при наличии в обеих полостях одинаковой смеси. В случае расслоения заряда за счет подачи в район свечи обогащенной смеси, а в полость 2 — обедненной уменьшается расход топлива в режиме частичных нагрузок двигателя [3].

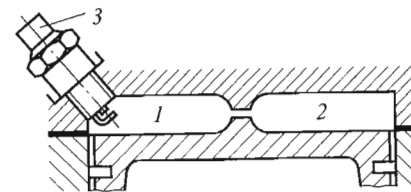


Рис. 4.50. Схема разделенной на две полости (1, 2) КС в момент нахождения поршня в ВМТ; 3 — свеча зажигания

На основе проведенного анализа известных к настоящему времени способов осуществления рабочего цикла в разделенных КС можно заключить, что основное достоинство этих КС — высокие экологические показатели. Однако их более широкое использование, особенно на транспортных двигателях, затруднено вследствие относительно невысокой топливной экономичности. С этой точки зрения наиболее эффективными являются неразделенные КС.

Скорость перетекания заряда в разделенной КС. Скорость перетекания заряда из дополнительной камеры в основную и наоборот прежде всего зависит от перепада давления $\Delta p = p_d - p$, где p_d и p — давление в дополнительной и основной камерах соответственно. При небольших значениях (до критических) перепада давления (что обычно и имеет место в разделенных КС) газ рассматривают как несжимаемую жидкость ($\rho \approx \rho_d$), тогда скорость перетекания, согласно закону сохранения энергии,

$$u = \sqrt{\frac{2|p_d - p|}{\rho} \frac{p_d - p}{|p_d - p|}}. \quad (4.16)$$

При обратном течении воздушного заряда в соединительном канале (из основной камеры в дополнительную) скорость перетекания, рассчитанная по (4.16), имеет отрицательный знак.

Скорость перетекания можно также определить на основе закона сохранения массы. Пусть масса газа в дополнительной и основной камерах $m_d = \rho_d V_d$ и $m = \rho V$ соответственно, тогда, учитывая, как и в предыдущем случае, что $\rho_d \approx \rho$, имеем $m_b/m = V_b/V$.

Следовательно, $\frac{dm_d}{d\tau} = \frac{1}{V^2} \left(V_d V \frac{dm}{d\tau} - V_d m \frac{dV}{d\tau} \right)$. В то же время

$\frac{dm_d}{d\tau} = \mu F_{c.k} \rho u$, где μ и $F_{c.k}$ — коэффициент расхода и площадь проходного сечения соединительного канала, при этом $\mu \approx 0,7 \dots 0,8$. В

силу закона сохранения массы $\frac{dm_d}{d\tau} = -\frac{dm}{d\tau}$. Выразив изменение объема через площадь поршня F и его перемещение S_x , т. е. $dV/d\tau = F dS_x/d\tau$, из последних двух выражений получим

$$u = -\frac{F}{\mu F_{c.k}} \frac{V_d}{V + V_d} v_x, \quad (4.17)$$

где $v_x = dS_x/d\tau$ — мгновенная скорость хода поршня. Когда поршень находится в ВМТ, $v_x = 0$, $u = 0$, затем его направление изменяется. Подчеркнем, что (4.16) и (4.17) соответствуют квазистационарному, изоэнтропному и одномерному течению в соединительном канале. Очевидно, что с помощью метода расчета скоростей перетекания, изложенного в [6], можно и для разделенных КС получить аналогичные формулам (4.12)–(4.14) выражения, учитывающие теплообмен и тепловыделение.

4.4.3. Особенности рабочего процесса в неразделенной КС

Неразделенными называют КС, все пространство сжатия которых представляет собой единый объем, т. е. одну полость, ограниченную днищами поршня, головкой и стенками цилиндра. Этот объем обычно образуется между плоскими поверхностями поршня и головки или за счет небольших (меньших, чем в полуразделенных камерах КС) углублений в поршне, а иногда в головке цилиндра. Очевидно, что трудно провести четкую границу между разделенными и полуразделенными КС, и поэтому для отличия от по-

луразделенных неразделенные камеры сгорания иногда называют открытыми камерами. Ясно, что обе камеры относятся к КС с непосредственным впрыскиванием (этим они отличаются от разделенных КС).

Особенности рабочего процесса дизеля с неразделенной КС. В настоящее время неразделенными КС в основном оборудованы двигатели больших размеров, например судовые дизели. Как правило, они имеют низкую частоту вращения коленчатого вала и работают на тяжелых низкокачественных топливах. Высокое давление впрыскивания (до 150 МПа) при диаметре цилиндра $D > 250$ мм обеспечивает большую дальнбойность топливного факела. В этих двигателях отводится больше времени на процесс смесеобразования вследствие невысокой частоты вращения ($n < 1000 \text{ мин}^{-1}$) коленчатого вала, в связи с чем для объемного смесеобразования имеются благоприятные условия. При этом основная масса топлива, несмотря на высокое давление впрыскивания, состоит из капель больших размеров, обусловленных диаметром соплового отверстия (до 1...1,2 мм). Увеличение проходного сечения распылителя, как известно, предотвращает образование отложений нагара на его поверхности, приводящее к нарушению нормального протекания рабочего процесса, что более вероятно при использовании тяжелых низкокачественных топлив. Несмотря на большие размеры капель, время и путь их перемещения по объему КС вполне достаточны для того, чтобы они испарились, не успев долететь до ее стенки. Иногда используют термин «струйное смесеобразование», подчеркивая этим, что основную долю энергии смесеобразования составляет кинетическая энергия, полученная струями топлива при впрыскивании. В неразделенных КС также используют закрутку воздушного заряда, однако энергия вихревого движения в конце процесса сжатия в этих камерах меньше кинетической энергии струй топлива.

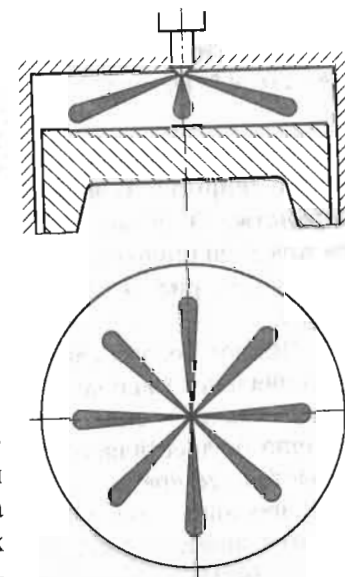


Рис. 4.51. Схема неразделенной плоской КС без закрутки воздушного заряда

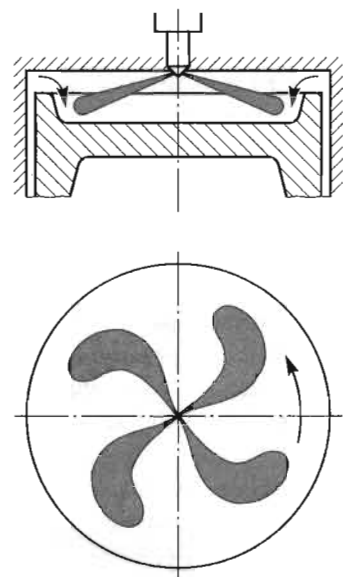


Рис. 4.52. Схема неразделенной КС с цилиндрическим углублением в поршне и с закруткой воздушного заряда

тической энергии топлива. Топливо впрыскивается через многодырчатые форсунки с большим количеством сопловых отверстий (до 10...12 мм).

В плоской неразделенной КС (рис. 4.51) отсутствует закрутка воздушного заряда. Такие камеры, основные достоинства которых — простота конструкции и надежность (из-за отсутствия острых кромок), применяли исторически на начальном этапе развития дизелестроения. Очевидно, что несогласованность форм топливного факела и самой КС приводит к нерациональному использованию воздушного заряда, имеющегося в объеме КС. В этом отношении неразделенная КС с неглубокой цилиндрической выемкой в поршне и с закруткой воздушного заряда имеет преимущество. Генерация вихревого движения в такой КС осуществляется либо впускным каналом

(тангенциальной или спиральной формы), либо впускным клапаном с ширмой. В конце процесса сжатия в надпоршневом пространстве КС возникает течение вытеснения, направленное вдоль радиуса цилиндра к центру, и у кромки образуются воздушные вихри (см. рис. 4.52), способствующие улучшению смешивания.

Вопрос согласования форм КС и топливного факела, а также рационального использования воздушного заряда в цилиндре наиболее удачно решен в КС Гессельмана (рис. 4.53), в которых обычно осуществляется интенсивная закрутка воздушного заряда. В настоящее время такие КС наиболее широко распространены в форсированных мало- и среднеоборотных дизелях. Не удивительно, что двигатели с такими КС имеют высокие эффективные и экологические показатели. Для более рационального использования воздушного заряда в надпоршневом пространстве в КС типа Hesselmann увеличен зазор между поршнем и головкой цилиндра и соответственно уменьшены глубина КС и высота периферийного

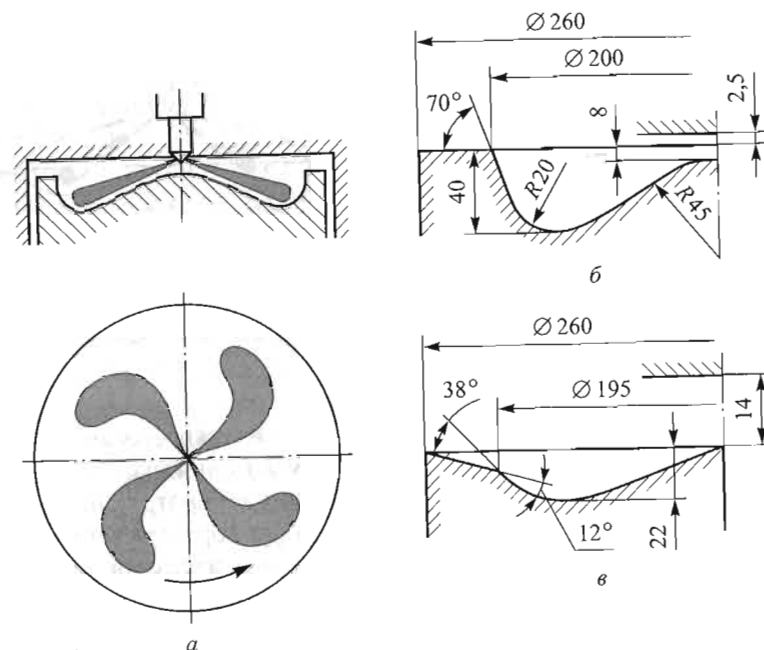


Рис. 4.53. Схема неразделенной КС Гессельмана (а) до усовершенствования (б) и после усовершенствования (в) (дизель 8ЧН 26/26, $N_e = 800$ кВт, $n = 800$ мин⁻¹)

гребня поршня (см. рис. 4.53, б, в), причем боковая поверхность гребня сильно наклонена к торцу поршня, что способствует проникновению топлива в надпоршневое пространство [11]. Высокий центральный купол поршня (см. рис. 4.53, в) вытесняет воздушный заряд на периферию. На относительно низкой гребень попадает определенная часть топлива и, отражаясь от его зеркальной поверхности, поступает в надпоршневое пространство, где сосредоточена основная масса воздушного заряда.

Сравнительные испытания КС (рис. 4.53, б, в) на тепловозном дизеле 8ЧН 26/26 показали, что усовершенствованная КС по сравнению с исходной позволяет снизить удельный расход топлива на номинальном режиме на 2...4 г/(кВт·ч) и на частичных режимах — на 14...20 г/(кВт·ч). Такие камеры оказываются весьма чувствительными к отношению дальности топливных струй к радиусу цилиндра. При отклонении от единицы этого отношения в ту или другую сторону более чем на 10...20 % заметно снижается

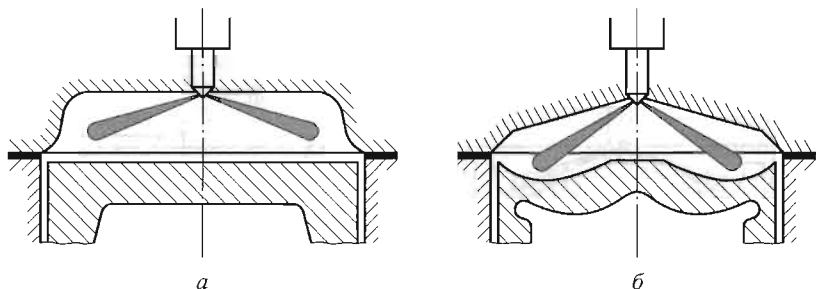


Рис. 4.54. Схема неразделенной КС двухтактных двигателей Sulzer (а) и Fiat (б)

эффективность разработанной КС. Действительно, если дальность топливных струй меньше радиуса цилиндра, то ухудшается использование воздушного заряда, и, наоборот, если дальность превышает радиус цилиндра, то на горячую зеркальную поверхность цилиндра попадает значительная масса топлива. Безусловно, что в широком диапазоне скоростных и нагрузочных режимов работы двигателя весьма трудно обеспечить оптимальное согласование характеристик впрыскивания. Особое внимание при создании высокоэффективного цикла следует обращать на использование топливной аппаратуры с повышенным давлением впрыскивания и с управляемым законом подачи топлива, а также на тщательное согласование давления и продолжительности впрыскивания, количества и диаметра сопловых отверстий, интенсивности вихревого движения воздушного заряда.

В двухтактных дизелях используют неразделенные КС с расположением заряда в крышке (рис. 4.54, а) или частично в крышке и головке поршня (рис. 4.54, б). Отметим, что применять разделенные и полуразделенные КС в двухтактных двигателях нецелесообразно в связи с ухудшением качества процесса продувки и увеличением коэффициента остаточных газов. В двухтактных дизелях с противоположно движущимися поршнями (например, дизель ЗД100) неразделенные КС образуются самими поршнями и стенками цилиндра. Эти камеры или плоские, как на рис. 4.55, или на поршнях имеются углубления различной формы, например сферические (шарообразная камера фирмы Doxford). Впускные окна в двухтактных двигателях создают интенсивное вращательное движение воздушного заряда с профилем тангенциальной скорости, схематически изображенным на рис. 4.56.

Методы улучшения объемного смесеобразования в неразделенной КС дизеля. В неразделенных КС современных двигателей обычно используют горизонтальную закрутку воздушного заряда. Горизонтальный воздушный вихрь, инициируемый при впуске, к концу процесса сжатия в неразделенных КС трансформируется в меньшей степени, чем в полуразделенных КС, что объясняется прежде всего конфигурацией поршня. В связи с этим неразделенные КС иногда называют «тихими», или «спокойными», камерами. Такое название КС более уместно в случае отсутствия закрутки воздушного заряда при впуске. При закрутке профиль тангенциальной составляющей скорости движения воздушного заряда в неразделенной КС (рис. 4.56) аналогичен профилю, приведенному на рис. 4.5. Значение радиуса r_0 , при котором тангенциальная составляющая скорости достигает своего максимума ($c_u = c_{u \max}$), в двухтактных двигателях зависит от расположения впускных окон на втулке, а в

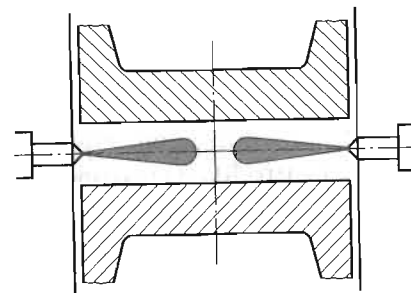


Рис. 4.55. Схема неразделенной КС дизеля с противоположно движущимися поршнями

четырёхтактных — от места расположения и типа впускных каналов.

В первой области течения (в ядре воздушного вихря), где $r \in [0, r_0]$, предполагается, что воздушный заряд в соответствии с законами твердого тела вращается с угловой скоростью ω_v , при этом $c_u = \omega_v r$. Во второй области (на периферии воздушного вихря), где $r \in [r_0, R]$, предполагается, что движение воздушного заряда подчиняется законам безвихревого циркуляционного движения. Это означает, что частицы воздуха движутся по концентрическим окружностям вокруг начала координат ($r = 0, c_u \rightarrow \infty$) со скоростью, обратно пропорциональной его расстоянию от начала координат,

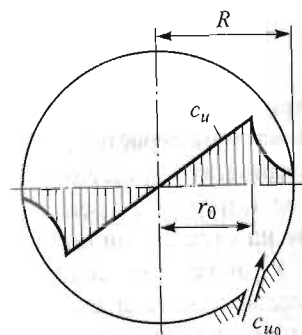


Рис. 4.56. Схематическое представление профиля тангенциальной составляющей скорости воздушного заряда в неразделенной КС двухтактного двигателя

т. е. $c_u = \frac{c}{r^a}$, где $c = \text{const}$, $a > 0$. Отметим, что для циркуляционных течений часто принимают $a = 1$, однако реально в КС $a \neq 1$ [1, 10]. Момент количества движения воздушного заряда относительно центра КС можно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$D = D_{\text{я}} + D_{\text{п.}}$$

Момент количества движения в ядре воздушного вихря

$$D_{\text{я}} = \int_0^{m_0} rc_u dm = \int_0^{V_0} rc_u \rho dV = \int_0^{r_0} rc_u \rho 2\pi r h dr = \frac{1}{2} \pi r h c_u \max r_0^3,$$

на периферии —

$$D_{\text{п.}} = \int_{m_0}^m rc_u dm = \int_{r_0}^R rc_u \rho 2\pi r h dr = \frac{2}{3-a} \pi r h c_u \max r_0^3 \left[\left(\frac{R}{r_0} \right)^{3-a} - 1 \right].$$

Тогда

$$D = \frac{1}{2} \pi r h c_u \max r_0^3 \left\{ 1 + \frac{4}{3-a} \left[\left(\frac{R}{r_0} \right)^{3-a} - 1 \right] \right\}. \quad (4.18)$$

Здесь h — расстояние от поверхности поршня до поверхности головки в начале процесса сжатия, когда поршень находится в НМТ (т. е. высота цилиндра). В процессе сжатия при перемещении поршня к ВМТ расстояние h уменьшается, но одновременно растет плотность, и их взаимное влияние на величину количества движения **не** очень заметно, если не считать необратимые потери на трение и утечки через уплотнения при сжатии. Трение на стенках цилиндра, на головке цилиндра и на днище поршня, а также турбулентная диффузия, имеющие место в течение процессов впуска и сжатия, приводят к тому, что суммарный момент количества движения воздушного заряда к концу процесса сжатия (к моменту впрыскивания топлива) существенно уменьшается. Изменение момента количества движения заряда в данном случае можно записать так:

$$\frac{dD}{d\tau} = M - M_{\text{тр}}, \quad (4.19)$$

где M — крутящий момент, который создает вращающий вокруг оси цилиндра воздушный заряд; $M_{\text{тр}}$ — крутящий момент от сил трения на стенках КС, который можно оценить по значениям касательного напряжения на стенке и коэффициента трения. Приближенные формулы для расчета этих величин в цилиндре приведены в [13].

Кроме отмеченных выше факторов (форма камеры, в частности конфигурация поршня, а также утечки, трение и турбулентная диффузия), гашению вихревого движения воздушного заряда, генерируемого в процессе впуска, в тихоходных двигателях способствует и относительно большая продолжительность процесса сжатия. В связи с этим вопрос о сохранении интенсивной закрутки воздушного заряда к моменту впрыскивания топлива в неразделенных КС стоит острее, чем в неразделенных или в полуразделенных КС. Для улучшения объемного смесеобразования наряду с традиционными способами (повышение давления впрыскивания, уменьшение диаметра и увеличение количества сопловых отверстий и др.) в неразделенных КС больших размеров часто используют и специальные способы [7].

1. Закрутка воздушного заряда посредством «завихряющей» струи сжатого воздуха, которая подается в КС в момент приближения поршня к ВМТ (рис. 4.57). Дополнительная порция сжатого воздуха составляет примерно 3...8 % всего воздушного заряда и подводится в КС в диаметральной направлении так, что в объеме образуются два крупномасштабных воздушных вихря (см. рис. 4.57), которые способствуют значительному улучшению качества объемного смесеобразования и обеспечивают бездымную и экономичную работу при суммарном коэффициенте избытка воздуха $\alpha_{\text{в}}^{\Sigma} \approx 1,3$. Широкому распространению данного способа на практике мешает необходимость получения сжатого воздуха. Применение с этой целью приводного компрессора экономически не выгодно. Использование энергии сжатого в цилиндре двигателя воздуха, а также установка специальных предкамер, выбрасывающих в цилиндр «завихряющую» струю газов, также усложняют конструкцию двигателя.

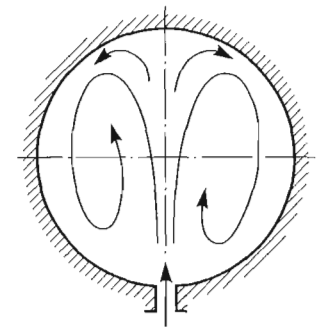


Рис. 4.57. Схема «завихряющей» струи сжатого воздуха в неразделенной КС

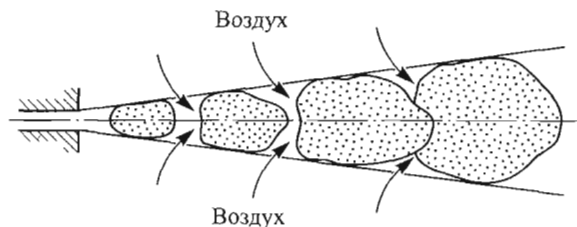


Рис. 4.58. Схема топливной струи при дробящем впрыскивании

2. Так называемое дробящее впрыскивание, которое относительно просто осуществляется с помощью распылителя специальной конструкции [7]. Такой вид впрыскивания представляет собой одну из разновидностей многократного, или по другой, не совсем удачной, терминологии многофазного, впрыскивания. Однако если при многократном впрыскивании воспламеняется первая порция топлива, а остальная его масса подводится в горящий воздушный заряд позднее, то при дробящем впрыскивании отдельные порции топлива выбрасываются из форсунки через относительно короткие промежутки времени, в течение которых первая порция еще не успевает воспламениться. Первое облако испытывает наибольшее аэродинамическое сопротивление среды и быстрее тормозится. Последующие облака движутся в попутном потоке и подвергаются меньшему сопротивлению, в результате облака догоняют друг друга и последующие внедряются в предыдущие. В промежутках между облаками происходит интенсивное всасывание воздуха (рис. 4.58), топливо более равномерно распределяется по объему топливной струи, а сама струя становится гораздо шире, чем при обычном однократном впрыскивании.

3. Разбавление жидкой фазы подаваемого в цилиндр топлива воздушной присадкой с помощью специального насоса-форсунки. Во второй половине процесса сжатия плунжер насоса-форсунки поднимается и в подплунжерном пространстве создается вакуум, в который через распыливающее отверстие форсунки поступает из цилиндра сжатый воздух. Туда же, с другой стороны, через дозирующее отверстие подается топливо. В результате смешения в подплунжерном объеме образуется топливовоздушная эмульсия (дисперсная система). При приближении поршня к ВМТ плунжер насоса-форсунки опускается резко и топливовоздушная эмульсия впрыскивается в цилиндр под большим давлением, обеспечивая высокое качество смесеобразования. Такой метод улучшения

объемного смесеобразования используется, например, фирмой Cummins.

Анализ развития дизелей, особенно с объемным смесеобразованием, за последнее десятилетие показывает, что в основном используют два способа осуществления высокоэффективного и экологичного рабочего цикла: с закруткой воздушного заряда и без закрутки. Первый способ широко применяют в двигателях с относительно небольшим рабочим объемом цилиндра и большим диапазоном изменения частоты вращения коленчатого вала. Второй способ, базирующийся на увеличении давления впрыскивания и использовании энергии впрыскиваемой струи, а также увеличении числа и уменьшении диаметра распыливающих отверстий, распространен в дизелях с большим рабочим объемом цилиндра и относительно узким диапазоном изменения частоты вращения коленчатого вала. В настоящее время намечается тенденция сочетания преимуществ обоих способов организации рабочего цикла, например, с относительно небольшой интенсивностью воздушного вихря при больших количествах сопловых отверстий и наоборот. Дизели с объемным смесеобразованием имеют наилучшие показатели по мощности и топливной экономичности в том случае, если за период впрыскивания топлива воздушный заряд повернется в КС между струями на угол $\beta = 360^\circ/z - \theta$ (при равномерном расположении сопловых отверстий по окружности распылителя), где z — число топливных факелов (число сопловых отверстий); θ — угол раскрытия (угол конусности) факела. При $\beta < 360^\circ/z - \theta$ не весь воздушный заряд, находящийся в КС, используется в смесеобразовании, кроме того, замедляется процесс сгорания. При $\beta > 360^\circ/z - \theta$ часть неиспарившегося топлива из периферийной зоны одного факела вихрем сносится в зону соседнего факела, кроме того, туда же забрасываются и продукты сгорания от первого факела. Это повышает концентрацию топлива и инертных продуктов сгорания в соседнем факеле и приводит к неполному сгоранию. Таким образом, при заданном числе сопловых отверстий всегда существует оптимальная интенсивность ($D_{n \text{ опт}}$) вихревого движения воздушного заряда (рис. 4.59), при которой среднее эффективное давление двигателя максимальное, а удельный расход топлива — минимальный. Отметим, что при оптимальной интенсивности вихревого движения вместе с минимальным значением

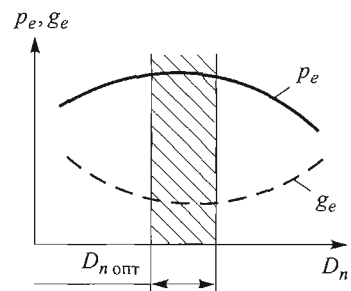


Рис. 4.59. Зависимость эффективных показателей дизеля от интенсивности вихревого движения воздушного заряда

удельного расхода топлива наблюдается также и наименьшая концентрация сажи в выпускных газах.

В ряде случаев управление интенсивностью движения воздушного заряда в цилиндре осуществляют по следующей схеме. Один впускной канал создает в цилиндре вертикальный воздушный вихрь, а другой — горизонтальный. В первом канале расположена заслонка, а во втором — направляющая пластина с изменяющимся углом наклона. При совместном действии заслонки и пластины ослабляется вертикальный вихрь и усиливается горизонтальный или наоборот. Такая схема управления интенсивностью вихревого движения обеспечивает эффективное горение обедненной смеси, и ее можно применять как на дизелях, так и в бензиновых двигателях с непосредственным впрыскиванием.

Особенности рабочего процесса в неразделенной КС двигателя с внешним смесеобразованием. Современные бензиновые двигатели с внешним и внутренним смесеобразованием, а также газовые двигатели имеют преимущественно неразделенные КС (рис. 4.60). Рассмотренные выше бензиновые двигатели с разделенными, а также полуразделенными КС на практике встречаются редко. Камеры сгорания двигателей с непосредственным впрыскиванием бензина, несмотря на специальную конфигурацию поршня, по всем признакам следует отнести также к неразделенным камерам. Общие требования, предъявляемые к конструкции КС бензиновых и газовых двигателей, во многом аналогичны требованиям, предъявляемым к КС дизелей. Это обеспечение минимальных гидродинамических потерь при наполнении и выпуске, обеспечение минимальных потерь теплоты в стенки, эффективный процесс сгорания с максимальным использованием выделившейся теплоты с наименьшей токсичностью продуктов сгорания и минимальной «жесткостью» работы двигателя. Наряду с этими общими требованиями имеется также ряд показателей, по которым оценивают специфические свойства КС двигателей с внешним смесеобразованием и принудительным зажиганием, которые, прежде всего, связаны со скоростью распространения фронта пламени. На эту скорость

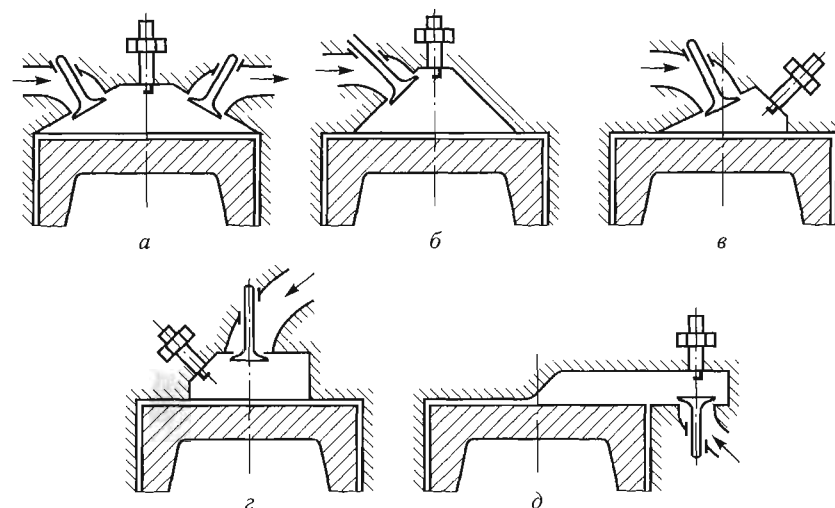


Рис. 4.60. Основные типы КС двигателей с внешним смесеобразованием: а — полусферическая; б — шатровая; в — клиновидная; г — овальная; д — с нижним расположением клапанов

оказывают существенное влияние степень турбулентности во время сгорания и геометрическая форма КС. Тем самым эти же два фактора определяют показатели, характеризующие эффективность данной или иной КС: 1) скорость нарастания давления в начале сгорания и максимальное давление цикла; 2) продолжительность процесса сгорания; 3) склонность к детонационному сгоранию.

Для обеспечения высокой скорости сгорания, которая позволяет снизить удельный расход топлива и управлять составом продуктов сгорания, требуется высокая степень турбулентности [13]. Тот факт, что процесс сгорания успевает завершиться в бензиновых двигателях даже при очень высокой частоте вращения коленчатого вала, объясняется, прежде всего, турбулизацией топливовоздушной смеси при ее горении.

Продолжительность процесса сгорания в современном автомобильном двигателе при $n = 6000 \text{ мин}^{-1}$ составляет приблизительно 1 мс. При длине пути пламени от свечи до стенки КС, равной 75 мм, это соответствует распространению пламени со средней скоростью 75 м/с, что примерно в 35 раз выше скорости распространения ламинарного пламени при давлении и температуре топливовоздушной смеси в условиях двигателя [3].

Опыт развития дизелей показывает, что генерация в процессе впуска воздушного вихря — многообещающий путь к достижению высокой скорости сгорания и в бензиновых двигателях. При закрутке воздушного заряда по сравнению с каким-либо другим крупномасштабным внутрицилиндровым течением создается более высокая турбулентность в процессе сгорания, которая обеспечивает быстрое распространение фронта пламени и способствует увеличению поверхности горения (поверхности пламени).

Очевидно, что форма впускных каналов в современном бензиновом двигателе должна быть согласована с формой КС (см. рис. 4.60, *a–z*) так, что в процессе наполнения имело бы место высокоскоростное турбулентное течение, которое не затухает в процессе сжатия и сохраняет достаточную (для ускорения перемещения фронта пламени) степень турбулентности в процессе сгорания. В полусферической КС (см. рис. 4.60, *a*) турбулентное движение воздушного заряда сохраняется, и ее часто применяют несмотря на более сложный (из-за расположения клапанов) вид газораспределительного механизма. Камера сгорания с нижним расположением клапанов (см. рис. 4.60, *d*), считавшаяся классической на раннем этапе развития бензиновых двигателей, в современных серийных двигателях практически не используется. Это объясняется относительно низкими значениями степени сжатия и коэффициента наполнения этой схемы. Следует учитывать, что очень высокие скорости и степень турбулентности также недопустимы, поскольку это может привести к нежелательно высоким скоростям сгорания и чрезмерно интенсивной теплоотдаче, что отрицательно влияет на эффективные и экологические показатели двигателя. Однако в отличие от дизелей, где оптимальная интенсивность воздушного вихря четко определяется динамикой топливного факела, здесь трудно указать, какое именно течение необходимо, особенно на ранней стадии развития пламени, для обеспечения устойчивого и эффективного сгорания топлива в цикле. Современный уровень знаний о полях скоростей в процессе сгорания и о взаимодействии потока с пламенем пока еще не позволяет четко ответить на этот вопрос [13].

На рис. 4.61, *a* приведена схема распространения фронта пламени в неподвижной гомогенной горючей смеси. В данном случае возникает ламинарное пламя, представляющее собой зону распространения горения, т. е. фронта пламени, в последовательных слоях горючей смеси. Фронт ламинарного пламени — узкая зона

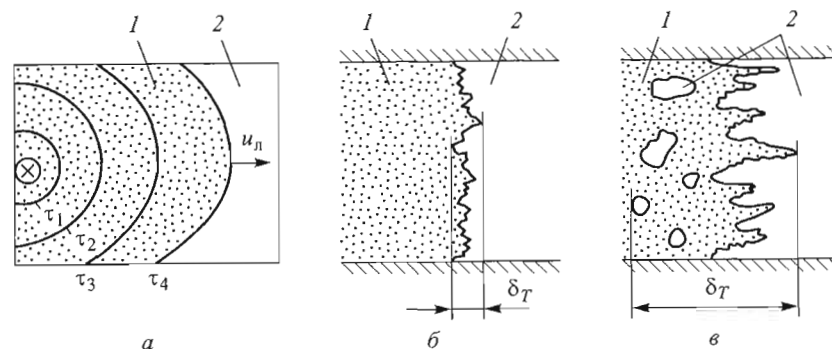


Рис. 4.61. Схемы распространения фронта пламени:

a — в неподвижной гомогенной горючей смеси; *б, в* — при мелкомасштабной и крупномасштабной турбулентности; 1 — продукты сгорания; 2 — горючая смесь

(в метановоздушной смеси стехиометрического состава при атмосферном давлении $\delta_T \approx 1$ мм, в наиболее быстро горящей смеси водорода и кислорода $\delta_T \approx 0,1$ мм), в которой происходит быстрое повышение температуры газовой смеси и химическое преобразование исходных реагентов в конечные продукты сгорания. Фронт ламинарного пламени, распространяющегося от очага сгорания (свечи зажигания), имеет почти сферическую форму и характеризуется нормальной скоростью, т. е. скоростью, с которой фронт пламени перемещается относительно горючей смеси в направлении, перпендикулярном (нормальном) к поверхности фронта. Скорость распространения ламинарного пламени в бензиновоздушных смесях связана с начальной температурой среды и давлением следующим соотношением:

$$u_n \sim p^{-0,35} T_0^2.$$

Реально в КС поршневых двигателей процесс сгорания протекает в условиях турбулентного движения заряда. В турбулентной среде в зависимости от масштаба турбулентности различают два характерных случая.

1. Турбулентность пульсаций небольшая (см. рис. 4.61, *б*) и глубина зоны их колебаний (глубина зоны горения) примерно равна толщине фронта ламинарного пламени, $\delta_T \approx O(\delta_n)$, т. е. турбулентные пульсации имеют мелкомасштабный характер. Такие пульсации не могут вызвать значительного искривления фронта пламени, однако они увеличивают площадь фронта пламени и ин-

тенсифицируют процессы теплообмена и диффузии в самом фронте, а следовательно, повышают скорость сгорания.

2. При крупномасштабной турбулентности крупные вихри, или турбулентные пульсации, не только искривляют фронт пламени, но и могут разрывать его на отдельные горящие очаги, что приводит к многократному увеличению фактической поверхности горения и скорости сгорания в целом (см. рис. 4.61, в). Скорость распространения турбулентного пламени возрастает практически пропорционально интенсивности турбулентности (средней квадратичной величине скоростей турбулентных пульсаций u'):

$$u_T \approx u_n + Bu', \quad (4.20)$$

где B — коэффициент пропорциональности, который тем больше, чем выше максимальная температура цикла [3]. Для бензиновоздушных смесей $u_T \sim p^{0,35}$, кроме того, начальная температура смеси и ее состав влияют больше на скорость u_T , чем на u_n . Одновременно с увеличением скорости u_T возрастает глубина зоны турбулентного горения δ_T (см. рис. 4.61, в), при этом скорость перемещения передних границ фронта турбулентного пламени однозначно не характеризует действительную скорость тепловыделения, так как за основным (передним) фронтом пламени могут образоваться очаги, суммарная поверхность горения которых вносит значительный вклад в тепловыделение. В бензиновых двигателях глубина зоны горения может принимать значения $\delta_T \approx 20...25$ мм.

Геометрическая форма КС непосредственно влияет на скорость распространения пламени (на скорость сгорания). Мгновенную скорость перемещения фронта пламени вычислим с помощью его текущего расстояния x от свечи, т. е. $u_T = dx/d\tau$, где $x \in [0, L]$, L — характерный линейный размер КС. Скорость тепловыделения $\frac{dQ_x}{d\tau} \sim \frac{dV}{dx} \frac{dx}{d\tau}$, т. е. зависит от формы (dV/dx) закрытого объема.

Как следует из рис. 4.62, форма КС и месторасположение свечи зажигания влияют на характер тепловыделения, что, в свою очередь, обуславливает характер изменения давления. В бензиновых двигателях, где КС представляет собой закрытый объем с однородной смесью, это влияние так ярко не выражается, поскольку скорость тепловыделения в условиях турбулентного горения, как уже отмечалось, зависит не только от перемещения переднего фронта пламени. В этих двигателях при нормальном протекании процесса

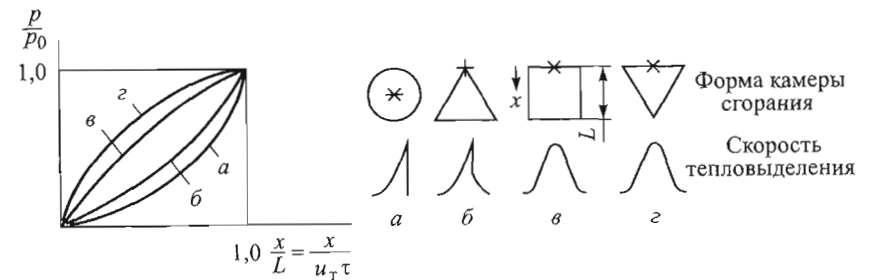


Рис. 4.62. Изменение давления рабочего тела в зависимости от формы КС и места расположения (\times) свечи зажигания

сгорания (скорость перемещения фронта пламени равна 30...60 м/с) рабочий процесс практически всегда протекает «мягко» (скорость нарастания давления обычно в несколько раз меньше, чем в дизелях, и рабочий процесс идет относительно бесшумно). Тем не менее в бензиновых двигателях форма КС может оказывать значительное влияние на скорость нарастания давления в начале процесса сгорания, так как она влияет на размеры поверхности горения (фронта пламени), что особенно важно при перемещении фронта пламени с очень высокой скоростью (до 2000 м/с), т. е. при детонационном горении. Например, если свеча расположена в узкой части камеры (см. рис. 4.62, б), поверхность фронта пламени увеличивается по мере распространения пламени по объему и скорость тепловыделения резко возрастает, что приводит к повышению скорости нарастания давления, $dp/d\phi$. При расположении свечи в КС треугольной формы с противоположной стороны (см. рис. 4.62, з) поверхность фронта пламени вначале быстро увеличивается, а затем уменьшается. В результате этого давление в начале процесса сгорания возрастает с большой скоростью, а в конце процесса сгорания — с малой скоростью. Усредненная за время сгорания скорость нарастания давления невысока, тем не менее резкий рост давления в начале процесса сгорания также приводит к «жесткой» работе двигателя. Таким образом, при одинаковой скорости распространения фронта пламени изменение его поверхности зависит от формы КС и места расположения свечи.

Один из важных показателей, характеризующих эффективность КС, — продолжительность процесса сгорания. Очевидно, что в бензиновых двигателях этот параметр зависит от множества факторов, в том числе и от расстояния между свечой и наиболее

удаленной от нее зоны КС. Чем меньше продолжительность процесса сгорания, тем выше антидетонационные свойства КС. В связи с этим детонация гораздо чаще возникает в КС с большим диаметром поршня, в которой при одинаковых скоростях распространения пламени продолжительность сгорания больше. В таком случае используют специальные меры: управляют углом опережения зажигания или устанвливают две свечи в одном цилиндре.

С объемом сгорания связан еще один характерный эффект, свойственный замкнутым объемам с источником зажигания, который в честь австрийского физика Г. Махе назван *Махе-эффектом*. Этот эффект заключается в том, что значения температуры продуктов сгорания в районе свечи и в отдаленных от нее зонах существенно различаются. Такая стратификация температуры возникает вследствие того, что продукты сгорания первых порций смеси, оставаясь вблизи свечи сзади фронта пламени, подвергаются сжатию. В результате сгорания остальных порций смеси давление в КС непрерывно повышается. Этот рост давления приводит к тому, что продукты сгорания, которые остались у свечи, сжимаются. Порции смеси, находящиеся на периферии и сгорающие в последнюю очередь, сначала тоже сжимаются, а затем сгорают практически при постоянном давлении, равном максимальному давлению цикла $p_z \approx \text{const}$. Важную роль играет то, что в первом случае работа сжатия больше, чем во втором, поэтому температура продуктов сгорания в районе свечи максимальная и уменьшается в удалении от свечи. Неравномерность поля температуры у продуктов сгорания наблюдается в больших замкнутых объемах любой формы. Вследствие относительно небольших размеров КС, а также постоянно изменяющегося объема цилиндра и интенсивного движения заряда температурное поле продуктов сгорания несколько «размывается», поэтому нельзя утверждать, что *Махе-эффект* в поршневых двигателях присутствует в чистом виде. Несмотря на это, согласно данным спектроскопических измерений, проведенных непосредственно на двигателе, при нормальном сгорании температура продуктов сгорания в районе свечи зажигания на 250°C выше, чем в удаленной от нее периферийной зоне. При детонационном сгорании эта разность достигает 388°C , что характерно для *Махе-эффекта* [3]. Наличие высокой температуры в районе свечи может вызвать чрезмерный перегрев ее электродов и изоляторов и привести к нежелательному явлению — *кальному зажиганию*. В связи с этим систему охлаждения проектируют так, чтобы из зоны

свечи осуществлялся интенсивный отвод теплоты во избежание ее перегрева. Исходя из этого, можно утверждать, что при сгорании топлива в цилиндре двигателя значения давления в зонах, где выгорела и еще не успела выгореть смесь, в произвольный момент времени одинаковы, а значения температуры этих зон различны. Это соображение подтверждается экспериментально и принимается в качестве основного предположения при разработке двухзонных моделей рабочего процесса (см. гл. 3).

Нормальная скорость распространения пламени пропорциональна температуре смеси и обратно пропорциональна ее давлению. Фронт пламени играет роль своеобразного поршня и поджигает перед собой несгоревшую смесь, однако разность между мгновенными значениями давления в зонах со сгоревшей и несгоревшей смесью пренебрежимо мала. Дело в том, что скорость распространения звука (с такой скоростью перемещается волна давления) в зонах сгоревшей и несгоревшей смеси при характерной температуре в них больше, чем на порядок, скорости распространения пламени.

На скорость сгорания оказывают влияние и параметры самой системы зажигания, такие, как время замыкания контактов, энергия разряда, свойства материалов электродов, форма электродов и т. д. [12].

4.5. О рабочих процессах гибридных двигателей

Уже более ста лет бензиновый двигатель и дизель успешно совершенствуются, при этом каждый из них развивается своим путем, что обусловлено характерными признаками рабочего цикла в этих двух типах двигателей (табл. 4.2).

Таблица 4.2

Бензиновый двигатель	Дизель
1. Внешнее смесеобразование	A. Внутреннее смесеобразование
2. Гомогенная смесь	B. Гетерогенная смесь
3. Принудительное зажигание	C. Самовоспламенение
4. Количественное регулирование мощности	D. Качественное регулирование мощности

Следует подчеркнуть, что в качестве бензинового двигателя в данном случае можно понимать любой двигатель, работающий по циклу Отто. Отметим также, что приведенные в табл. 4.2 комбинации характерных признаков, свойственные рабочим циклам каждого из двух типов двигателей, считаются классическими и носят отнюдь не случайный характер. Действительно, эти комбинации построены исходя из следующих логических соображений.

Бензиновые двигатели (см. табл. 4.2).

1. Внешнее смесеобразование используют для получения в цилиндре двигателя гомогенной топливовоздушной смеси.

2. Гомогенная смесь способствует тому, что рядом с каждой частицей топлива оказывается необходимое для ее полного сгорания количество окислителя. Это обеспечивает рациональное использование топлива и воздушного заряда, находящихся в цилиндре двигателя.

3. Принудительное зажигание от горячего источника (свеча зажигания, факел горящих газов и др.) — рациональный и надежный метод для сжигания гомогенной смеси при нахождении поршня в районе ВМТ.

4. Количественное регулирование мощности с помощью дросселя для каждого нагрузочного режима может обеспечить в цилиндре наличие смеси, способной к воспламенению, так как интервал изменения коэффициента избытка воздуха для употребляемых топлив ограничен пределами воспламенения.

Дизели (в обратном порядке из табл. 4.2):

D. Качественное регулирование мощности (без дросселя) избавляет от необходимости преодоления гидравлического сопротивления впускной системы.

C. Самовоспламенение вследствие введения топлива в нагретый от сжатия воздух необходимо для сжигания смеси, обедненной в целях получения малой мощности.

B. Гетерогенная смесь гарантирует образование локальных зон, в которых имеется смесь, способная к самовоспламенению и в которых возникают очаги сгорания.

A. Гетерогенную смесь получают путем внутреннего смесеобразования, при котором происходит расслоение (по составу смеси) заряда.

Несмотря на сугубо сепаративные направления развития, как бензиновые двигатели, так и дизели, в настоящее время достигли очень высоких уровней топливной экономичности и экологичности.

В ряде случаев они довольно четко делят между собой области практического применения. Например, в автомобильной промышленности дизели используют, в основном, на грузовых, а бензиновые двигатели — на легковых автомобилях. Однако в автомобильной промышленности дизельные двигатели в последнее время стали активно конкурировать с бензиновыми двигателями в качестве силового агрегата для легковых автомобилей. Острая конкуренция между этими принципиально различающимися типами двигателя наблюдается на протяжении всей истории их развития.

Естественно, что с давних пор предпринимались попытки (и небезуспешные) организовать рабочий процесс в КС так, чтобы объединить положительные свойства бензиновых двигателей и дизелей. В связи с этим возникло понятие «гибридные двигатели» (от лат. hybrida — помесь). Например, гибридным двигателем называют силовой агрегат автомобиля, который состоит из обычного поршневого двигателя и электродвигателя. При ускорении электродвигатель, приводимый от мощного аккумулятора, передает энергию на вал поршневого двигателя, а при торможении электродвигатель работает в режиме генератора — отводит энергию от поршневого двигателя и заряжает аккумуляторную батарею. Ракетные двигатели, работающие на сочетании твердых и жидких компонентов топлива, также называют гибридными.

С точки зрения рабочего процесса двигателя под гибридными двигателями понимают поршневые двигатели, рабочий цикл которых характеризуется комбинацией признаков бензиновых двигателей и дизелей (см. табл. 4.2). Тогда теоретически можно получить 14 вариантов гибридных двигателей (табл. 4.3). Некоторые из этих вариантов трудноосуществимы или не представляют практического интереса, одни из них внедрены на практике, а другие прошли испытания и их считают перспективными. Например, одному из первых, наиболее успешному гибриднему двигателю, соответствует вариант А234 (№ 8 в табл. 4.3), представляющий собой бензиновый двигатель с принудительным зажиганием и непосредственным впрыскиванием топлива в цилиндр двигателя. Этот двигатель еще в 30–40-х годах XX в. широко применяли в военной авиации, а в настоящее время успешно внедряют в автомобильной промышленности (см. далее гл. 11).

Двигатель очень малых размеров, например двигатель для авиационных моделей, соответствует варианту 12С4 (№ 5), в котором

Таблица 4.3

Бензиновый двигатель 1234		Дизель ABCD	
№	Гибридный двигатель	№	Гибридный двигатель
1	1B34	8	A234
2	1B3D	9	A23D
3	1BC4	10	AB34
4	1BCD	11	AB3D
5	12C4	12	A2C4
6	12CD	13	A2CD
7	123D	14	ABC4

могут быть использованы топлива, более склонные к самовоспламенению, чем бензин. Широкое распространение получили гибридные двигатели с расслоением воздушного заряда и принудительным зажиганием, которые соответствуют варианту AB34 (№ 10) или AB3D (№ 11). Например, гибридный двигатель, в КС которого осуществляется FM-процесс, Ford-PROCO-процесс, Texaco-процесс, Witzky-процесс и др. Как уже отмечалось, возможные варианты гибридных двигателей (см. табл. 4.3) основаны на классических определениях циклов в соответствии с их характерными признаками (см. табл. 4.2), и поэтому эти признаки взаимно исключают. Естественно, что есть и другие возможности организации рабочего цикла с параллельными признаками, такими как, например, одновременное существование внутреннего и внешнего смесеобразования, что не предусмотрено в табл. 4.3. Например, в Porsche-SKS-процессе (см. рис. 4.47) одновременно происходит и внутреннее, и внешнее смесеобразование, при этом смесь в целом гетерогенная и мощность регулируется количественно. По всем этим признакам такой двигатель соответствует варианту 1AB34, что не предусмотрено в табл. 4.3. В то же время вариант A2CD, считавшийся ранее практически не осуществимым, в последнее время привлекает внимание, так, фирмой Daimler-Chrysler создан дизель с гомогенной смесью в КС, в котором подача топлива осуществляется с помощью форсунки с 30 сопловыми отверстиями [18]. Цель создания такого дизеля, выпуск которого прогнозируется примерно через 8–10 лет, заключается в улучшении его экологических показателей, прежде всего в уменьшении содержания твердых частиц сажи в выпускных газах. Рабочий процесс поршневых двигателей с самовоспламенением гомогенно-

го заряда в последнее время активно исследуется. Так, в дизелях его основная цель — одновременное снижение в отработанных газах концентраций оксидов азота и твердых частиц сажи. Наиболее перспективный из таких процессов известен как HCCI-процесс (Homogeneous Charge Compression Ignition), или как «гомогенное сгорание» [17]. Этот процесс соответствует варианту A2CD в табл. 4.3. Оксиды азота термического происхождения, как известно, образуются при температуре выше 2000 К, а твердые частицы сажи в зонах обогащенной смеси с локальным коэффициентом избытка воздуха $\alpha_b < 0,8$ — при температуре выше 1400 К. При сгорании гомогенного заряда стараются избегать указанных значений параметров рабочего процесса, что позволяет улучшить экологические показатели двигателя.

В настоящее время активно разрабатывается еще один способ организации рабочего процесса, цель которого — осуществить гомогенное сгорание бензина с самовоспламенением, или так называемый CAI-процесс (Controlled Auto-Ignition) [18], соответствующий варианту 12C4. Бензин, как известно, испаряется при более низких температурах, чем дизельное топливо. Однако бензин менее склонен к самовоспламенению и самовоспламеняется при температурах смеси $T \approx 1000...1200$ °С, что гораздо выше типичной температуры в бензиновых двигателях в конце процесса сжатия. Поскольку степень сжатия в этих двигателях из-за возможности детонации нельзя сильно увеличить, то необходимое повышение температуры в конце процесса сжатия достигается путем предварительного подогрева заряда при впуске или рециркуляцией отработавших газов так, чтобы температура заряда в начале процесса сжатия составляла примерно 290...300 °С [17].

В заключение отметим, что создание рабочего цикла с высокими эффективными и экологическими показателями невозможно без детального анализа сложных физических и химических процессов, протекающих в КС. Анализ различных способов организации рабочего процесса, рассмотренных в данном разделе, показывает, что поршневые двигатели как бензиновые, так и дизели, обладают большим потенциалом и неоспоримой перспективой развития. Очевидные преимущества по сравнению с другими источниками энергии, а также возможность развития и объединения этих преимуществ делают эти двигатели незаменимыми как в современной транспортной энергетике, так и в энергетике будущего.

5. ВПРЫСКИВАНИЕ И РАСПЫЛИВАНИЕ ТОПЛИВА В ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

5.1. Впрыскивание топлива

5.1.1. Бензиновые двигатели

В современных поршневых двигателях жидкое топливо обычно впрыскивается либо во впускную систему (бензиновые двигатели), либо непосредственно в цилиндр (дизели и бензиновые двигатели). В некоторых случаях часть цикловой подачи топлива впрыскивается во впускную систему, а другая часть — в дополнительную или основную КС (см. гл. 4). Как отмечалось ранее, для качественного смесеобразования параметры впрыскиваемого топлива **должны быть** согласованы с параметрами движущегося потока воздуха.

Образование горючей смеси из жидкого топлива и воздуха практически во всех двигателях происходит в результате подачи топлива в высокоскоростной поток воздуха. Этот способ распыливания жидкого топлива, известный также как «парфюмерный», лежит в основе процесса карбюрации, используемого в карбюраторных двигателях, практически вытесненных в настоящее время из серийного производства двигателями с впрыскиванием бензина во впускную систему или непосредственно в цилиндр. Действительно, скорость движения воздуха в диффузорах карбюратора достигает около 200 м/с, а скорость истечения топлива из распылителя не превышает 10 м/с. Разность этих скоростей и обуславливает распыливание топлива: в интервале значений 4...6 м/с начинается распад струи топлива, а при значении 30 м/с и выше происходит практически полное распыливание топлива [3].

Процесс впрыскивания топлива в поршневых двигателях осуществляется системой питания (топливоподачи), выполняющей такие важные для рабочего процесса функции, как обеспечение нужной цикловой подачи (дозирование) топлива в соответствии с режимом работы двигателя, равномерное распределение топлива

по отдельным цилиндрам в соответствии с порядком их работы, впрыскивание топлива в четко определенный момент времени рабочего цикла в соответствии с заданным законом. При впрыскивании топлива во впускную систему топливная система должна обеспечивать его качественное распыливание еще до поступления в цилиндр, а при непосредственном впрыскивании способствовать расслоению заряда, объемному или пленочному смесеобразованию в соответствии с принятым способом организации рабочего цикла (см. гл. 4). Ясно, что для успешного выполнения этих функций необходимо иметь возможность управлять процессом впрыскивания [3]. Отметим, что системы управления топливоподачей современных двигателей, как правило, интегрированы в общей системе управления двигателем.

Согласно проведенному в гл. 4 анализу физических процессов, протекающих в КС, на эффективность рабочего цикла, в частности на качество процессов смесеобразования и сгорания, оказывает влияние развитие топливного факела. Динамика топливного факела и его геометрическая форма обусловлены не только системой впрыскивания и условиями в цилиндре (давление и температура в момент впрыскивания, интенсивность и направление воздушного вихря и др.), но и типом и конструкцией форсунки и, прежде всего, распылителя. С учетом этого в данном разделе приведены краткие характеристики современных систем впрыскивания, а также схемы основных типов форсунок. Более подробно схемы и конструкции систем питания (топливоподачи) для различных типов двигателей изложены в [3, 7, 12, 41].

В бензиновых двигателях топливо обычно впрыскивается во впускную систему или непосредственно в цилиндр двигателя. Рассмотрим первый из этих двух способов. Второй способ подробно изложен далее в гл. 11.

Еще в 1898 г. фирма Deutz, называемая в то время газомоторной фабрикой, изготовила плунжерные насосы для впрыскивания бензина, однако изобретенный позднее карбюратор вытеснил эти системы впрыскивания. С 1912 г. насосы для впрыскивания бензина выпускает фирма Bosch. Развитию этих систем способствовало стремление избавиться от карбюратора в авиационных двигателях в связи с опасностью его обледенения и возгорания. Из механических систем впрыскивания широко распространена так называемая система K-Jetronic с непрерывной подачей топлива. На основе этой системы были созданы электронно-механические (комбинированные) системы (KE-Jetronic) впрыскивания, в которых электронно-управляемая система регистрирует большое число парамет-

ров двигателя и в зависимости от них точно дозирует подачу топлива на различных режимах. Современные системы впрыскивания с электронно-управляемыми форсунками (L-Jetronic, LH-Jetronic, Motronic) представляют собой единую систему зажигания и впрыскивания. Кроме того, система Motronic ограничивает максимальную частоту вращения коленчатого вала (путем отключения топливоподдачи); бесступенчато регулирует фазы газораспределения (путем осевого перемещения распределительного вала с кулачком), например, улавливает пары топлива в топливном баке и переводит их во впускную систему, пропуская предварительно через адсорбер (это значительно уменьшает концентрацию углеводородов); регулирует давление наддува; обеспечивает оптимальный режим работы для λ -зонда (сохраняя примерно стехиометрический состав смеси); регулирует работу двигателя на пределе детонации (путем регулирования угла опережения) и рециркуляцию отработавших газов. Таким образом, современные системы предотвращают не только причины образования токсичных веществ путем воздействия на рабочий процесс, но и экологически неблагоприятные последствия рабочего процесса путем обеспечения оптимального режима работы для катализаторов. Очевидно, что системе впрыскивания топлива в этой интегрированной схеме управления отводится исключительно важная роль.

Существует два варианта топливоподдачи во впускную систему: дискретная подача, когда подводится определенная доза топлива в определенный момент времени, и непрерывная подача, когда топливо подводится ко всем цилиндрам одновременно, независимо от порядка их работы. С точки зрения топливной экономичности, а также в целях предотвращения образования жидкой топливной пленки во впускном коллекторе предпочтение отдается первому варианту. Различают впрыскивание бензина во впускную систему: центральное, или одноточечное (рис. 5.1) — электромагнитная форсунка подает топливо во впускной трубопровод перед дроссельной заслонкой; распределенное, или многоточечное (рис. 5.2) — перед каждым цилиндром расположена форсунка, подающая топливо во впускной коллектор перед клапаном. Первая схема относительно проста и чаще всего ее используют при отказе от карбюратора на существующих двигателях, так как можно обойтись минимальными изменениями базовой конструкции. На современных моделях автомобилей преимущественно применяют распределенное впрыскивание бензина, эта схема отличается точностью дозировки топлива, равномерным его распределением по цилиндрам и способствует снижению расхода топлива и концентрации токсичных веществ в отработавших газах. Установлено, что при распределенном

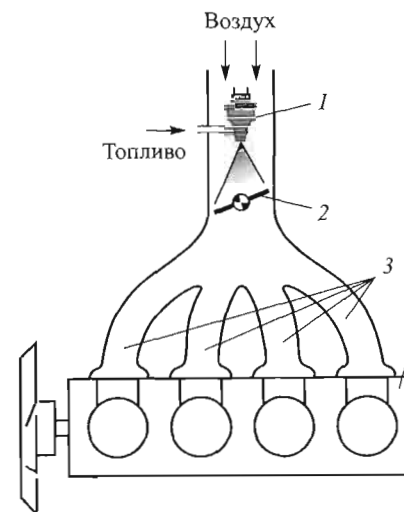


Рис. 5.1. Схема центрального впрыскивания бензина во впускную систему:
1 — форсунка; 2 — дроссельная заслонка; 3 — впускные коллекторы; 4 — двигатель

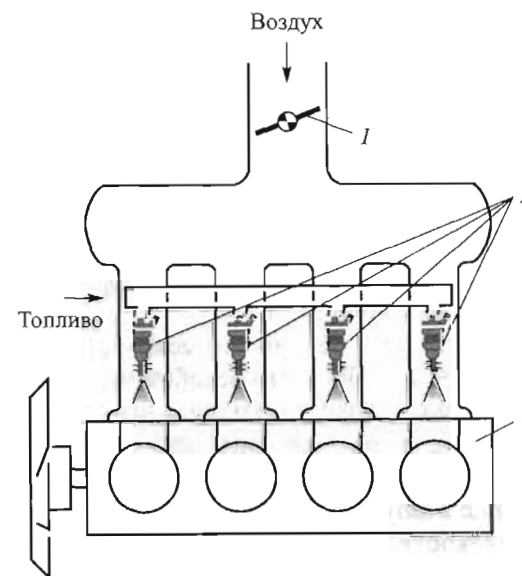


Рис. 5.2. Схема распределенного впрыскивания бензина во впускную систему:
1 — дроссельная заслонка; 2 — форсунки; 3 — двигатель

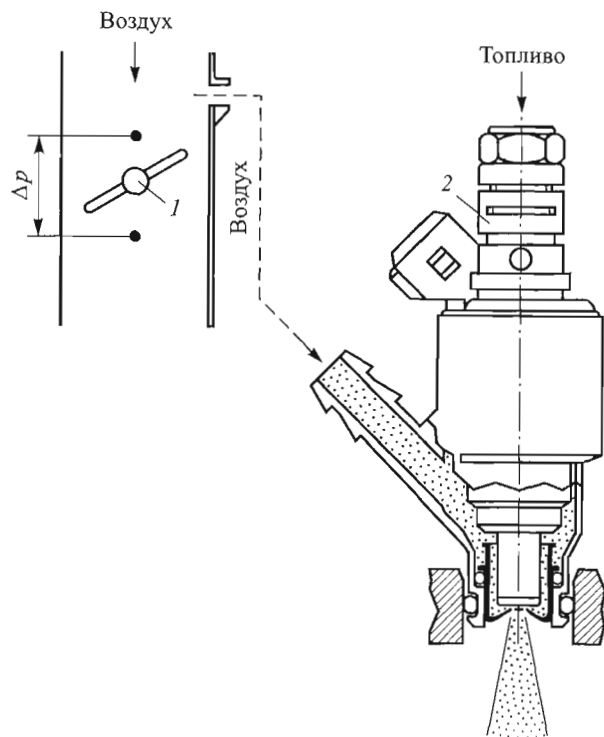


Рис. 5.3. Схема распылителя с воздушным обтеканием:

1 — дроссельная заслонка; 2 — форсунка

впрыскивании топлива состав горючей смеси в разных цилиндрах может различаться всего на 5...7 %, в карбюраторных двигателях эта разность составляет около 10...16 %.

Во впускную систему бензин впрыскивается с относительно низким давлением (~ 4...5 бар), что освобождает от необходимости использования прецизионных топливных насосов. При этом используют различные типы распылителей: с кольцевым каналом, образующим конусообразный факел топлива, одно- и многодырчатый распылитель с воздушным обтеканием. Впрыскивание топлива через распылитель с воздушным обтеканием (рис. 5.3) осуществляется в режиме частичной нагрузки двигателя, когда дроссельная заслонка прикрывается. За счет перепада давления во впускном трубопроводе на дроссельной заслонке часть воздуха поступает в специальный подводящий канал, расположенный непосредственно

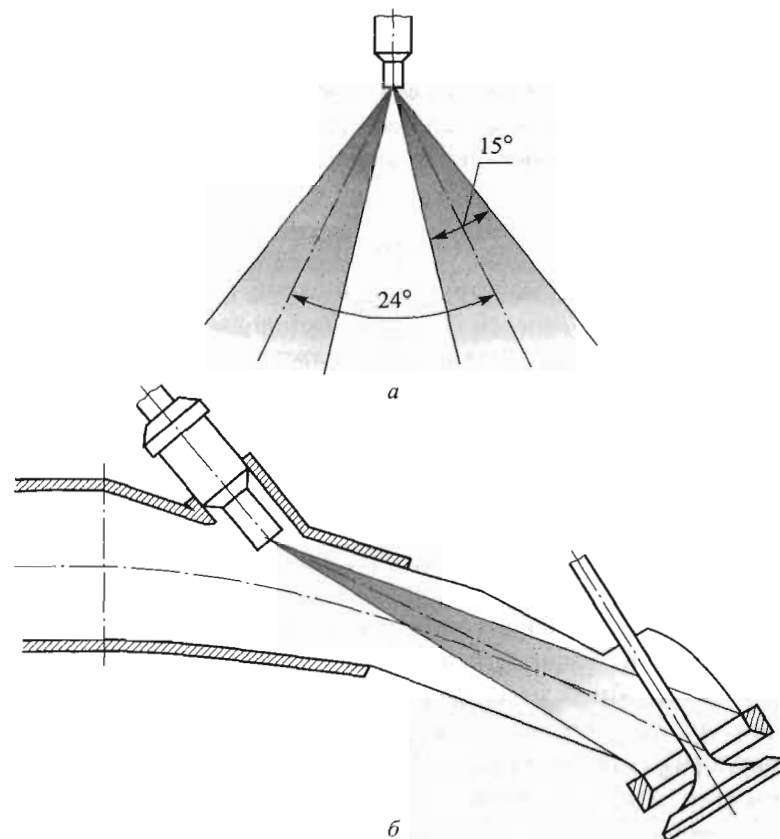


Рис. 5.4. Распылитель топлива с двумя калибровочными отверстиями:

а — схема топливных факелов; б — схема впрыскивания во впускной коллектор

перед выходом топлива из распылителя, скорость обтекания распылителя воздухом зависит от перепада давления. Обтекающий воздух мелко распыливает топливо и улучшает качество смесеобразования. На современных двигателях фирмы Mercedes-Benz автомобиля класса С используют распылители с двумя калибровочными отверстиями (рис. 5.4), через которые топливо впрыскивается в высокоскоростной поток воздуха перед впускным клапаном. Это приводит к качественному смесеобразованию, которое завершается в цилиндре. Кроме того, в отличие от предыдущей конструкции распылитель имеет наклонные относительно оси форсунки сопло-

вые отверстия, что способствует предотвращению образования жидкой топливной пленки. Для того чтобы при установке распылителя не изменились расчетные направления струй топлива и не нарушалось оптимальное сочетание топливных факелов и воздушного потока, форсунку оснащают специальными фиксаторами [41].

5.1.2. Дизели

В зависимости от конструктивной схемы системы топливоподачи современных дизелей подразделяют на две группы: системы непосредственного действия и аккумуляторные системы. Системы непосредственного действия в свою очередь делятся на два типа: разделенные — топливный насос высокого давления и форсунка соединены между собой топливопроводом высокого давления; неразделенные — топливный насос высокого давления и форсунка объединены в одном агрегате, называемом насос-форсункой. В аккумуляторных системах впрыскивание топлива осуществляется за счет энергии топлива, накопленной еще до начала впрыскивания в специальном аккумуляторе. Из таких систем в настоящее время наиболее распространены системы топливоподачи типа Common Rail (общая магистраль), т. е. CR-системы, в которых аккумулятор давления выполнен в виде распределяющей трубы (коллектора), откуда каждая форсунка «забирает» свою долю (цикловую подачу) топлива.

Первая CR-система была создана в 1913 г. в Англии на фирме Vickers и ее автором являлся Дж. Мак-Кечни. В 1930 г. фирма Cooper Bessemer разработала насос высокого давления с регулируемым давлением впрыскивания, а в 1933 г. фирма Atlas Imperial ввела в CR-систему форсунки с электромагнитным приводом [30]. Аккумуляторные системы с механическим управлением, а также с электромеханическими форсунками испытывались и применялись на судовых дизелях во второй половине XX в. Однако они не смогли конкурировать с системами непосредственного действия, прежде всего вследствие их недостаточной надежности. Возможности CR-системы полностью раскрылись в последние десятилетия с внедрением электронной и микропроцессорной техники. В настоящее время CR-системы используют не только для дизелей, но и для бензиновых двигателей с непосредственным впрыскиванием.

Быстрое внедрение CR-системы обусловлено рядом ее возможностей, из которых для организации эффективного рабочего цикла наибольшее значение имеют следующие: практически свободный

выбор давления впрыскивания; точное и гибкое регулирование цикловой подачей топлива и углом опережения впрыскивания в соответствии с заданным скоростным режимом; возможность получения желаемых характеристик, в том числе и многократного впрыскивания за цикл с регулируемыми интервалами; качественное распыливание топлива в начале и в конце впрыскивания; обеспечение равномерности, а в случае необходимости — оптимальной неравномерности распределения топлива по цилиндрам; обеспечение холодного пуска путем автоматического увеличения цикловой подачи. Кроме того, при использовании CR-системы появляется возможность отключения цилиндров или циклов в режиме частичных нагрузок, а также возможность выбора места установки топливного насоса и снижение его шума.

В конце XIX в. Р. Дизель провел серию экспериментов в целях осуществления непосредственного впрыскивания в КС керосина, находящегося в трубопроводе под высоким давлением. После длительных и напрасных усилий он записал в своем дневнике: «Непосредственное впрыскивание топлива невозможно» [19]. Причина неудачи состояла в том, что еще не была создана механическая система впрыскивания, подобная современным. Недостаток системы впрыскивания, разработанной Дизелем, заключался в том, что количество впрыскиваемого топлива зависело от продолжительности открытия сопла форсунки, и на малых частотах вращения впрыскивалось большее количество топлива, чем на высоких. Тогда для подачи топлива в цилиндр Дизель стал использовать сжатый воздух, полученный с помощью специально установленного на двигателе компрессора. Такие дизели называют компрессорными дизелями (см. гл. 4), а принцип распыливания топлива — пневматическим распыливанием (рис. 5.5) [3]. В объем смешивания форсунки, с одной стороны, подводится цикловая порция топлива от топливного насоса низкого давления, а с другой — нагнетается воздух (обычно поршневым компрессором) под давлением, примерно на 15...30 бар более высоким по сравнению с давлением в цилиндре в конце процесса сжатия. При этом масса цикловой порции топлива составляет примерно 0,75 % массы воздуха, подаваемого в форсунку компрессором за цикл. С открытием приводного клапана топливо, дробясь и испарясь, увлекается воздухом, проходит через лабиринты, завихритель, а затем через сопловое отверстие форсунки поступает в цилиндр. Струя топливоздушная смеси посту-

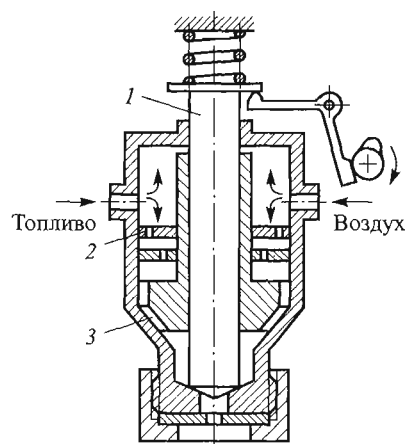


Рис. 5.5. Схема форсунки при пневматическом распыливание топлива:
1 — приводной клапан; 2 — лабиринт;
3 — канал для завихривания

пает в цилиндр с большой скоростью и ее кинетической энергии вполне достаточно для перемешивания зон КС с обогащенной и обедненной смесью. Кроме того, присущая ей большая гибкость (эластичность) и наличие вогнутых форм днища поршня, а также головки, инициирующих вихревое движение воздушного заряда, также способствуют равномерному распределению топлива в КС и сокращению продолжительности основной, диффузионной, фазы процесса сгорания в дизеле (см. далее гл. 9). В таких системах топливоподачи присутствует элемент внешнего смесеобразования, тем не менее в основном процесс образования горючей смеси идет в цилиндре двигателя. В настоящее время на современных серийных дизелях пневматическое распыливание топлива практически не используется. В бензиновых двигателях с непосредственным впрыскиванием подобная система распыливания рассматривается как один из вариантов организации рабочего процесса с расслоением заряда (см. далее гл. 11).

Применяемая в дизелях форсунка открытого типа (рис. 5.6, а), имеющая распылитель в виде сопла, обеспечивает качественное распыливание топлива при перепаде давления $\Delta p = p_{\phi} - p_{\text{в}} \approx 200 \dots 300$ бар, где p_{ϕ} — давление топлива в форсунке перед сопловым отверстием; $p_{\text{в}}$ — давление воздуха в цилиндре в момент впрыскивания топлива. Недостатком этой конструкции является подтекание топлива при прекращении его подачи. К форсункам закрытого типа относятся игольчатая (рис. 5.6, б) и штифтовая (рис. 5.6, в) форсунки. При этом игла (или штифт) представляют собой клапаны, запирающие выходное отверстие форсунки, и их положение управляется давлением топлива, поступающего в форсунку. При перепаде давления $\Delta p \rightarrow 0$ игла запирает топливный канал и предотвращает подтекание. В ряде случаев штифт профи-

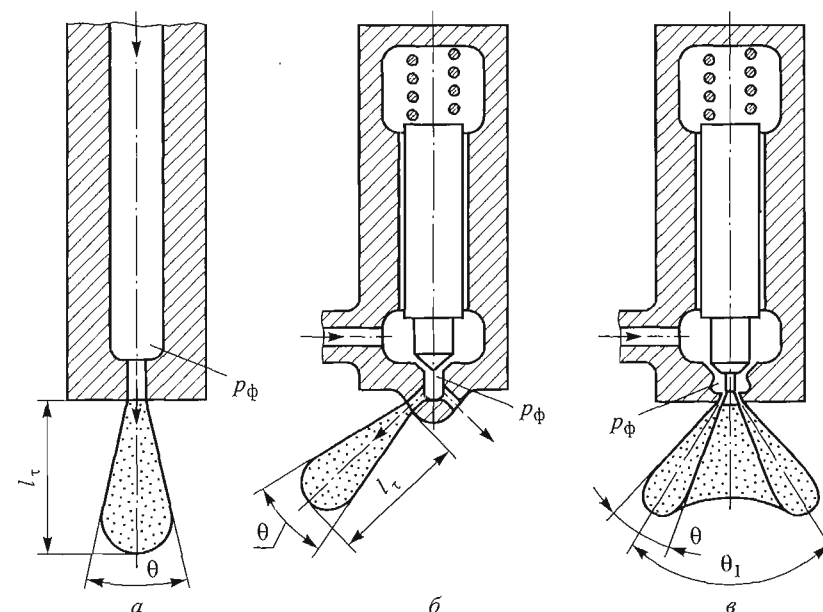


Рис. 5.6. Схемы основных типов форсунок и соответствующая им форма топливных факелов:
а — открытого типа; б — закрытого типа игольчатая; в — закрытого типа штифтовая

лирован и при его подъеме создается канал переменного сечения, что позволяет придать топливному факелу оптимальную для данной КС форму. Форсунки, приведенные на рис. 5.6, а и б, способствуют образованию топливного факела конической формы, заполненного каплями топлива. Форма факела обычно характеризуется двумя параметрами: дальностью l_{τ} топливного факела (глубиной его проникновения в КС), и углом θ раскрытия (конусностью) факела. В случае использования штифтовой форсунки факел, заполненный каплями топлива, принимает форму полого конуса и характеризуется еще одним дополнительным углом θ_1 (см. рис. 5.6, в).

При перепаде давления $\Delta p = p_{\phi} - p_{\text{в}} > 0$ топливо из форсунки подается в цилиндр. Это давление называют давлением впрыскивания (или давлением распыливания), т. е. $p_{\text{впр}} = \Delta p = p_{\phi} - p_{\text{в}}$. Максимальное значение $p_{\text{впр}}$ меняется довольно в широких пределах в зависимости от типа системы топливоподачи и самого двигателя и

составляет примерно 300...700 бар и более для обычной разделенной системы, 1500 бар и более — для CR-системы, 2500 бар и более — для неразделенной системы (насос-форсунки). Топливную систему с штифтовой форсункой обычно применяют в том случае, когда для качественного смесеобразования достаточным является относительно невысокое давление впрыскивания, что делает ее более простой при эксплуатации и дешевой при изготовлении. Иногда в качестве давления впрыскивания при расчете принимают давление топлива в форсунке перед сопловым отверстием, т. е. $p_{впр} \approx p_{\phi}$, а в качестве давления воздуха в цилиндре в момент впрыскивания топлива — давление в конце процесса сжатия, т. е. $p_{в} \approx p_{с}$. Такая, относительно вольная, трактовка давления впрыскивания, видимо, объясняется тем, что $p_{\phi} \gg p_{с}$.

5.1.3. Характеристики впрыскивания топлива

Основными параметрами, характеризующими процесс впрыскивания топлива в двигателях, являются цикловая подача топлива $m_{ц}$ (или $V_{ц}$), давление впрыскивания $p_{впр}$, угол опережения $\varphi_{впр}$ и продолжительность $\Delta\varphi_{впр}$ впрыскивания.

Изменение массы $m_{впр} = m_{впр}(\varphi)$ или объема $V_{впр} = V_{впр}(\varphi)$ топлива, поступающего в цилиндр через распылитель форсунки за данный интервал времени, начиная от момента подачи топлива,

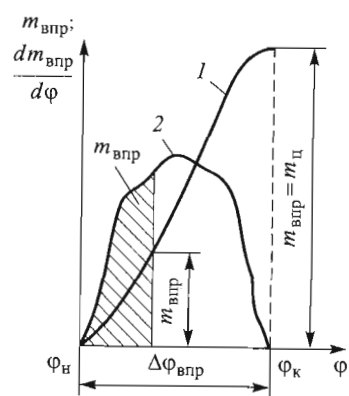


Рис. 5.7. К определению интегрального (1) и дифференциального (2) законов впрыскивания

представляет собой *интегральный закон* (интегральную характеристику) *впрыскивания* (рис. 5.7). Очевидно, что характер протекания процессов смесеобразования и сгорания, а также эффективные и экологические показатели двигателя зависят не только от количества топлива, введенного в цилиндр, но и от скорости его подачи. В связи с этим чаще используют так называемый *дифференциальный закон* (дифференциальную характеристику) *впрыскивания*, представляющий собой зависимость массового $dm_{впр}/dt$ или объемного $dV_{впр}/dt$ расхода от вре-

мени (или зависимость $dm_{впр}/d\varphi = f(\varphi)$ либо $dm_{впр}/d\varphi = f(\varphi)$). Очевидно, что

$$m_{впр} = \int_{\varphi_n}^{\varphi} \frac{dm_{впр}}{d\varphi} d\varphi, \quad (5.1)$$

где φ_n , φ — начальный и текущий углы поворота коленчатого вала при впрыскивании. При значении $\varphi \rightarrow \varphi_k$ (φ_k — угол поворота коленчатого вала в конце процесса впрыскивания) из (5.1) следует, что $m_{впр} \rightarrow m_{ц}$, т. е. суммарное количество топлива равно цикловой подаче. Для характеристики впрыскивания часто используют

безразмерный параметр $\sigma \stackrel{\text{def}}{=} \frac{m_{впр}}{m_{ц}}$. При известных значениях эф-

фективного расхода топлива g_e , эффективной мощности N_e , частоты вращения коленчатого вала n , тактности двигателя τ_d и числа i цилиндров цикловая подача (г/цикл) определяется формулой

$$m_{ц} = \frac{g_e N_e \tau_d}{120ni}. \quad (5.2)$$

Давление впрыскивания $p_{впр} = \Delta p = p_{\phi} - p_{ц}$, как давление p_{ϕ} в подгольной полости распылителя форсунки и давление $p_{ц}$ в цилиндре двигателя, в процессе впрыскивания меняется в зависимости от времени. Изменение хода иглы распылителя с течением времени $h = h(\varphi)$ обусловлено геометрической характеристикой форсунки (рис. 5.8). Угол $\varphi_{впр}$, соответствующий моменту отрыва иглы от седла форсунки и отсчитываемый от ВМТ, называют *действительным углом опережения впрыскивания*. Таким названием подчеркивается существующий сдвиг по времени между началом нагнетания топлива (моментом открытия нагнетательного клапана топливного насоса высокого давления) и началом отрыва иглы от седла. В дальнейшем будем его называть *углом опережения впрыскивания*. В случае использования насоса-форсунки этот сдвиг определяется значениями 1...2 град угла поворота коленчатого вала, для разделенной системы топливоподдачи с нормальной длиной топливных трубопроводов — 2...7 град, с длинными трубопроводами — 10...15 град.

На рис. 5.9 приведены типичные характеристики дифференциального закона впрыскивания. Разделим процесс впрыскивания топлива на две условные области (первая из них — до достижения

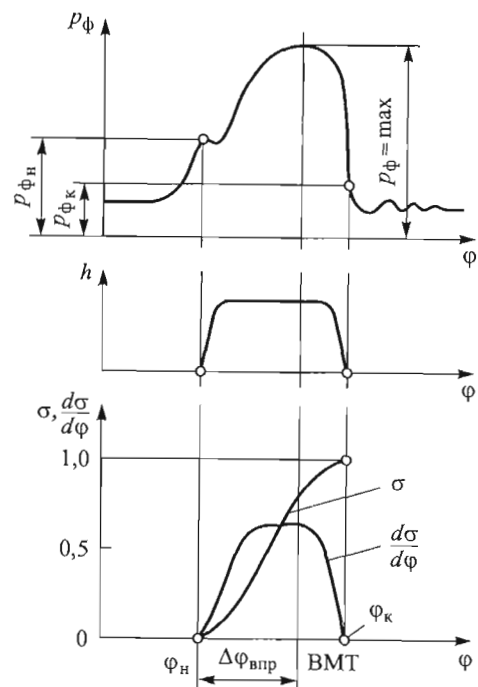


Рис. 5.8. Графики зависимостей $p_\phi(\phi)$, $h(\phi)$, $\sigma(\phi)$ и $\frac{d\sigma}{d\phi}(\phi)$

максимальной скорости подачи топлива $(dm_{\text{впр}}/d\phi)_{\text{max}}$, а вторая — после нее), тогда цикловую подачу топлива можно представить в виде $m_{\text{ц}} = m_{\text{впр1}} + m_{\text{впр2}}$. При слишком интенсивном процессе впрыскивании в начале и растянутом в конце (рис. 5.9, а) $m_{\text{впр2}} > m_{\text{впр1}}$. При таком завершении процесса впрыскивания в конце подачи образуются капли топлива большого размера, которые могут не успеть испариться и сгореть. Следовательно, впрыскивание должно завершаться резко во избежание скопления крупных капель вблизи форсунки, где кислорода обычно меньше, что способствует образованию и выбросу углеводородов, а также приводит к пригоранию кокса к сопловым отверстиям, что нарушает геометрию и динамику факела. По этой же причине желательно не допускать дополнительного впрыскивания топлива (подвпрыскивания) после окончания основной подачи, если оно не предусмотрено специально. В начале впрыскивания не должны образовываться

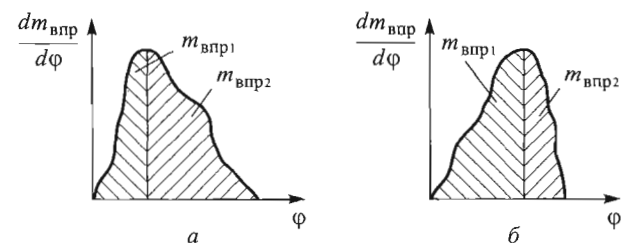


Рис. 5.9. Типичные характеристики дифференциального закона впрыскивания:

а — $m_{\text{впр2}} > m_{\text{впр1}}$; б — $m_{\text{впр2}} < m_{\text{впр1}}$

капли больших размеров, несмотря на то что на их сгорание остается больше времени. Поэтому целесообразно обеспечить такой закон впрыскивания, при котором скорость топливоподачи нарастает постепенно и сравнительно небольшая масса топлива подается с убывающей скоростью, т. е. $m_{\text{впр2}} < m_{\text{впр1}}$ (рис. 5.9, б). Если закон впрыскивания таков, что основная масса топлива подается с возрастающей скоростью, то это обеспечивает рациональное использование воздуха в цилиндре, так как капли имеют высокую скорость и достигают удаленных зон КС. Однако чрезмерно высокая скорость в начале впрыскивания способствует накоплению и испарению за время задержки воспламенения большого количества топлива, вследствие чего растет скорость нарастания давления. В то же время при слишком малых скоростях топливоподачи топливо плохо распыливается, а это увеличивает время задержки воспламенения.

Анализ рассмотренных характеристик впрыскивания показывает, что они существенно влияют на полноту сгорания, расход топлива и путем их оптимизации можно добиваться улучшения эффективных и экологических показателей двигателя. Кроме того, при обеспечении оптимального закона впрыскивания топлива уменьшается скорость нарастания давления в цилиндре, что особенно важно для дизелей и, в частности, для дизелей легковых автомобилей. В этом случае необходимо, чтобы в момент воспламенения в цилиндре дизеля находилось как можно меньше горючей смеси, способной к самовоспламенению. Динамический фактор, представляющий собой отношение массы топлива, впрыскиваемого в цилиндр до момента воспламенения, к массе цикловой подачи топлива, для форсированных быстроходных дизелей обычно равен

0,9...1,0. Значит, почти все топливо впрыскивается до начала воспламенения. В результате у этих двигателей скорость нарастания давления в 2–3 раза больше, чем у нефорсированных, и в 6–7 раз больше, чем у бензиновых двигателей, которые работают относительно плавно и безшумно. Параметр NM (Noise — Meter), используемый для оценки уровня шума на расстоянии 1 м от двигателя (в дБ), можно вычислить с помощью эмпирической формулы

$$NM = 0,33 \frac{dp}{d\tau} + 68,3, \quad (5.3)$$

где $dp/d\tau$ — скорость нарастания давления, бар/мс. Формула (5.3) получена на основе обработки результатов экспериментальных исследований дизеля 1Ч ($S/D = 14,2/13,0$ см/см, $\epsilon = 17$, $n = 2100$ мин⁻¹) [19].

Наличие в цилиндре двигателя в момент воспламенения небольшого количества смеси, способной к воспламенению, является важным, но не единственным условием обеспечения эффективного процесса сгорания. Кроме того, требуется, чтобы после воспламенения, когда начинается вторая фаза процесса сгорания, скорость диффузии воздуха и паров топлива, по возможности, была большой и к каждой частице топлива было подведено необходимое для ее полного сгорания количество кислорода. Эти два условия могут быть реализованы соответствующим выбором способов смесеобразования и путем управления подачей топлива в цилиндр двигателя (рис. 5.10). Приведенную на рис. 5.10, а систему топливоподачи называют ступенчатым впрыскиванием. Ступенчатым называют также впрыскивание при плавном повышении давления впрыскивания (см. рис. 5.10, б). Желаемая форма характеристик впрыскивания (см.

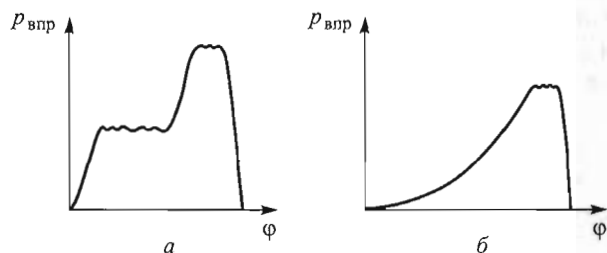


Рис. 5.10. Характеристики ступенчатого впрыскивания: а — с резким повышением начального давления; б — с плавным повышением давления впрыскивания

рис. 5.10) в любом случае достигается путем специальных мероприятий, описанных в [3, 12, 14, 17, 19, 30].

Подчеркнем, рассмотренные выше законы впрыскивания соответствуют однократному (за цикл) впрыскиванию топлива, когда сам процесс впрыскивания является единым непрерывным во времени процессом. В отличие от них при двух- и многократном впрыскивании масса цикловой подачи топлива подводится в виде двух или нескольких отдельных порций, следующих друг за другом через определенные

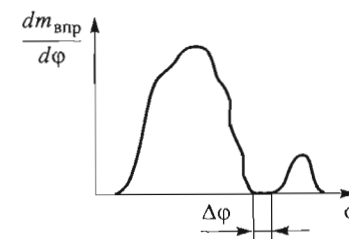


Рис. 5.11. Характеристика впрыскивания при наличии подвпрыскивания

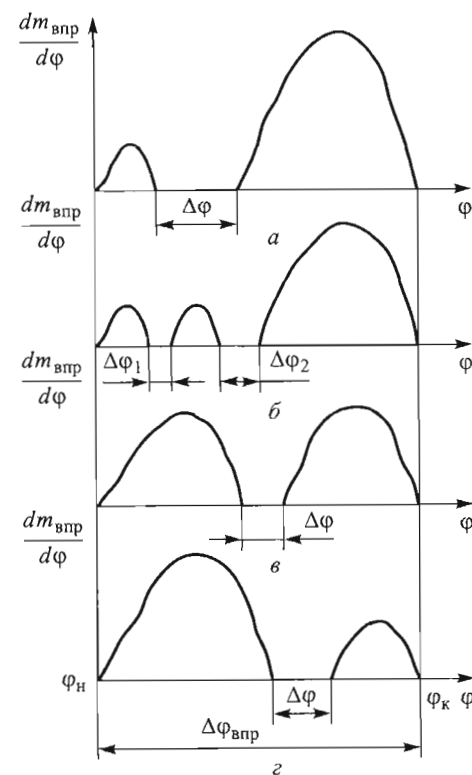


Рис. 5.12. Характеристики многократного впрыскивания при предварительном (а), двойном предварительном (б), разделенном (в), дополнительном (z) впрыскивании

интервалы времени (рис. 5.11, 5.12). Несмотря на многочисленные исследования, двухкратное впрыскивание только в последнее время находит практическое применение, прежде всего, благодаря внедрению CR-системы. Например, фирма Bosch разработала CR-систему, осуществляющую до пяти впрыскиваний за цикл [31], а фирма Fiat — CR-Multijet-систему, позволяющую изменять количество впрыскиваний от 10 до 15 за цикл [23].

В литературе распространен термин «двухфазное впрыскивание». Очевидно, что этот термин менее удачен, так как ассоциируется с топливоподачей в виде двух фаз (в различных агрегатных состояниях вещества). Например, одна порция топлива подается в распыленном виде или в виде пара, а вторая — в виде жидкого топлива впрыскивается непосредственно в цилиндр двигателя. Такой способ топливоподачи называют двухстадийной подачей, хотя правильнее называть его двухфазной подачей. Способ, при котором через впускной тракт подводится, например, природный газ, а в цилиндр впрыскивается дизельное топливо, также можно отнести к двухфазной топливоподаче.

5.1.4. Влияние многократного впрыскивания на эффективные и экологические показатели рабочего процесса

Различные характеристики многократного впрыскивания, рассмотренные выше, по-разному влияют на протекание рабочего процесса. Рассмотрим одну из разновидностей двухкратного впрыскивания, возникновения которого стараются избежать. Двухкратное впрыскивание, если оно происходит самопроизвольно и не согласовано с процессом тепловыделения, ухудшает процесс сгорания и является нежелательным. В таком случае говорят, что имеет место подвпрыскивание (см. рис. 5.11). Это явление обычно возникает в разделенных системах топливоподачи дизеля в результате образования волны давления во входной части топливного трубопровода после открытия нагнетательного клапана насоса высокого давления. Волна давления, двигаясь по нагнетательному топливному трубопроводу со скоростью распространения звука в топливе ($a_{зв} \approx 1200 \dots 1400$ м/с), проходит расстояние l от штуцера насоса высокого давления до корпуса распылителя форсунки за время

$\tau_{зап} = \frac{l}{a_{зв}}$, называемого *временем запаздывания*. При подходе вол-

ны давления к форсунке повышается давление в подыгольной полости распылителя, под действием которого поднимается игла, преодолев при этом силу предварительной затяжки пружины (см. рис. 5.6), т. е. начинается впрыскивание. Оно заканчивается после того, как топливный насос высокого давления прекратит подачу топлива в корпус распылителя и сила предварительной затяжки пружины форсунки станет больше давления топлива, т. е. игла опустится в седло. Волна давления, доходя до форсунки, отражается от нее и возникает обратная волна давления, движущаяся от форсунки к насосу высокого давления. Обратная волна также частично отражается от штуцера насоса и возникает вторая прямая волна давления. Она суммируется с волной давления, создаваемой плунжером, если топливоподача нагнетательной секцией насоса еще не прекратилась. В случае если к моменту прихода обратной волны давления нагнетательный клапан насоса закрыл проходное сечение, вторая прямая волна давления будет двигаться к форсунке в виде второй волны подачи. Достигнув форсунки, она может вторично поднять иглу из седла, если ее амплитуда будет достаточной для преодоления силы затяжки пружины, и осуществить дополнительное впрыскивание, называемое подвпрыскиванием (см. рис. 5.11). Подвпрыскивание, как уже было отмечено, может привести к образованию кокса на распылителе и повышению содержания углеводородов в продуктах сгорания.

Двухкратное впрыскивание топлива позволяет относительно легко оптимизировать условия подачи топлива применительно к различным типам КС и использовать вариации двухкратной подачи топлива.

Исследования динамики развития топливных факелов при двухкратном впрыскивании и отсутствии воспламенения (рис. 5.13) проводились на фирме Daimler-Chrysler [19] с помощью модифицированной программы CONCHAS SPRAY, разработанной в Лос-Аламосской национальной лаборатории. Интервал между предварительным и основным впрыскиваниями топлива составлял 8 град угла поворота коленчатого вала. В реальном двигателе воспламенение предварительной дозы топлива начинается примерно при 10 град угла поворота коленчатого вала до ВМТ, соответственно результаты моделирования процесса впрыскивания после этого момента отличаются от реальных, полученных путем скоростной кинорегистрации процессов в прозрачной КС [19]. В частности,

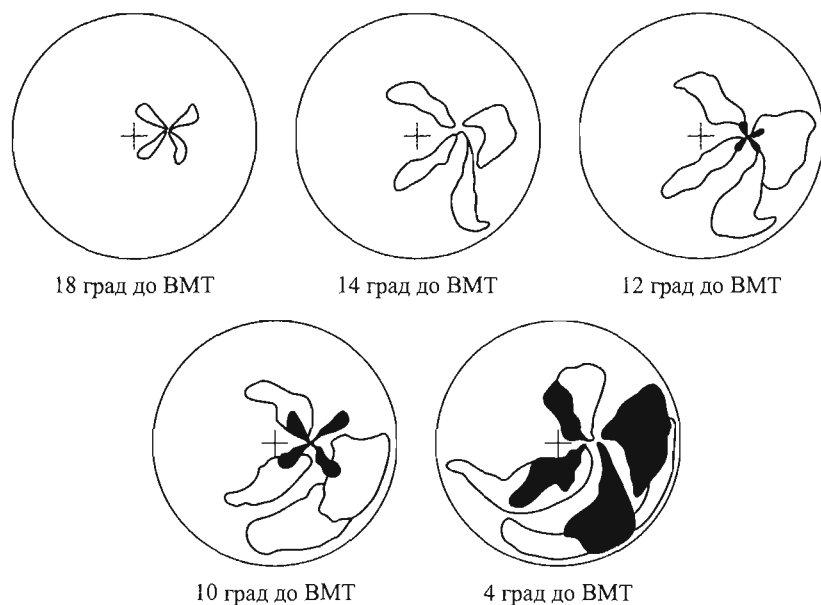


Рис. 5.13. Динамика топливных факелов при предварительном (□) и основном впрыскивании (■), $\Delta\phi = 8$ град угла поворота коленчатого вала

топливный факел при основном впрыскивании в реальных условиях оказывается меньше, так как процесс сгорания с ростом температуры сопровождается увеличением доли испарившегося топлива, уменьшением размеров капель и глубины проникания топливного факела. Область, занимаемая топливным факелом предварительного впрыскивания, после воспламенения турбулизуется. Основная доза топлива воспламеняется при значении 4 град угла поворота коленчатого вала до ВМТ в зоне, где уже происходит горение предварительной дозы. Поскольку в этой зоне больше продуктов сгорания и меньше кислорода, сгорание основной дозы топлива происходит относительно медленно. При увеличенном интервале между впрыскиваниями продукты сгорания предварительной дозы успевают перераспределиться в объеме КС. Если повышение температуры оказывается более существенным, чем снижение концентрации кислорода, то период задержки воспламенения сокращается, что приводит к уменьшению скорости нарастания давления и, следовательно, снижению уровня шума двигателя. При малых интервалах между впрыскиваниями, когда основная доза топ-

лива поступает в продукты сгорания первой дозы или в обогащенную смесь, температура не успевает заметно повыситься и в большей степени на процесс сгорания влияет нехватка кислорода. Период задержки воспламенения увеличивается и скорость нарастания давления становится примерно такой же, как при однократном впрыскивании.

Интервал между впрыскиваниями топлива оказывает существенное влияние на рабочий процесс в целом (рис. 5.14). Доза предварительного впрыскивания составляет около 12 % основной дозы,

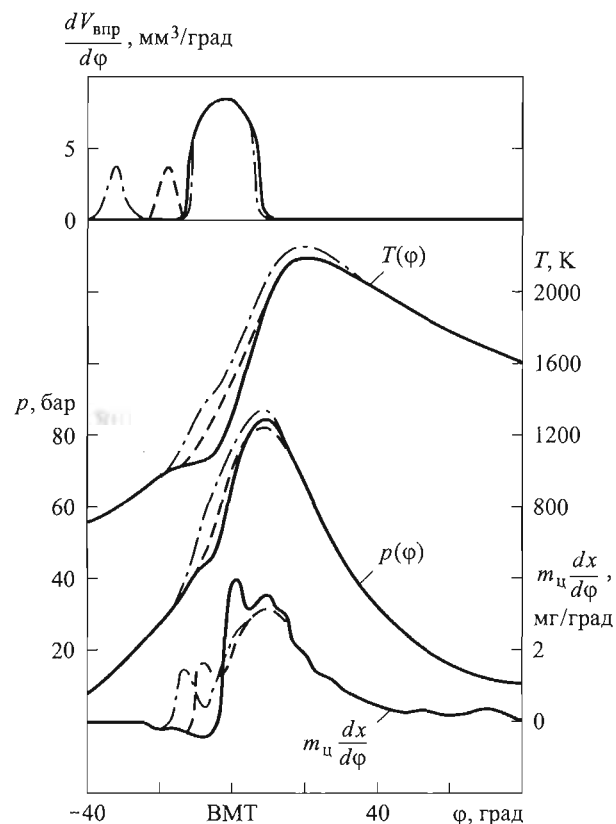


Рис. 5.14. Изменение температуры, давления и скорости тепловыделения в цилиндре в зависимости от закона впрыскивания (одноцилиндровый четырехтактный дизель, $S/D = 14,2/13,0$ см/см, $n = 2100$ мин⁻¹; $\epsilon = 17$, $z = 4$): однократное (—), двухкратное (---) впрыскивание при $\Delta\phi = 8$ град угла поворота коленчатого вала и двухкратное (- · - · -) при $\Delta\phi = 22$ град

а законы впрыскивания различаются только интервалами $\Delta\phi$ между впрыскиваниями предварительной и основной доз топлива. Ясно, что в случае однократного впрыскивания продолжительность подачи топлива превышает продолжительность подачи основной дозы при двухкратном впрыскивании. При однократном впрыскивании изменение давления имеет типичный для внешнего смесеобразования характер с выраженным изгибом в области начала воспламенения и резким ростом давления. При предварительном впрыскивании это менее заметно, особенно при больших интервалах значений $\Delta\phi$. В любом случае, независимо от этого интервала, сгорание основной дозы топлива при двухкратном впрыскивании протекает явно медленнее по сравнению со сгоранием при однократном впрыскивании. Это хорошо видно на диаграммах тепловыделения, выраженных через сгоревшую массу топлива (через цикловую подачу $m_{ц}$ и скорость выгорания $dx/d\phi$). Опыты также показывают, что при уменьшении дозы предварительного впрыскивания заметно снижается уровень давления и температуры, а также уменьшается предварительное (начальное) и увеличивается основное тепловыделение.

В случае однократного впрыскивания при различных значениях среднего индикаторного давления p_i характер изменения максимальных скоростей тепловыделения (выгорания топлива) $m_{ц} \frac{dx}{d\phi}$

(точки B_1, B_2, B_3 и B_4 на рис. 5.15) подобен характеру изменения уровня шума. Действительно, характер изменения тепловыделения обуславливает скорость нарастания давления, которое достигает максимального значения вблизи ВМТ, и определяет уровень шума от процесса сгорания. В нижней части рис. 5.15 приведены те же самые параметры, только для случая двухкратного впрыскивания с предварительной подачей топлива. Здесь дополнительно показано также изменение дозы предварительной цикловой подачи $V_{ц1}$ в зависимости от нагрузки двигателя. Максимальные значения скорости тепловыделения при предварительном впрыскивании (точки A_1, A_2, A_3 и A_4) растут с увеличением предварительной дозы топлива. При увеличении интервала $\Delta\phi$ между впрыскиваниями эти точки еще более распознаваемы [18], несмотря на то что к моменту достижения максимума скорости тепловыделения выгорает не вся предварительная доза топлива впрыскивания. Также видно, что максимальное значение скорости тепловыделения при сгора-

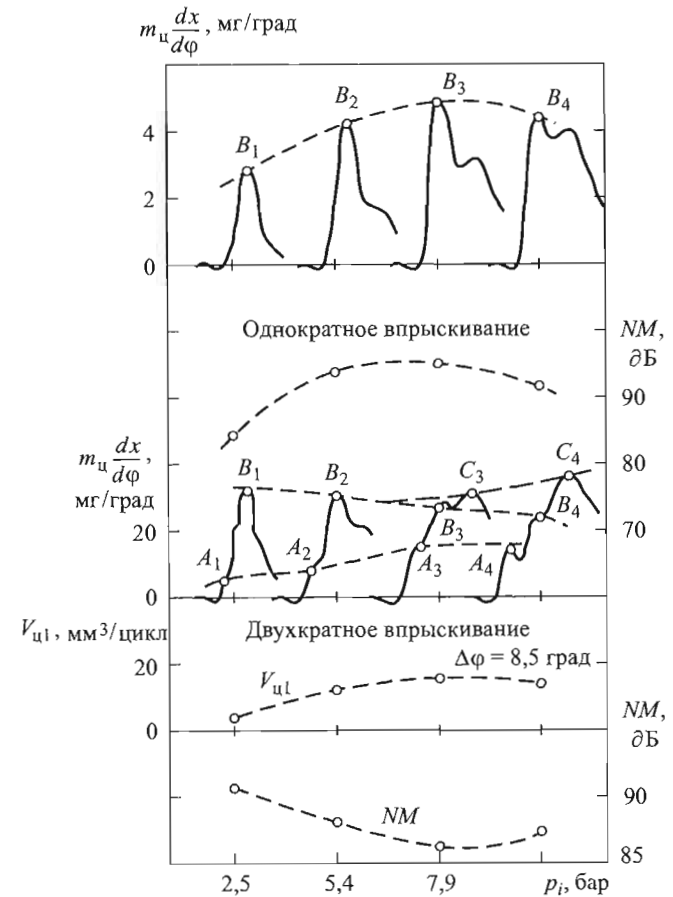


Рис. 5.15. Изменение скорости тепловыделения, уровня шума и цикловой дозы топлива предварительного впрыскивания в зависимости от среднего индикаторного давления

нии основной дозы топлива (точки B_1, B_2, B_3 и B_4) уменьшается по сравнению с однократным впрыскиванием. Это уменьшение тем существеннее, чем больше скорость тепловыделения при сгорании предварительной дозы топлива. При этом уровень шума уменьшается, особенно при высоких нагрузках, достигает своего минимума (при $p_i \approx 8$ бар) и снова повышается.

В случае высоких нагрузок, т. е. при большой массе основной и предварительной дозы топлива, нарушается характер изменения

скорости тепловыделения. Во-первых, скорости тепловыделения при основном и предварительном впрыскивании заметно различаются, а, во-вторых, в процессе основного тепловыделения появляется два максимума скорости тепловыделения (точки B_3 , C_3 , и B_4 , C_4 соответственно). Примечательно, что это сопровождается повышением уровня шума. Можно предположить, что при больших дозах топлива процесс основного тепловыделения имеет кинетическую и диффузионную фазы процесса сгорания (см. далее гл. 9). Уровень шума определяется суммарным воздействием скоростей предварительного и основного тепловыделения. Амплитуда изменения максимальных скоростей тепловыделения также подобна амплитуде изменения уровня шума (см. рис. 5.15), как и при однократном впрыскивании. При этом общий уровень шума значительно снижается по сравнению с уровнем шума при однократном впрыскивании [19].

Время задержки воспламенения как предварительной, так основной доз топлива при двухкратном впрыскивании существенно зависит от предварительной цикловой подачи $V_{ц1}$. В частности, ее увеличение приводит к сокращению времени задержки воспламенения предварительной и основной доз топлива. При этом следует обеспечивать самовоспламенение предварительной дозы топлива до начала воспламенения основной дозы и исходя из этого определять оптимальный интервал $\Delta\phi$ между впрыскиваниями. В противном случае в период задержки воспламенения может накопиться относительно большое количество горючей смеси, что приведет к значительному увеличению скорости нарастания давления. Если время задержки воспламенения, а значит, и скорость тепловыделения предварительной дозы топлива зависят от температуры горючей смеси и концентраций реагентов, то время задержки воспламенения и скорость тепловыделения основной дозы топлива кроме этих двух факторов обусловлены также наличием продуктов сгорания и несгоревших паров топлива при предварительном воспламенении. Это может привести к локальному сгоранию частиц основной дозы топлива в условиях нехватки кислорода. Таким образом, тепловыделение при сгорании основной дозы топлива по сравнению с тепловыделением при сгорании предварительной дозы происходит в соответствии с другим химико-физическим механизмом.

Рассмотренный пример (см. рис. 5.15) показывает, что если доза топлива при предварительном впрыскивании составляет при-

мерно 6...12 % основной дозы, то можно существенно снизить уровень шума без ухудшения других показателей двигателя. Еще большее увеличение дозы топлива при предварительном впрыскивании может привести к изменению показателей двигателя в худшую сторону. Следует также подчеркнуть, что каждому значению предварительной цикловой подачи $V_{ц1}$ соответствует оптимальное значение угла опережения впрыскивания, при котором обеспечиваются минимальные удельный расход топлива, скорость нарастания давления и максимальное давление цикла. Согласно экспериментальным исследованиям [32] предварительное впрыскивание при частоте вращения коленчатого вала $n > 3000 \text{ мин}^{-1}$ не является эффективным для снижения уровня шума и в связи с этим следует выделить области скоростных режимов подачи топлива с различными законами впрыскивания (рис. 5.16). К аналогичному заключению приводят результаты исследований, проводимых фирмой Fiat [36].

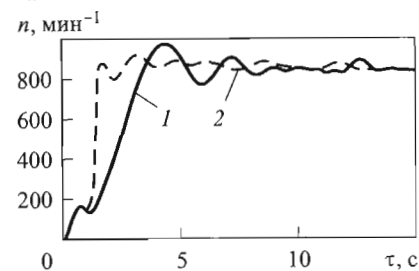


Рис. 5.17. Характеристики режима «холодного» пуска дизеля с наддувом 1,9 JTD фирмы Fiat ($S/D = 90,4/82 \text{ см/см}$, $N_e = 77 \text{ кВт}$, $n = 4000 \text{ мин}^{-1}$; $\varepsilon = 18,5$, $i = 4$) при различных законах впрыскивания: 1 — однократное впрыскивание; 2 — двухкратное с предварительным впрыскиванием. Температура окружающей среды $t_0 = -15 \text{ }^\circ\text{C}$

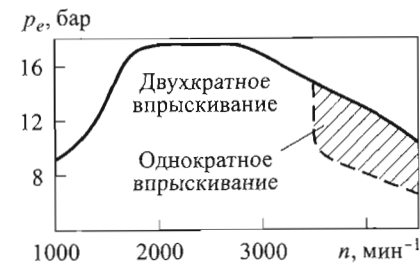


Рис. 5.16. Области применения законов однократного и двухкратного впрыскивания (дизель OM 611)

При предварительном впрыскивании повышается надежность «холодного» пуска (рис. 5.17) и устойчивость работы в режиме холостого хода, сокращается эмиссия углеводородов.

Влияние закона впрыскивания на концентрацию оксидов азота $[\text{NO}_x]$ следует рассматривать с учетом желательного компромисса между этой концентрацией и расходом топлива. В результате оптимизации рабочего цикла [22] с двухкратным впрыскиванием при определенной концентрации $[\text{NO}_x]$ значительное снижение выбросов сажи наблюдается

при уменьшении интервала $\Delta\phi$ до минимального значения (до значения $\Delta\phi = 0,6$ град), в данном случае уменьшается и расход топлива (рис. 5.18). В случае двухкратного впрыскивания (рис. 5.19) картина меняется. Дело в том, что при одинаковых моментах окончания однократной и двухкратной топливоподачи последняя начинается с опережением по сравнению с однократной. Это может привести к улучшению топливной экономичности двигателя, правда, при этом выброс сажи может слегка увеличиться.

Дополнительное впрыскивание топлива (см. рис. 5.12, з), в отличие от подвпрыскивания осуществляют специально для обеспечения такой характеристики тепловыделения, которая способствует улучшению экологических и эффективных показателей двигателя, прежде всего, снижению выбросов сажи и получению необходимой температуры отработавших газов. Эти два фактора играют решающую роль при создании благоприятных условий для работы катализатора. Экспериментальные исследования с применением двухцветного метода определения концентрации сажи, а также измерения излучения пламени показали, что максимальное образование сажи при дополнительной подаче топлива происходит примерно через 15 град угла поворота коленчатого вала после закры-

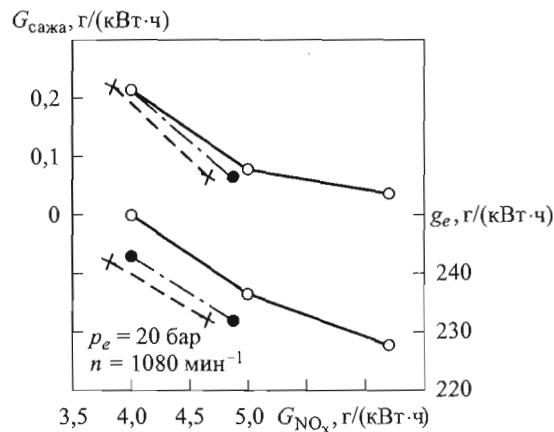


Рис. 5.18. Изменение эмиссии сажи и удельного расхода топлива в зависимости от эмиссии оксидов азота при различных законах топливоподачи (опытный одноцилиндровый двигатель FM 538, $S/D = 16,51/12,38$ см/см):

— — однократное впрыскивание, двухкратная подача с предварительным $V_{ц1} = 4$ мм³/цикл впрыскиванием при $\Delta\phi = 0,6$ град (— · —) и $\Delta\phi = 8,3$ град (— · —); $p_{впр} = 550$ бар (○); 650 бар (●); 750 бар (×)

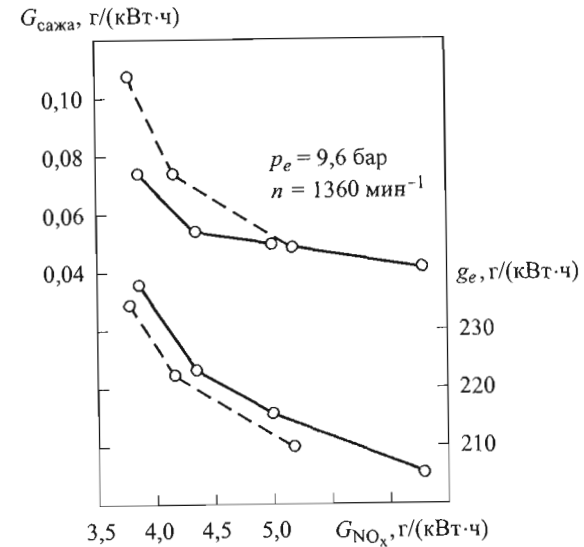


Рис. 5.19. Изменение эмиссии сажи и удельного расхода топлива в зависимости от эмиссии оксидов азота дизеля при однократной подаче топлива (—) и с разделенным 30% + 70% впрыскиванием (— · —)

тия иглы с явным запаздыванием по сравнению с однократной подачей (рис. 5.20). По сравнению с однократной при дополнительной подаче топлива в начале процесса сгорания наблюдается повышение выбросов сажи, а начиная с момента $\Delta\phi = 35$ град — значительное снижение (см. рис. 5.20). Такое интенсивное выгорание

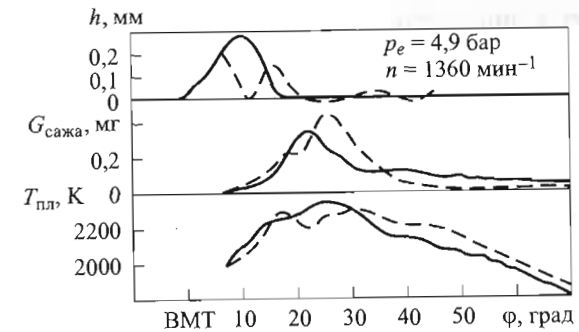


Рис. 5.20. Изменение хода иглы форсунки, эмиссии сажи и температуры пламени при однократной (—) и двухкратной с дополнительным ($V_{ц2} = 26$ мм³/цикл) впрыскиванием (— · —) подаче топлива

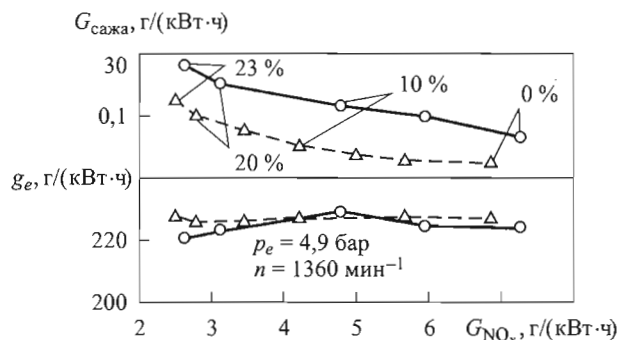


Рис. 5.21. Изменение эмиссии сажи и удельного расхода топлива в зависимости от рециркуляции (в %) отработавших газов при однократной (—) и двухкратной с дополнительным впрыскиванием (---) подаче топлива

сажи в случае дополнительной подачи топлива объясняется повышением температуры в окрестности частиц сажи примерно на 100 °С, т. е. температуры пламени. В целях снижения температуры в цилиндре двигателя и предотвращения увеличения выбросов оксидов азота дополнительную подачу топлива можно сочетать с рециркуляцией отработавших газов. В соответствии с рис. 5.21 такой подход целесообразно применять при неизменных значениях концентрации $[NO_x]$ и удельного расхода топлива, когда дополнительное впрыскивание при рециркуляции отработавших газов может привести практически к двукратному снижению выбросов сажи. Этот эффект уменьшения выбросов сажи можно использовать в целях минимизации концентрации оксидов азота посредством увеличения степени рециркуляции. Подчеркнем, что начало впрыскивания основной дозы топлива, а также временной интервал между впрыскиваниями и здесь играют значительную роль.

Очевидные преимущества многократного впрыскивания давно привлекают исследователей. В частности, интересные работы по предварительному и дополнительному впрыскиванию топлива были проведены еще в 1950–1960-х годах в ЦНИДИ [1]. Несмотря на то что были получены вполне положительные результаты, они не нашли практического применения, видимо, из-за усложнения и снижения надежности традиционной разделенной системы топливоподачи, взятой при модификации в качестве базовой. Неразделенные топливные системы (насосы-форсунки) позволяют устра-

нить влияние на процесс топливоподачи таких нежелательных факторов, как инерционность и сжимаемость столба топлива в линии высокого давления и сделать процесс впрыскивания более управляемым [3].

В заключение отметим, что различные системы топливоподачи следует сравнивать с точки зрения комплексного сочетания выбросов сажи, оксидов азота, удельного расхода топлива и скорости нарастания давления. В этом смысле CR-система по сравнению, например, с традиционной насосом-форсункой особых преимуществ не имеет, даже, наоборот, если не будет применяться многократное впрыскивание с оптимальным перераспределением отдельных доз топлива. Преимущество CR-системы заключается в том, что она позволяет организовать рабочий процесс с управляемым процессом топливоподачи. Это является значительным шагом в направлении создания двигателя с управляемым процессом сгорания. В этом смысле аккумуляторная система подачи топлива больше соответствует основной возложенной на топливную аппаратуру функции — обеспечить характеристику впрыскивания, необходимую для достижения требуемых эффективных и экологических показателей поршневого двигателя.

5.2. Теория распада струи жидкого топлива

Распад струи жидкого топлива, вытекающего из форсунки в цилиндр (при внутреннем смесеобразовании) или во впускную систему (при внешнем смесеобразовании), — сложный физический процесс, теория которого окончательно еще не сформировалась.

Дж. У. Рэлей был первым, кто исследовал неустойчивость струи жидкости под действием вязких и капиллярных сил. В 1879 г. он заметил, что дробление струй водяного фонтана уменьшается под влиянием электростатических сил, однако ему не удалось предложить удовлетворительную теорию для объяснения этого факта. Более поздние исследования также не привели к успеху в понимании природы распада струи, однако советский физик Я.И. Френкель установил, что стабилизирующее действие электрического поля на струи жидкости имеет место лишь в случае слабых полей. Сильные электрические поля вызывают обратное действие, и дробление струй начинается раньше, чем в отсутствие поля. В 1920–1930-х годах. Дж. Вебер проводил исследования потери устойчи-

вости струй под действием сил вязкого трения, поверхностного натяжения и аэродинамических сил, однако он, как и Рэлей, рассматривал небольшие скорости движения. Свою гипотезу распада струи на капли при больших скоростях предложил также Л.Д. Ландау, основываясь на взаимодействии струи с окружающей средой.

Факторы, воздействующие на вытекающую из насадка струю жидкого топлива, подразделяют на две группы: 1 — факторы, способствующие распаду струи; 2 — факторы, приводящие к сохранности формы струи. В результате их противодействия струя рано или поздно либо терпит распад, либо сохраняет форму. Рассмотрим эти факторы.

Струя жидкого топлива, вытекающая из соплового отверстия круглого сечения, строго говоря, не имеет цилиндрической формы вследствие ряда возмущающих причин как внутреннего, так и внешнего характера. Внутренними будем считать возмущения, вносимые в поток топлива самим каналом (шероховатость, кромки, повороты, эллиптичность и пр.), а внешними — возмущения, возникающие со стороны среды (воздушного потока), в которую впрыскивается жидкое топливо, прежде всего это пульсации давления и турбулентность среды. Силы аэродинамического сопротивления сжатого воздуха затормаживают движение струи, способствуют ее распаду, при этом чем выше скорость движения и плотность воздуха, тем быстрее происходит распад струи. Внутренние и внешние возмущения обуславливают деформацию поверхности струи, неустойчивое ее движение, способствуют турбулизации и ускоряют распад струи.

Распаду струи жидкого топлива препятствуют силы поверхностного натяжения, под действием которых вытекающая струя принимает равновесную форму цилиндра. Кроме того, в топливе, как и во всех жидкостях, действуют силы вязкого трения, которые вызывают диссипацию энергии и препятствуют развитию деформации струи. Действие этих сил, с одной стороны, и возмущающих факторов, стремящихся разрушить цилиндрическую форму струи, — с другой, приводят к ее пульсациям. Возмущения поверхности при этом могут нарушить устойчивость струйного течения и тем самым способствовать распаду струи на капли. Деформация поверхности струи топлива носит колебательный характер, зависящий прежде всего от скорости ее истечения.

Время начала распада струи жидкого топлива, отсчитанное от момента начала ее движения $\tau_{расп} = l/u$, где l — длина сплошной

части струи; u — средняя скорость движения струи, которую обычно считают приблизительно равной скорости истечения, т. е. $u \approx u_0$. Сначала отметим, что распад сплошной массы любой жидкости, помещенной в капилляре диаметром d_c , происходит под действием гравитационной силы (рис. 5.22, а), которая в случае

сферической капли диаметром a_k равна $G = mg = \frac{\pi a^3 \rho_T}{6} g$, где $g =$

$= 9,8 \text{ м/с}^2$. Этой силе противодействует сила поверхностного натяжения, приложенная к капле со стороны прилегающей к ней остальной части жидкости, находящейся в капилляре. Эта сила зависит от физических свойств жидкости прежде всего от поверхност-

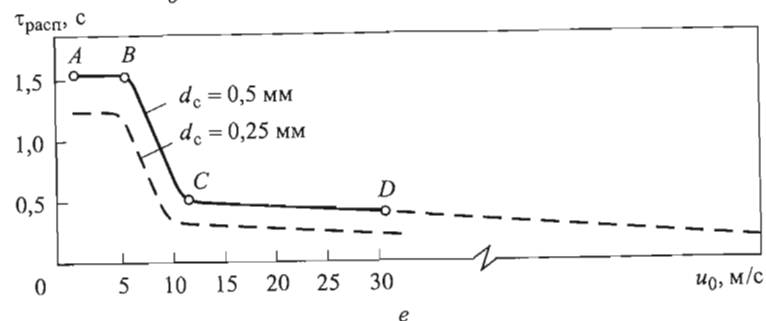
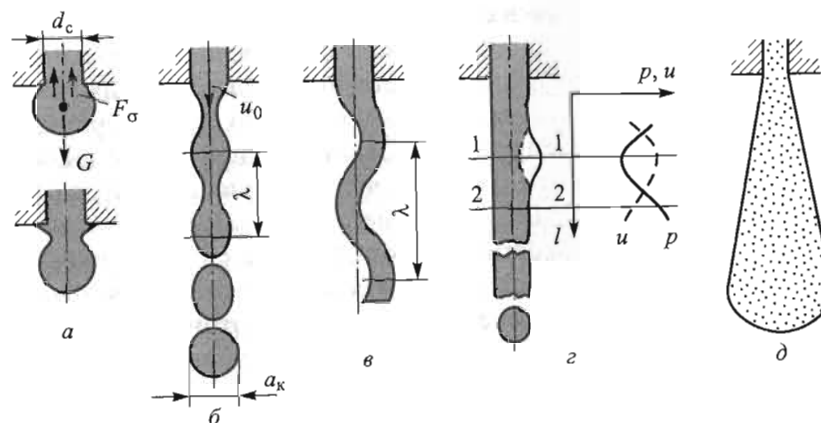


Рис. 5.22. Схемы образования капель:

а — из капилляра без смачивания и при смачивании; б — при осесимметричных колебаниях поверхности струи; в — при волнообразных колебаниях струи; г — по гипотезе Ландау; д — при интенсивном распыливании струи; е — изменение времени распада струи в зависимости от скорости истечения

ного натяжения σ , а также от диаметра капилляра, и равна $F_\sigma = kd_c\sigma$, где k — коэффициент пропорциональности, который для реальных жидкостей зависит от свойства смачивания (рис. 5.22, д). Условие равновесия этих сил соответствует условию распада струи на капли в гравитационном поле, на основании которого можно определить диаметр капли

$$a_k = \left(\frac{Kd_c\sigma}{\rho_T g} \right)^{1/3}, \quad (5.4)$$

где $K = 6k/\pi \approx 3,0 \dots 6,0$. При $K \geq 3,3$ частота образования капель увеличивается, т. е. растет расход жидкости через отверстие.

Дальнейшее повышение расхода жидкости через сопловое отверстие (увеличение скорости истечения u_0) приводит к росту частоты образования капель и соответственно уменьшению их размеров, что обусловлено дополнительным влиянием силы инерции, по сравнению с которой воздействие гравитационной силы становится пренебрежимо малым. При истечении струи из отверстия со скоростью u_0 динамическое давление $p_d = \rho_T u_0^2 / 2$, где ρ_T — плотность топлива. Под действием соответствующей силы инерции капля старается оторваться от среза соплового отверстия, однако сила поверхностного натяжения препятствует этому. Эти силы в жидком топливе на срезе соплового отверстия создают внутреннее давление $p_\sigma = 4\sigma/d_c$. Согласно условию равновесия $p_d = p_\sigma$ критическая скорость истечения

$$u_{0кр} = \left(\frac{8\sigma}{d_c \rho_T} \right)^{1/2}, \quad (5.5)$$

отношение давлений $\frac{p_d}{p_\sigma} = \frac{1}{8} We$, где

$$We \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\rho_T u_0^2 d_c}{\sigma} \quad (5.6)$$

есть критериальное число Вебера, выражающее отношение силы инерции к силе поверхностного натяжения. Очевидно, что при $u_0 > u_{0кр}$ (или $p_d > p_\sigma$, или $We > 8$) происходит распад струи, т. е. схема медленного образования капель в гравитационном поле (см.

рис. 5.22, а) переходит в схему образования топливного факела (рис. 5.22, б). При этом возникают регулярные (правильной формы), осесимметричные колебания поверхности струи (см. рис. 5.22, б), с увеличением расстояния от соплового отверстия струя теряет устойчивость и распадается на отдельные жидкие куски. Под действием силы поверхностного натяжения они быстро принимают сферическую форму (см. рис. 5.22, б), поэтому в дальнейшем будем считать, что капли представляют собой жидкие тела шарообразной формы. По Рэлею, минимальная длина волны $\lambda_{\min} = \pi d_c$, а оптимальная длина волны, при которой скорость сужения струи максимальная и заканчивается разрывом, $\lambda_{\text{опт}} = 4,5 d_c$. Согласно закону сохранения масса цилиндрического столбика топлива высотой $\lambda_{\text{опт}}$ и диаметром d_c равна массе капли, образованной из этого столбика, т. е. $\frac{\pi d_c^2}{4} \lambda_{\text{опт}} \rho_T = \frac{\pi a_k^3}{6} \rho_T$. Следовательно, диаметр капли $a_k = 1,89 d_c$,

т. е. почти в 2 раза превышает диаметр соплового отверстия. Таким образом, при данном режиме истечения диаметр капли зависит только от диаметра соплового отверстия и не зависит от вида жидкости. Отметим, что скорость истечения и частота образования капель больше у той жидкости, у которой числовые значения отношения σ/ρ выше.

В качестве примера определим минимальное значение скорости истечения струи, необходимой для распада струи жидкого топлива, вытекающего из соплового отверстия диаметром $d_c = 0,15$ мм, а также частоту образования капель. При $d_c = 0,15$ мм для дизельного топлива критическая скорость истечения $u_{0кр} \approx 2,06$ м/с, оптимальная частота образования капель $v_{\text{опт}} = \frac{u_{0кр}}{\lambda_{\text{опт}}} = 0,222 \frac{u_{0кр}}{d_c} = 3,052$ кГц. Для бензина $u_{0кр} \approx$

$\approx 1,6$ м/с и $v_{\text{опт}} \approx 2,37$ кГц, а для воды $u_{0кр} \approx 6,15$ м/с и $v_{\text{опт}} \approx 9,63$ кГц соответственно. Ясно, что при прочих равных условиях частота образования капель дизельного топлива больше примерно на 22 %, чем частота образования капель бензина. Диаметр капель всех трех жидкостей $a_k \approx 284$ мкм.

При дальнейшем увеличении скорости истечения быстро уменьшается время распада струи (участок BC на рис. 5.22, е) и осесимметричные колебания переходят в волнообразные (рис. 5.22, в), после чего время распада струи относительно мало зависит от скорости ее истечения (участок CD на рис. 5.22, е).

Гипотеза Рэлея справедлива для малых скоростей истечения. При больших скоростях распад струи можно объяснить, основываясь на гипотезе, предложенной Ландау, который рассматривал неподвижную струю жидкости с обтекающим с высокой скоростью внешним потоком газа. Согласно этой гипотезе поверхность струи деформируется благодаря возмущениям и на ней появляются выпуклые и вогнутые участки (рис. 5.22, з). При этом давление над выпуклостями понижается, а над впадинами повышается. Разность между этими локальными давлениями (см. сечения 1–1 и 2–2 на рис. 5.22, з) по мере увеличения скорости возрастает. Когда силы поверхностного натяжения в локальном выступе окажутся меньше сил, созданных перепадом давления, этот выступ отрывается от струи. С повышением скорости процесс отрыва частей струи интенсифицируется, за счет чего струя распадается на меньшем расстоянии от сопла.

Последующее повышение скорости приводит к дальнейшему сокращению времени распада струи, однако снижение времени распада струи происходит менее заметно, чем на переходном участке *BC* (см. рис. 5.22, е). После точки *D* картина распада струи значительно изменяется. Вместо распада струи на сравнительно немногочисленные крупные капли наступает дробление ее на многочисленные мелкие частицы, размеры которых меняются в довольно широких пределах. При этом капли появляются непосредственно у среза соплового отверстия (рис. 5.22, д). Этот процесс дробления струи называют *распыливанием* [6]. В поршневых двигателях скорости истечения топлива из форсунки высокие и практически всегда имеется режим распыливания (за исключением подтекания топлива, являющегося нежелательным явлением). Даже в бензиновых двигателях с впрыскиванием во впускную систему скорость истечения $u_0 > 30$ м/с, не говоря уже о дизелях с непосредственным впрыскиванием топлива, в которых ее значение достигает 700 м/с и более. Отметим, что скорость распространения звука во впускной системе бензинового двигателя и в цилиндре дизеля к моменту впрыскивания приблизительно равна 340...360 м/с и 500...600 м/с соответственно. Скорость истечения из форсунок поршневых двигателей может быть как меньше, так и больше скорости распространения звука в среде. При высоких скоростях истечения струя жидкого топлива распадается неравномерно, и механизм распада на основе гипотезы Ландау, базирующийся на ди-

намическом влиянии воздуха, становится необоснованным. Действительно, кроме механического воздействия со стороны воздуха, здесь очевидно и теплофизическое влияние на процесс распыливания. В частности, на распыливание будет оказывать влияние внутреннее испарение жидкого топлива, так как вследствие большой скорости движения струи статическое давление понижается, что способствует интенсификации испарения. В таких случаях наличие сплошного жидкого участка струи за срезом сопла практически не наблюдается и принимается гипотеза, в силу которой распад струи жидкого топлива начинается еще до истечения из форсунки. Принимая эту гипотезу в целом, отдельные исследователи расходятся во мнении только при объяснении причин распада. Здесь можно назвать две теории.

Согласно одной теории [15] распад струи происходит исключительно в результате ее кавитационного разрушения внутри соплового отверстия. Вследствие больших локальных давлений ниже критического значения (примерно равного давлению насыщенного пара топлива) и образуются полости, заполненные паром, т. е. нарушается сплошность жидкости. Считается, что распыленная струя топлива представляет собой парогазовую эмульсию, в которой капли являются всего лишь жидкими оболочками паровых пузырьков. Согласно другой теории [4] основной причиной распада струи являются неизотропные турбулентные пульсации жидкого топлива, приводящие к нарастанию поперечных колебаний жидкости в центральной части канала распылителя. Это утверждение подкреплено результатами сверхскоростной микрофотографии течения жидкого топлива в канале прозрачного распылителя натуральных размеров (диаметром $d_c = 0,23$ мм и $d_c = 0,35$ мм, длиной $l_c = 2,33$ мм), на которой четко обозначены вихревые зоны. В этой гипотезе решающее значение отводится внутриканальным явлениям, однако не отрицается и влияние окружающего воздуха. Подтверждающим доводом данной теории служат эксперименты по впрыскиванию жидкости в неподвижный воздух с весьма малой плотностью, когда аэродинамическое воздействие окружающей среды практически отсутствует. Тем не менее у самого выхода из соплового отверстия происходит распад струи. Что касается воздушного потока в цилиндре двигателя, то он способствует дальнейшему распаду капли, образованной в сопловом отверстии, на отдельные

капельки. Это явление, описанное в следующем разделе, называют *вторичным дроблением капли*.

Подчеркнем, что ни одна из существующих гипотез не привела к созданию надежного теоретического метода расчета распыливания, позволяющего определить размеры капель с учетом упомянутых выше факторов, поэтому для этой цели в основном используют результаты экспериментов и накопленные на их основе статистические данные.

Очевидно, что множество действующих факторов и сложность самого процесса распада струи не позволяют установить четкие границы переходов между отдельными видами распада, рассмотренными выше, поэтому используют сугубо приблизительные оценки. Например, в [6] принимается, что границей перехода от волнообразного распада к распыливанию является такая скорость истечения, при которой наблюдается видимый конусообразный факел на конце струи. Проводить аналогии с переходом ламинарного движения в турбулентное в однофазных потоках, четко оцениваемое числом Рейнольдса Re , здесь неуместно. Процесс распада струи, как отмечалось, существенно зависит от поверхностного натяжения σ жидкости, не предусмотренного числом Re . Поэтому в таких случаях часто используют безразмерное число, называемое числом Онезорге [37],

$$Oh \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\mu}{\sqrt{\rho \sigma d_c}}, \quad (5.7)$$

где μ — динамическая вязкость жидкости (в данном случае топлива). Можно убедиться, что $Oh = We^{0.5}/Re$. Отметим, что значения динамической вязкости для различных жидкостей меняется в более широких пределах по сравнению с плотностью и поверхностным натяжением. При этом, чем больше динамическая вязкость, тем заметнее затухание распада струи, что приводит к появлению крупных капель. Поэтому, при прочих равных условиях, капли дизельного топлива будут крупнее, чем капли бензина, так как динамическая вязкость дизельного топлива значительно выше динамической вязкости бензина (см. гл. 2). В ряде случаев применяют также безразмерный комплекс $\frac{\rho d_c \sigma}{\mu^2} = Lp$, называемый числом Лап-

ласа. Очевидно, что $Lp = \frac{1}{(Oh)^2}$.

Таким образом, распад струи топлива на капли — важнейший процесс, предворяющий процессы испарения и диффузии, которые и составляют процесс смесеобразования в целом. Процесс испарения огромного количества капель ($\sim 10^6 \dots 10^8$ капель на 1 см^3 распыленного топлива), как известно, идет на молекулярном уровне. Процесс перемешивания паров топлива с воздухом осуществляется путем молекулярной и турбулентной диффузии. Тот факт, что капля топлива диаметром 9 мкм содержит примерно $7,25 \cdot 10^{12}$ молекул, указывает на то, что распад струи на капли действительно является важнейшим подготовительным физическим процессом перед молекулярным процессом испарения, определяющим скорость и качество процессов смесеобразования и сгорания.

5.3. Вторичное дробление и оптимальные размеры капель

При движении капли в воздушной среде плотностью ρ_v , когда начальная скорость движения капли равна u_0 , основной силой, стремящейся разорвать каплю, является сила аэродинамического сопротивления среды (см. гл. 2) $P_{\text{сопр}} = c_f F_{0k} \rho_v u_0^2 / 2$, а сила, стремящаяся сохранить форму капли, — сила поверхностного натяжения $F_\sigma = \pi a_k \sigma$. Если сила $P_{\text{сопр}}$ превышает силу F_σ , то воздух проникает внутрь капли и разрывает ее на отдельные капельки. Тогда, исходя из условия равенства $P_{\text{сопр}} = F_\sigma$, как и в (5.6), получаем число Вебера

$$We \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\rho_v u_0^2 a_k}{\sigma} = \frac{8}{c_f}, \quad (5.8)$$

при критическом (минимальном) значении которого происходит вторичное дробление капель. Коэффициент лобового сопротивления для широкого диапазона значений дозвуковой скорости и реальных размеров сферической капли $c_f \approx 0,4$, т. е. находится за пределами стокового режима течения (см. гл. 2). Условие (5.8) позволяет определить минимальный диаметр капли при вторичном дроблении.

В качестве примера определим минимальный диаметр капли $a_{k \min}$ жидкого топлива при вторичном дроблении в КС дизеля, когда скорость истечения струи из форсунки $u_0 = 150 \text{ м/с}$, а плотность воздуха в цилиндре в момент впрыскивания $\rho_v = 17 \text{ кг/м}^3$. Принимая для дизельного топ-

лива $\sigma = 0,03$ Н/м, а для сферических капель $c_f = 0,4$, на основе (5.8) вычисляем $a_{k \min} = \frac{8 \cdot 0,03}{0,4 \cdot 17 \cdot 150^2} = 1,57$ мкм, т. е. капли меньшего диаметра при данных условиях не будут распадаться на более мелкие капельки.

Ясно, что при реальных скоростях истечения топлива из форсунки в результате вторичного дробления капель их размеры уменьшаются до нескольких микронов. Однако картина формирования капель не завершается. Прежде всего отметим, что скорость u_0 следует рассматривать как усредненную по поперечному сечению струи скорость. Реальная же скорость истечения меняется от нулевого (на стенке сопла) до максимального (на оси сопла) значения, т. е. капли, образовавшиеся в распылителе, вылетают из сопла с разными скоростями. Естественно, что условия их вторичного дробления различаются, а в результате и размеры вторичных капель получаются разными. В зависимости от значений числа Вебера различаются и механизмы вторичного дробления капель, перемещающихся в потоке воздуха. При значении $We < 12$ (см. (5.8), где u_0 — скорость перемещения капли относительно потока воздуха), капля распадается на две части под действием поверхностных колебаний (аналогично рассмотренному распаду струи топлива). При значении $We < 100$ вследствие аэродинамического сопротивления среды и обдува капля сначала деформируется, а затем от нее отрываются отдельные части, которые очень быстро принимают сферическую форму. При значении $We > 100$ происходит так называемый катастрофический распад, когда капля как будто взрывается и образуются многочисленные капельки различных размеров [20]. Разброс размеров капель усугубляется явлением коагуляции, имеющим место при соударении капель. При этом укрупненные капли снова могут разрываться под действием сил сопротивления воздушной среды. Однако процесс образования капель на небольшом расстоянии от среза соплового отверстия стабилизируется и получается определенный спектр размеров капель, $a_k \in [a_{k \min}, a_{k \max}]$. Обычно это расстояние небольшое, поэтому принимают, что капли стабильных размеров образуются непосредственно у сопла [9, 18].

Общее число капель, возникающих при дроблении топлива (сначала при первичном распаде в форсунке, а затем при вторичном дроблении в среде воздуха), велико и очень сложно проследить все ситуации, в которые они попадают при распаде (много-

кратное слияние и вторичное дробление), поэтому приходится, как уже было отмечено, использовать статистические данные.

Очевидно, что приемлемые значения эффективных и экологических показателей двигателя можно получить при оптимальном спектре размеров капель, и совершенно уместно задаться вопросом — какие размеры капель следует считать оптимальными?

1. С точки зрения начальной кинетической энергии капель $e_k = m_k u_0^2 / 2 = \pi a_k^3 \rho_\tau u_0^2 / 12$ их размеры (т. е. масса, так как $\rho_\tau \approx \text{const}$) не должны быть слишком малыми, чтобы капли не потеряли способность продвигаться в объеме КС. Чрезвычайно мелкое дробление капель может привести к тому, что непосредственно у форсунки будет образовываться переобогащенная парами топлива смесь. Вследствие такого нежелательного расслоения заряда, приводящего к существенной разнице между локальными коэффициентами избытка воздуха, затрудняются процессы воспламенения и сгорания. Отметим, что правильная организация движения воздушного заряда в цилиндре двигателя (см. гл. 4) в значительной степени может помешать скоплению капель.

2. С точки зрения интенсивности испарения размеры капель должны быть по возможности малыми, что приводит к увеличению суммарной площади поверхности капель (т. е. общей площади испарения). При усредненном диаметре капель суммарная площадь испарения $F_\Sigma = \pi a_k^2 N = \pi a_k^2 V_{\text{впр}} / V_k = 6m_{\text{впр}} / a_k \rho_\tau$, где N — общее число капель в произвольный момент времени, определяемое отношением общего объема топлива, впрыснутого к этому моменту времени, к объему усредненной капли, т. е. $N = V_{\text{впр}} / V_k$.

Соответственно, кинетическая энергия e_k капель пропорциональна их диаметру в кубе, а поверхность испарения обратно пропорциональна диаметру капель (рис. 5.23). Очевидно, что при разработке топливной аппаратуры необходимо решить оптимизационную задачу [9] — впрыскиваемое топливо должно быть так раздроблено, чтобы капли не потеряли способность к движению, и в то же время размеры капель должны быть достаточно малыми, чтобы обеспечить необходимую для теплообмена и интенсивно-

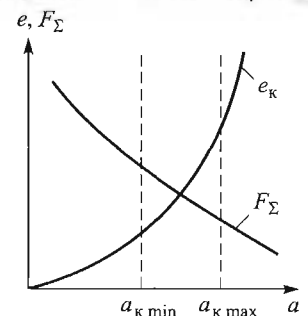


Рис. 5.23. К определению оптимального диаметра капель топлива

го испарения поверхность. Скорость движения капель относительно среды (т. е. скорость их обтекания воздухом) при этом играет немаловажную роль.

5.4. Топливный факел как статистический ансамбль капель различных размеров

В результате распада струя топлива трансформируется в топливный факел с определенным распределением капель по размерам. Процесс распыливания топлива будем рассматривать как случайный процесс, который продолжается до полного раздробления всей струи на капли. Диаметр капли при этом является случайной непрерывной величиной, т. е. он может принимать любое значение в интервале ее определения. В связи с этим топливный факел следует рассматривать не только как скопление или совокупность капель, а как статистический ансамбль капель различных размеров. В данном случае следует задать функцию, описывающую перераспределение капель по размерам в данной дозе топлива, т. е. необходимо знать статистический закон распределения капель.

Поучительным примером поиска такой функции служит история развития молекулярно-кинетической теории газов. Д. Бернулли был первым, кто стал рассматривать теплоту в качестве внешнего проявления колебательного движения молекул, но он полагал, что у всех молекул скорости одинаковые. Р. Клаузиус считал, что скорости движения молекул разные, но предсказать законы поведения газов для каждой отдельной молекулы невозможно, и использовал понятие средней скорости (средней кинетической энергии). Дж. К. Максвелл показал, что нет необходимости учитывать скорости отдельных молекул, так как можно математически точно выразить, насколько вероятно существование в газе при данной температуре молекул именно с такой скоростью или близкой к ней. В частности, число молекул с данной скоростью он изобразил с помощью кривой, имеющей форму колокола, вершина которой соответствовала числу молекул с наиболее вероятной скоростью. К тому времени уже были заложены основы теории вероятности, но в физике впервые было сказано «вероятно», а до этого события были строго детерминированы, все физические законы несли печать полной определенности. В дальнейшем вероятностные законы распределения нашли широкое применение в различных областях техники. Например, при взрыве твердого тела, когда осколки могут иметь совершенно произвольную форму и определить их характерный размер трудно, используют распределение осколков не по размерам, а по массам на основе, например, закона Вейбула.

Получение статистического закона (функции) распределения требует проведения большого объема экспериментальных работ, в результате которых определяется количество капель и их размеры. С этой целью обычно используют разнообразные методы, часто отличающиеся один от другого. Согласно [3] все экспериментальные методы определения количества и размеров капель можно подразделить на две основные группы в зависимости от характера измерений: непосредственное измерение количества и размеров капель или их отпечатков; определение количества и размеров капель косвенным путем. К первой группе относятся скоростное микрофотографирование и микрокинематографирование капель, а также метод улавливания капель воспринимающей (закопченной, покрытой специальным улавливающим слоем и др.) поверхностью с последующим их подсчетом и замером под микроскопом. Из второй группы следует прежде всего отметить голографические и дифракционные методы с применением лазерного излучения. Описание этих методов, принципы работы и схемы измерений приведены в [20, 23].

Как показали многочисленные эксперименты, в том числе проведенные еще в 20-х годах XX в., распределение капель по размерам наиболее удачно описывается функцией распределения Розина — Рамлера. Этот закон распределения находит применение и в других областях техники, например в горнообогатительной промышленности [5].

Пусть V_a^Σ есть суммарный объем всех капель, диаметр которых находится в интервале $[0, a]$, другими словами, это суммарный объем капель, диаметр которых не более диаметра a . Закон Розина — Рамлера определяют объемную (или массовую, так как $\rho_\tau = \text{const}$) долю капель с размерами, не превышающими диаметр a в полном распыленном количестве топлива V_τ , впрыснутого к моменту времени τ , и содержащего множество капель, диаметр которых меняется в интервале $[0, \infty]$:

$$\Omega = \frac{V_a^\Sigma}{V_\tau} = \frac{m_a^\Sigma}{m_\tau} = 1 - \exp \left[- \left(\frac{a}{a_*} \right)^n \right], \quad (5.9)$$

где $n = 2,0 \dots 4,0$ — постоянная величина, называемая характеристикой распределения и определяющая равномерность распыливания; a_* — характерный размер, представляющий собой тот диаметр капель, который делит интегральную кривую функции $\Omega = f(a)$ так,

что 63,2 % дозы топлива составляют капли с размерами $a < a_*$, а остальные 36,8 % — капли с размерами $a > a_*$. Действительно, при $a = a_*$ из (5.9) следует, что $\Omega = 0,632$. Таким образом, чем больше размер a_* , тем крупнее капли, тем самым грубее распыливание. С математической точки зрения a_* — математическое ожидание, или среднее значение случайной величины, а n — дисперсия, или мера рассеивания, случайной величины около ее среднего значения.

На практике эти параметры определяют на основе (5.9), предварительно выразив величину Ω в процентах: $\frac{V_\tau}{V_\tau - V_a^\Sigma} = \frac{100}{100 - V_a^\Sigma} = \exp\left[\left(\frac{a_k}{a_*}\right)^n\right]$.

Тогда двойное логарифмирование дает уравнение прямой линии $\ln \ln \frac{100}{100 - V_a^\Sigma} = n(\ln a_k - \ln a_*)$. Строя график прямой в координатах

$x = \ln a$ и $y = \ln \ln \frac{100}{100 - V_a^\Sigma}$, определяют параметр n как тангенс угла,

образованного с осью x , а $\ln a_*$ — как длину отрезка, отсекаемого от оси y . Результаты экспериментальных исследований, проведенных при различных условиях распыливания, указывают на достоверность функции распределения Розина — Рамлера [17, 40].

Вероятность $d\Omega$ того, что капля имеет характерный размер в интервале $[a, a + da]$ можно определить дифференцированием функции $\Omega = f(a)$, т. е.

$$\frac{d\Omega}{da} = \frac{1}{V_\tau} \frac{dV_a^\Sigma}{da} = \frac{n}{a_*^n} a_k^{n-1} \exp\left[-\left(\frac{a_k}{a_*}\right)^n\right]. \quad (5.10)$$

На рис. 5.24 приведены интегральные и дифференциальные кривые закона Розина — Рамлера, построенные в соответствии с (5.9) и (5.10). Число капель N_a диаметром a можно вычис-

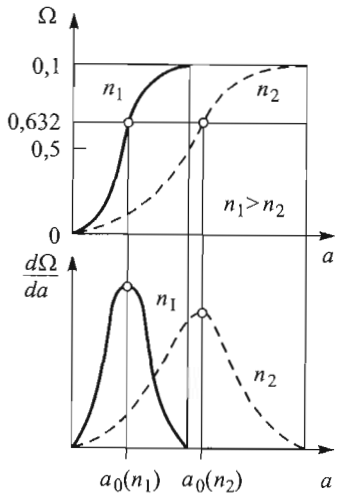


Рис. 5.24. Интерпретация интегрального и дифференциального законов Розина — Рамлера

лить, предварительно выразив изменение суммарного объема капель диаметром a_k в виде $\frac{dV_a^\Sigma}{da_k} = V_a \frac{dN_a}{da_k} = \frac{\pi a^3}{6} \frac{dN_a}{da_k}$. Тогда с учетом этого выражения из (5.10) следует, что

$$N_a = \frac{6n V_\tau}{\pi a_*^n} \int_0^a a^{n-4} \exp\left[-\left(\frac{a}{a_*}\right)^n\right] da. \quad (5.11)$$

На рис. 5.25 приведены различные характеристики распыливания $N_a = N_a(a)$. Кривая 1 соответствует хорошей мелкости и хорошей равномерности распыливания, кривая 3 — достаточно хорошей равномерности, сопровождающейся плохой мелкостью, а кривая 2 — средней мелкости и плохой равномерности. Из многих факторов, влияющих на характеристику распыливания, прежде всего укажем на давление впрыскивания и диаметр соплового отверстия, а также на теплофизические свойства топлива и режим работы двигателя. В разные периоды процесса впрыскивания мелкость распыливания меняется в зависимости от давления впрыскивания (рис. 5.26). Как уже отмечалось при рассмотрении законов впрыскивания, во избежание образования крупных капель целесообразно, чтобы впрыскивание начиналось с высокой скоростью повышения давления и завершалось также высокой скоростью падения давления. Уменьшение диаметра соплового отверстия также

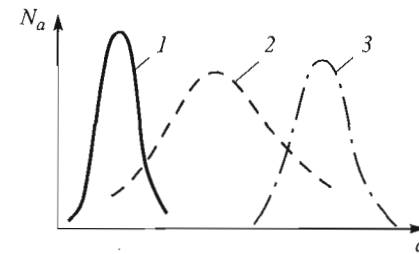


Рис. 5.25. Характеристики распыливания топлива:

1 — хорошая мелкость, хорошая равномерность; 2 — средняя мелкость, плохая равномерность; 3 — плохая мелкость, хорошая равномерность

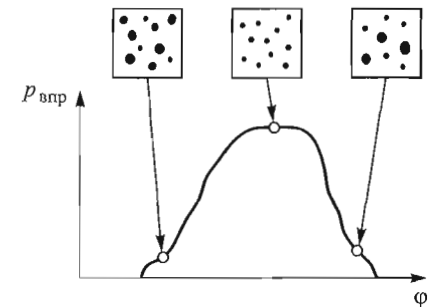


Рис. 5.26. Мелкость распыливания струи топлива в характерные моменты времени в процессе впрыскивания

способствует повышению скорости истечения струи из распылителя и образованию мелких капель. В современных автомобильных дизелях $d_c = 0,1 \dots 0,3$ мм, в тихоходных дизелях это значение достигает 0,8 мм.

В ряде случаев [1, 11] для описания распределения капель по размерам применяют *нормальный* (гауссов) закон распределения (рис. 5.27, а-в), плотность которого

$$f(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (5.12)$$

где x — случайная величина (в данном случае $x = a$); μ — математическое ожидание; σ — дисперсия ($\sigma > 0$). В распределении Розина — Рамлера случайная величина $a \geq 0$, тогда как в нормальном распределении случайная величина x может принимать и отрица-

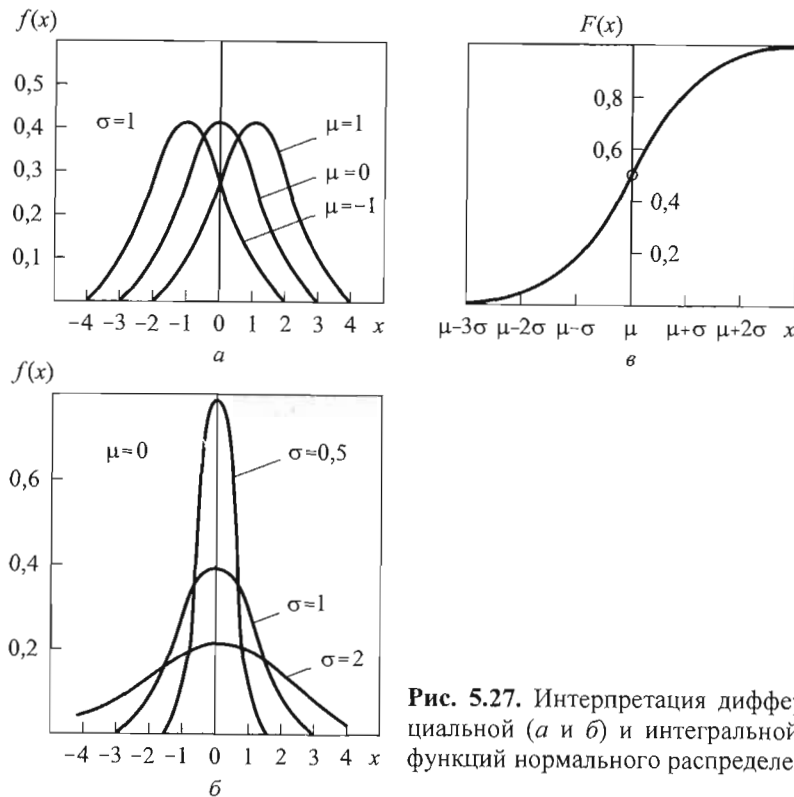


Рис. 5.27. Интерпретация дифференциальной (а и б) и интегральной (в) функций нормального распределения

тельные значения. Из (5.12) получаем интегральную функцию нормального распределения

$$F(x, \mu, \sigma) = \int_{-\infty}^x f(x, \mu, \sigma) dx = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right] dx. \quad (5.13)$$

Нормальное распределение при $\sigma = 1$ и $\mu = 0$ называют стандартным распределением (рис. 5.27). Введем нормировку $y = \frac{x-\mu}{\sigma}$. Если x — нормально распределенная величина с произвольными параметрами μ и σ , то нормированная величина y также распределена по нормальному закону, но с параметрами $\sigma = 1$ и $\mu = 0$ (при которых y превращается в величину x). Тогда из (5.12) и (5.13) соответственно получаем дифференциальную и интегральную функции нормального распределения

$$f(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{y^2}{2}\right];$$

$$F(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^y \exp\left[-\frac{y^2}{2}\right] dy = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{y}{\sqrt{2}}\right)\right], \quad (5.14)$$

или

$$F(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^0 \exp\left[-\frac{y^2}{2}\right] dy + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^y \exp\left[-\frac{y^2}{2}\right] dy = 0,5 + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^y \exp\left[-\frac{y^2}{2}\right] dy,$$

где $\operatorname{erf}(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y \exp(-y^2) dy$ — функция ошибок, или интеграл

вероятности Гаусса, а последний член представляет собой интеграл Лапласа, значения которого обычно задаются в виде таблицы. Рассмотрим пример практического использования нормального закона распределения при исследовании спектра размеров капель дизельного топлива [1, 11].

Исследования мелкости распыливания проводили путем улавливания капель на закопченную пластину при нормальных атмосферных условиях на расстоянии 50 см от распылителя и однократной подаче топлива. Слой сажи, нанесенный на пластину, выбирали из условия возможной

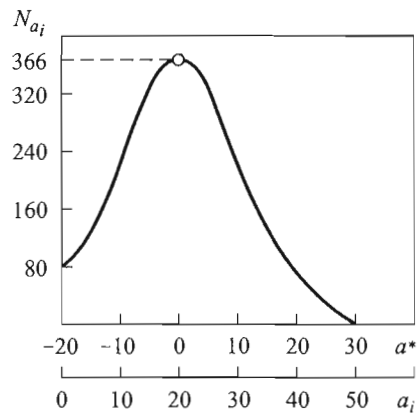


Рис. 5.28. Характеристика распыливания струи топлива, построенная на основе нормального закона распределения

фиксации капель диаметром $a_{\max} = 200$ мкм. Диаметры измеряемых капель разбивали на группы, соответствующие целым делениям визирной шкалы окуляра микроскопа (число групп $i = 12$ с интервалом 5 мкм). Подсчитывали число капель в каждой группе и их общее количество, строили соответствующие кривые распределения и определяли средние значения диаметров капель в каждой группе. Единичные капли больших размеров не учитывали. Полученные значения среднего диаметра капель и их количество в каждой группе использовали для построения графика функции распределения $N_{a_i} = f(a_i)$, имеющей вид $N_a = A \exp[-0,00508(a_* - 0,0166)^2]$ (рис. 5.28). При этом постоянную величину A принимали равной наибольшему числу капель из имеющихся групп, т. е. число капель в i -й группе $N_{a_i, \max} = 366$, где $a_i \in [18, 23]$ мкм и $a_* = (18 + 23)/2 = 20,5$ мкм, следовательно, наиболее вероятно, что в этой группе преобладают капли среднего диаметра, а остальные капли могут быть больше или меньше по сравнению с этой каплей. В данном случае постоянная величина $A = 366$ соответствует числу капель той группы, для которой $a_* = 20,5$ мкм.

Кроме рассмотренных выше законов распределения, при исследовании спектра размеров капель в дизелях применяют также закон (функцию) распределения Нукиямы — Танасавы [20]

$$\frac{dN_a}{da} = Aa^2 \exp(-ba^n), \quad (5.15)$$

где A , b и n — постоянные величины, определяемые по результатам экспериментальных исследований.

Таким образом, для процесса распада струи топлива на капли как случайного процесса можно записать закон распределения капель топлива по диаметру в общем виде, $\frac{dN_a}{da} = f(a)$, где в качестве функции $f(a)$ могут быть использованы функции Розина — Рамлера, Гаусса, Нукиямы — Танасавы и др. Для обработки экспериментальных данных наиболее удачной следует считать функцию распределения Розина — Рамлера, которая имеет относительно простой вид, содержит только два неизвестных, легко определяемых параметра. Кроме того, функция Розина — Рамлера хорошо характеризует процессы мгновенного распада струи. Распад струи топлива в поршневых двигателях, строго говоря, не относится к таким процессам, однако приближается к нему. Удовлетворительное согласование с экспериментальными данными дают также законы нормального распределения и Нукиямы — Танасавы. Но в данном случае правильный выбор неизвестных параметров требует наличия большого объема экспериментальных данных, особенно при использовании функции Нукиямы — Танасавы. При расчетах, не требующих высокой точности, характеристики распыливания топлива могут быть определены с помощью закона нормального распределения.

5.5. Средний диаметр капель топлива

Согласно рассмотренным законам распределения для исследования спектра размеров капель распыленного топлива необходимы, как минимум, два параметра — средний диаметр капель (математическое ожидание) и характеристики распределения (дисперсия, указывающая на мелкость распыливания). В ряде случаев мелкость распыливания топлива оценивают с помощью только одного параметра — среднего диаметра капель. Понятие «средний диаметр» зависит от способа усреднения и определяется на основе обобщенной формулы

$$a_{qp} = \left(\frac{\sum_{i=1}^n N_{a_i} a_i^q}{\sum_{i=1}^n N_{a_i} a_i^p} \right)^{\frac{1}{q-p}}, \quad (5.16)$$

где N_{a_i} — число капель, диаметр которых равен a_i ; n — число рассмотренных диаметров. Очевидно, что формулу (5.16) нельзя использовать при $q = p$, а в остальных случаях можно получить различные варианты среднего диаметра капель.

1. Пусть $q = 1, p = 0$. Тогда из (5.16) получаем средний арифметический диаметр капель

$$a_{10} = \frac{\sum_{i=1}^n N_{a_i} a_i}{\sum_{i=1}^n N_{a_i}}. \quad (5.17)$$

Следует подчеркнуть, что $p = 0$ означает равенство чисел капель среднего и истинного диаметров, а $q = 1$ указывает на совпадение сумм диаметров капель среднего и истинного размеров.

2. Пусть $q = 2, p = 0$. Тогда, согласно (5.16), средний поверхностный диаметр капли

$$a_{20} = \left(\frac{\sum_{i=1}^n N_{a_i} a_i^2}{\sum_{i=1}^n N_{a_i}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (5.18)$$

Здесь $q = 2$ означает, что суммы поверхностей капель истинного и среднего диаметров совпадают.

3. Пусть $q = 3, p = 0$. Тогда из (5.16) получаем средний объемный диаметр капли

$$a_{30} = \left(\frac{\sum_{i=1}^n N_{a_i} a_i^3}{\sum_{i=1}^n N_{a_i}} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (5.19)$$

При этом $q = 3$ означает, что суммы объемов капель истинного и среднего диаметров совпадают.

Общим у средних диаметров капель a_{10}, a_{20}, a_{30} является то, что они взвешены по числу капель.

4. Пусть $q = 3, p = 1$. Тогда из (5.16) находим так называемый средний диаметр капли Проберта

$$a_{31} = \left(\frac{\sum_{i=1}^n N_{a_i} a_i^3}{\sum_{i=1}^n N_{a_i} a_i} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (5.20)$$

взвешенный по суммарной длине капель.

5. Пусть $q = 3, p = 2$. Тогда, согласно, (5.16), получаем так называемый средний диаметр капли Заутера

$$a_{32} = \frac{\sum_{i=1}^n N_{a_i} a_i^3}{\sum_{i=1}^n N_{a_i} a_i^2}, \quad (5.21)$$

взвешенный по площади поверхности всех капель.

6. Пусть $q = 4, p = 3$. В этом случае из (5.16) находим значение среднего диаметра капли, взвешенного по объему всех капель:

$$a_{43} = \frac{\sum_{i=1}^n N_{a_i} a_i^4}{\sum_{i=1}^n N_{a_i} a_i^3}. \quad (5.22)$$

Кроме приведенных выше выражений существуют и другие, редко используемые на практике, например средний массовый

диаметр $a_m = \frac{\sum_{i=1}^n a_i m_i}{\sum_{i=1}^n m_i}$. Применение того или иного выражения

в значительной степени обусловлено методом определения размеров капель. В теории поршневых двигателей наиболее часто используется средний диаметр Заутера, по сути, представляющий собой отношение объема (т. е. меры инерционности, так как $\rho_T = \text{const}$) к площади поверхности (определяющей интенсивность испарения), и наиболее соответствующий понятию оптимального размера капли в объеме КС. Часто используются также значения a_{10}, a_{20}, a_{30} . В любом случае введение среднего диаметра капли означает замену реального статистического распределения эквивалентной системой одинаковых капель, диаметр которых равен одному из приведенных выше средних диаметров. В связи с этим при

расчетах, например, тепловыделения при диффузионном горении капле топлива, использование среднего диаметра приводит к результатам, значительно отличающимся от тех, которые получены в случае применения распределения Розина — Рамлера. Возникает вопрос: можно ли в общем оценивать мелкость распыливания топлива средними диаметрами капле? Чтобы ответить на этот вопрос, средний диаметр a_{qp} следует связать с дифференциальным законом распределения капле и определить его следующим образом:

$$a_{qp} = \left(\frac{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} a^{q-3} \frac{dV_a^\Sigma}{da} da}{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} a^{p-3} \frac{dV_a^\Sigma}{da} da} \right)^{\frac{1}{q-p}} \quad (5.23)$$

Согласно соотношению (5.23) одному значению среднего диаметра a_{qp} может соответствовать множество дифференциальных характеристик распыливания. Однако если известны два средних диаметра (любые из рассмотренных), то можно записать систему из двух уравнений. При этом полученная система уравнений однозначно определяет характеристику распыливания топлива, т. е. очевидна целесообразность оценки мелкости распыливания средними диаметрами капле.

5.6. Вывод формулы среднего диаметра капле на основе теории подобия и размерности

Изложенные выше физические основы процесса образования капле при впрыскивании топлива в поршневых двигателях позволяют установить основные параметры, влияющие на его развитие и необходимые для определения среднего диаметра капле с применением теории подобия и размерности. Перечислим параметры (с указанием их размерности), от которых зависит средний арифметический диаметр капли a_{10} в двигателях с непосредственным впрыскиванием топлива.

1. Поверхностное натяжение топлива σ , Н/м = кг/с².
2. Кинематическая вязкость топлива ν , м²/с.

3. Плотность воздуха в цилиндре ρ_v , кг/м³.
 4. Цикловая подача при номинальной мощности $m_{цв}$, кг/цикл.
 5. Скорость истечения струи топлива из соплового отверстия распылителя u_0 , м/с.
 6. Диаметр соплового отверстия d_c , м.
 7. Плотность жидкого топлива ρ_τ , кг/м³.
 8. Цикловая подача в режиме частичных нагрузок $m_{ц}$, кг/цикл.
- Средний диаметр капли можно представить как искомую функцию $a_{10} = f(\sigma, \nu, \rho_v, m_{цв}, u_0, d_c, m_{ц}, \rho_\tau)$, в которой общее число переменных равно 9 (8 параметров + a_{10}), а число размерностей для этих 9 параметров равно 4 (м, кг, с, цикл). Отметим, что отношение характерного для двигателей понятия «цикл» к размерностям носит условный характер, так как оно не предусмотрено системой единиц. Тогда, согласно теории подобия и размерности, число безразмерных критериев искомой функции равно $(9 - 4 = 5)$, и можно составить матрицу размерностей (табл. 5.1).

Таблица 5.1

Размерность	Параметр								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	a_{10}	σ	ν	ρ_v	$m_{цв}$	u_0	d_c	ρ_τ	$m_{ц}$
1. Метр (м)	1	0	2	-3	0	1	1	-3	0
2. Килограмм (кг)	0	1	0	1	1	0	0	1	1
3. Секунда (с)	0	-2	-1	0	0	-1	0	0	0
4. Цикл	0	0	0	0	-1	0	0	0	-1

Числовые значения в матрице соответствуют показателю степени, с которым данная единица размерности входит в размерность того или иного физического параметра, например, единица метр (м) входит в размерность плотности с показателем -3 и т. д. На основе данной матрицы запишем систему характеристических уравнений

$$\begin{aligned} x_1 + 2x_3 - 3x_4 + x_6 + x_7 - 3x_8 &= 0; \\ x_2 + x_4 + x_5 + x_8 + x_9 &= 0; \\ -2x_2 - x_3 - x_6 &= 0; \\ -x_5 - x_9 &= 0. \end{aligned} \quad (5.24)$$

Таблица 5.2

Критерий	Параметр								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	a_{10}	σ	N	ρ_b	m_{uN}	u_0	d_c	ρ_T	m_u
1. Π_1	1	0	0	0	0	0	-1	0	0
2. Π_2	0	1	0	0	0	-2	-1	-1	0
3. Π_3	0	0	1	0	0	-1	-1	0	0
4. Π_4	0	0	0	1	0	0	0	-1	0
5. Π_5	0	0	0	0	1	0	0	0	-1

Из (5.24) следует, что

$$\begin{aligned} x_6 &= -2x_2 - x_3; \\ x_7 &= -x_1 - x_2 - x_3; \\ x_8 &= -x_2 - x_4; \\ x_9 &= -x_5. \end{aligned} \quad (5.25)$$

Чтобы составить матрицу критериев (табл. 5.2), например для параметра 7 (т. е. d_c), в таблицу необходимо внести соответствующие коэффициенты. Из (5.25) следует, что для параметра d_c критериям Π_1 — Π_3 соответствует значение -1 , а критериям Π_4 и Π_5 — 0 и т. д. В столбцах для первых пяти параметров стоят нули, за исключением той ячейки, в которой пересекаются одинаковые номера параметров и критериев, например, на пересечении параметра 2 (т. е. σ) и критерия Π_2 следует поставить значение 1 и т. д.; для первых пяти параметров матрица имеет диагональный вид. Согласно табл. 5.2 $\Pi_1 = a_{10}/d_c$, $\Pi_2 = \sigma/(u_0^2 d_c \rho_T) = 1/We$, $\Pi_3 = v/(u_0 d_c) = 1/Re$, $\Pi_4 = \rho_b/\rho_T$, $\Pi_5 = m_{uN}/m_u$, т. е. можно записать $\Pi_1 = f(\Pi_2, \Pi_3, \Pi_4, \Pi_5)$, или $\Pi_1 = f(We, Re, \Pi_4, \Pi_5)$. Последнее выражение представим в следующем виде:

$$\frac{a_{10}}{d_c} = C We^a Re^b \left(\frac{\rho_b}{\rho_T} \right)^c \left(\frac{m_{uN}}{m_u} \right)^d, \quad C = \text{const}, \quad (5.26)$$

где числовые значения параметров C, a, b, c, d можно получить по результатам экспериментальных исследований.

Подчеркнем, что число основных параметров, приведенных в табл. 5.1 и использованных для вывода выражения (5.26), не огра-

ничено. Кроме того, последовательность их расположения в табл. 5.1 должна придавать удобный для определения параметров x_6, x_7, x_8, x_9 вид системе уравнений (5.24).

5.7. Полуэмпирические формулы для расчета среднего диаметра капель

Полуэмпирические формулы, используемые в теории поршневых двигателей для расчета среднего диаметра капель топлива, получены в разное время, на различных двигателях или опытных установках и для разных условий эксперимента. Естественно, что с их помощью нельзя получить одинаковые результаты. Наиболее распространенные из них приведены в табл. 5.3. Для сравнения там же даны числовые значения средних диаметров, полученные по приведенным формулам для двух вариантов двигателя с непосредственным впрыскиванием дизельного топлива и бензина. При этом размеры соплового отверстия, значения коэффициента расхода и цикловой подачи во всех случаях остаются одинаковыми: $d_c = 0,3$ мм, $l_c/d_c = 3$, $\mu_c = 0,72$, $m_u = 0,3$ г/цикл. Дизель $S/D = 0,12/0,12$ м/м, топливо $\sigma = 0,032$ Н/м, $\rho_T = 860$ кг/м³, $v = 9,8 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $p_\phi = 600$ бар и $p_\phi = 1200$ бар, давление в цилиндре в момент впрыскивания $p = 52,8$ бар. Бензиновый двигатель $S/D = 0,086/0,076$ м/м, топливо $\sigma = 0,023$ Н/м, $\rho_T = 760$ кг/м³, $v = 0,7 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $p_\phi = 150$ бар, давление в цилиндре в момент впрыскивания $p = 25,1$ бар. Ряд формул содержит перепад давления $\Delta p = p_\phi - p$.

Во всех формулах, приведенных в табл. 5.3, $Re = \frac{u_0 d_c}{\nu}$,

$$We = \frac{u_0 d_c \rho_T}{\sigma}, \quad Oh = \frac{\mu_T}{\sqrt{\rho_T \sigma d_c}}$$

и использованы следующие единицы измерения: плотность ρ , кг/м³, давление p , бар, время τ , мс, кинематическая вязкость ν , м²/с, поверхностное натяжение σ , Н/м, средний диаметр капель a , мкм.

Формула Кутового [4] носит эмпирический характер и не содержит параметров, учитывающих физические свойства топлива, однако в отличие от других формул содержит отношение длины соплового отверстия к его диаметру. С увеличением числового

Таблица 5.3

Автор, источник	Формула*	Условия получения формулы	Средний диаметр капли a_k , мкм					
			Дизельное топливо, p_Φ , бар		Бензин, p_Φ , бар			
			600	1200		150		
В.А. Кутовой [4, 10]	$a_{10} = 1,1 \left[25 + 50(d_c - 0,20) + 30 \left(1 - \frac{p_\Phi}{300} \right) \frac{150}{p_\Phi} \sqrt{\frac{l_c}{d_c}} \right]$	Экспериментальная установка $p_\Phi = \text{var}$, $v = \text{var}$, $p_B = \text{var}$	23,5	18,8	52,0			
А.С. Лышевский [6]	$a_{32} = 1,44 d_c \text{Oh}^{0,1466} \left[\left(\frac{p_B}{p_\tau} \right) \text{We} \right]^{-0,266}$	Экспериментальная установка Теория подобия	25,4	21,1	25,8			
Г. Ситкей [40]	$a_{10} = 96 d_c \text{We}^{-0,36} \text{Re}^{-0,4} \left(\frac{p_B}{p_\tau} \right)^{-0,07} \left(\frac{m_{\text{ув}}}{m_\tau} \right)^{0,4}$ $a_{30} = 172 d_c \text{We}^{-0,36} \text{Re}^{-0,4} \left(\frac{p_B}{p_\tau} \right)^{-0,07} \left(\frac{m_{\text{ув}}}{m_\tau} \right)^{0,4}$ <p>Формулы получены для форсунки с однодырчатым распылителем Для штифтовой форсунки коэффициенты равны 120 и 215 соответственно</p>	Экспериментальная установка для форсунок различной конструкции Теория подобия	9,0	6,0	6,2			
			16,1	11,0	11,1			
Б. Книхт [33], Дж. Шипински [39]	$a_{32} = 26053 \Delta p^{-0,58} v^{-0,215} \left(\frac{dm_{\text{впр}}}{d\tau} \right)^{0,209} \left(\frac{F_c}{\mu_c F_c(\tau)} \right)^{0,916}$ <p>где $dm_{\text{впр}}/d\tau$, г/мс — закон подачи топлива; F_c, м² — проходное сечение сопла; $\mu_c F_c$, м² — эффективное проходное сечение сопла, изменяющееся с течением времени, так как $\Delta p = f(\tau)$ Расчеты выполнены для случая, когда последний множитель в скобках равен 1, а закон подачи — треугольный. При этом на первом участке $dm_{\text{впр}}/d\tau = 2,482\tau$, на втором — $dm_{\text{впр}}/d\tau = 0,287 - 0,13\tau$</p>	Экспериментальная установка	τ , мс	p_Φ	a_{32}	p_Φ	a_{32}	a_{32}
			0,05	272	62	545	38	160
			0,08	436	49	872	31,8	119
			0,11	600	43	1200	28	101
			0,14	591	43,4	1182	28,15	101,1
			1,7	143	90,5	286	52,2	308
			2,0	57	443	114	94	—
			2,2	0	—	0	—	—
Х. Хироясу, Т. Кадота [28]	$a_{32} = 17,51 \Delta p^{-0,135} p_B^{0,121} v_\tau^{0,131}$ <p>где v_τ в мм³, коэффициент 17,15 соответствует закрытой форсунке. Для штифтовой форсунки его значение равно 16,42 (в случае конического штифта) или 18,39 (в случае цилиндрического штифта)</p>	Экспериментальная установка Скоростная фото- и киносъемка	22,7	20,6	27,0			
М. Элькотб [26]	$a_{32} = 6156 v^{0,385} (\sigma p_\tau)^{0,237} p_B^{0,06} \Delta p^{-0,54}$	Опытная установка. Скоростная фотосъемка	32,9	22,0	18,5			

Автор, источник	Формула*	Условия получения формулы	Средний диаметр капли a_k , мкм	
			Дизельное топливо, P_{Φ} , бар	Бензин, P_{Φ} , бар
			600	1200
Т. Куо, Ф. Бракко [34]	$a_{32} = 320,3 \frac{\sigma}{\rho_a \nu_0^2}$ Формула получена для закрытой форсунки	Обобщение результатов экспериментальных исследований	8,7	4,3
К. Варде [42]	$a_{32} = 8,7 (ReWe)^{-0,28} d_c$	Экспериментальное исследование в диапазоне значений $3 \cdot 10^6 < ReWe < 10^8$	5,2	3,9
П. Шмидт, П. Валцел [38]	$a_{32} = d_c \left(\frac{\rho_a}{\rho_r} \right)^{-0,25} We^{-0,5} (1 + 3,3Oh)$	Экспериментальные исследования по впрыскиванию различных жидкостей в различные газы Теория подобия	1,26	0,93
Р.З. Каавга-радзе (см. текст)	$a_{32} = 7,85 d_c \left(\frac{\rho_a}{\rho_r} \right)^{0,25} We^{-0,5} (1 + 11,5Oh)$	Обобщение результатов экспериментальных исследований Теория подобия	16,0	11,4
				150
				34,1
				4,1
				2,0
				12,0

* d_c, l_c в см.

значения этого отношения средний диаметр капель незначительно растет, но при высоких значениях давления впрыскивания этот рост практически незаметен, что подтверждается опытами [10, 28]. Кроме того, в [4] не уточняется, о каких конкретно средних диаметрах идет речь, и можно только предположить, что это средний диаметр a_{10} . Формула Лышевского более чувствительна к изменениям давления впрыскивания, чем, например, формула Хироюсу. В современных двигателях наблюдается повышение давления впрыскивания, которое кроме скорости истечения струи влияет также и на физические свойства топлива, в частности на кинематическую вязкость топлива, в таких случаях рекомендуется использовать формулы, приведенные в гл. 2. Формулы Ситкея определяют значения среднего арифметического и среднего объемного диаметров в отличие от остальных формул (за исключением формулы Кутового), которые определяют средний диаметр Заутера. Эти формулы, как и формулы Элькотба и Варде, получены путем экспериментального уточнения формулы (5.26), выведенной на основе теории подобия. Следует обратить внимание на то, что большинство приведенных формул получено в результате экспериментов на дизельном топливе, и поэтому значения средних диаметров капель бензина, вычисленных на их основе, могут отличаться от реальных значений. Это подтверждается расчетами, например, с помощью формулы Куо и Бракко, которая, как отмечают сами авторы, не подвергалась обширной опытной проверке.

Во все рассмотренные формулы в явном или в неявном (через u_0) виде входит давление впрыскивания, которое меняется с течением времени. Приведенные в табл. 5.3 результаты расчетов среднего диаметра капли получены при максимальном давлении впрыскивания в течение всего процесса топливоподачи как квазистационарного процесса. При подстановке в формулы текущие значения давления впрыскивания получаем, что при низких значениях давления в начале и в конце процесса впрыскивания средний диаметр капли существенно больше, чем при максимальных значениях.

В формуле Книхта — Шипински, единственной из рассмотренных, содержится нестационарный член — дифференциальный закон топливоподачи, $dm_{впр}/d\tau = f(\tau)$, и соответственно при ее использовании требуется задавать текущие значения давления впрыскивания (см. табл. 5.3). Действительно, если задать постоянное значение давления впрыскивания, то увеличение скорости топли-

воподачи (что означает увеличение расхода топлива через сопловое отверстие и скорости его истечения) приведет к росту размеров капель, что не соответствует действительности. В случае задания изменяющегося давления впрыскивания можно получить реальную картину — в начале и в конце процесса впрыскивания размеры капель топлива растут. Эта формула была предложена Б. Книхтом [33], а Дж. Шипински [39] позднее добавил множитель, содержащий площади проходного сечения F_c и эффективного проходного сечения $\mu_c F_c = f(\tau)$ соплового отверстия, для определения которого требуются специальные исследования. В связи с этим проще использовать вариант формулы, в котором последний множитель в скобках равен единице. Х. Хироюсу включил в формулу цикловую подачу, тем самым не учел влияние закона топливоподачи [27–29].

Последняя формула в табл. 5.3 получена по аналогии с формулой Шмидта и Валцела на основе теории подобия и содержит коэффициенты, уточненные по результатам многочисленных экспериментов, в частности [27, 38, 40]. С помощью этой формулы анализируем влияние некоторых параметров на средний диаметр капель топлива. На диаграмме (рис. 5.29) нанесены также результаты экспериментальных исследований [29], полученные для тяжелого дизельного топлива плотностью $\rho_T = 860 \text{ кг/м}^3$ и кинематической вязкостью $\nu = 50 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, значительно превышающей кинематическую вязкость обычного дизельного топлива. Экспери-

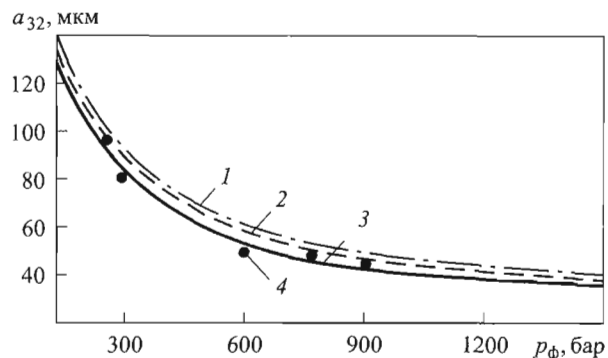


Рис. 5.29. Изменение диаметра капель топлива в зависимости от давления впрыскивания и вида топлива:

1 — · — · — $\sigma = 0,066 \text{ н/м}$ (раствор глицерин–вода); 2 — — — — $\sigma = 0,0515 \text{ н/м}$ (раствор глицерин–вода–спирт); 3 — — — — $\sigma = 0,035 \text{ Н/м}$ (тяжелое дизельное топливо); 4 — ● — результаты экспериментов Хироюсу [29]

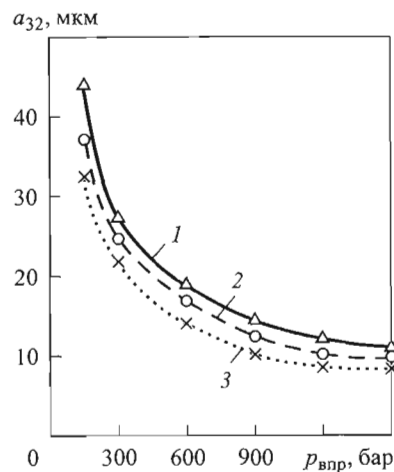


Рис. 5.30. Изменение среднего диаметра капель дизельного топлива в зависимости от давления впрыскивания ($\rho_T = 860 \text{ кг/м}^3$; $\sigma = 0,032 \text{ Н/м}$; $\nu = 9,8 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $p_B = 52,8 \text{ бар}$):
1 — $d_c = 0,3 \text{ мм}$, $Oh = 0,093$; 2 — $d_c = 0,2 \text{ мм}$, $Oh = 0,1136$; 3 — $d_c = 0,1 \text{ мм}$, $Oh = 0,1607$

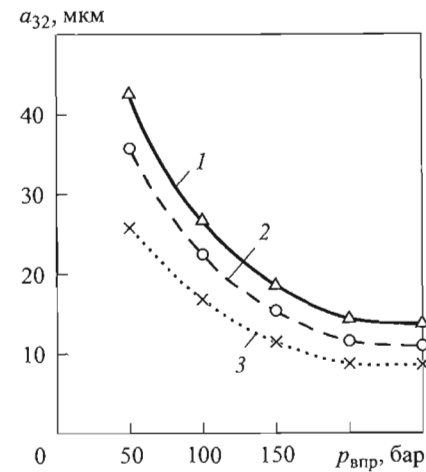


Рис. 5.31. Изменение среднего диаметра капель бензина в зависимости от давления впрыскивания ($\rho_T = 760 \text{ кг/м}^3$; $\sigma = 0,023 \text{ Н/м}$):
1 — $d_c = 0,3 \text{ мм}$, $Oh = 0,0073$; 2 — $d_c = 0,2 \text{ мм}$, $Oh = 0,0089$; 3 — $d_c = 0,1 \text{ мм}$, $Oh = 0,0127$

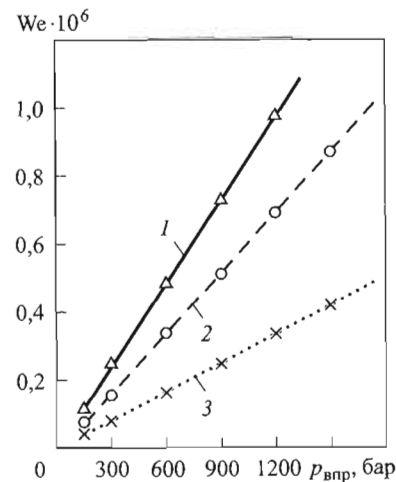


Рис. 5.32. Зависимость числа We от давления впрыскивания $p_{впр}$:
1 — $d_c = 0,3 \text{ мм}$; 2 — $d_c = 0,2 \text{ мм}$; 3 — $d_c = 0,1 \text{ мм}$ (дизельное топливо, см. рис. 5.30)

менты проводились при давлении воздуха $p_b = 30$ бар с распылителем, у которого диаметр соплового отверстия $d_c = 0,3$ мм. При увеличении давления впрыскивания более 600 бар уже не происходит существенного уменьшения размеров капель и, кроме того, чем больше поверхностное натяжение, тем крупнее капли топлива при прочих равных условиях. Сравнение рис. 5.30 и 5.31 показывает, что предложенная формула дает примерно одинаковые размеры капель для дизельного топлива и для бензина тогда, когда давление впрыскивания в дизеле на порядок выше, чем в бензиновом двигателе. Следует обратить внимание на то, что на рис. 5.30 и рис. 5.31 низким числам Oh соответствуют более крупные капли. Это не противоречит последней формуле из табл. 5.3, согласно которой $a_{32} \sim Oh$. Дело в том, что для данного топлива число Oh зависит только от диаметра соплового отверстия, $Oh \sim d_c^{-0,5}$. При увеличении значения d_c не только уменьшается число Oh, но и увеличивается число We (рис. 5.32), причем $We \sim d_c$. Влияние числа We на размер капли гораздо значительнее, чем влияние числа Oh.

5.8. Динамика топливного факела

Исследования движения распыленной струи топлива — топливного факела — базируются как на теоретических, так и экспериментальных методах. Наиболее простой и широко применяемый теоретический метод основан на закономерностях свободной и затопленной турбулентной струи. Сначала рассмотрим случай, когда окружающая среда (воздух) является неподвижной (рис. 5.33). В свободной турбулентной струе образуется пограничный слой. В сечении соплового отверстия обычно влиянием стенки пренебрегают и считают, что профиль скорости прямолинейный и истечение струи происходит со скоростью u_0 . По мере удаления от среза соплового отверстия за счет взаимодействия с окружающей средой профиль скорости меняется, $u \rightarrow 0$.

Между топливным факелом и воздухом происходит турбулентный обмен импульсами: частицы топлива попадают в окружающую среду и сообщают ей количество движения, при этом сами теряют его, что является первой причиной уменьшения количества движения топливного факела. В то же время вместо этих частиц из окружающей среды поступают частицы, не имеющие продольной

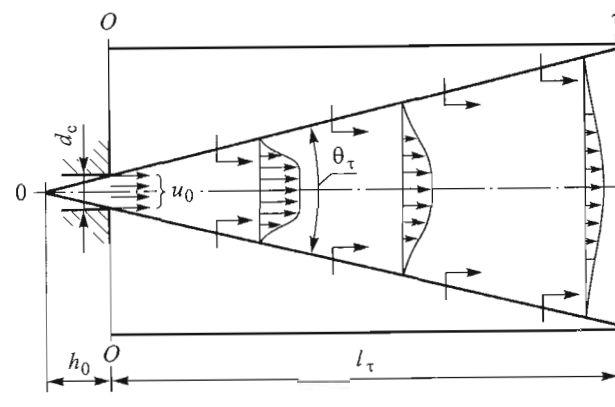


Рис. 5.33. Схема для расчета дальности топливного факела в неподвижной среде

скорости и, безусловно, они уменьшают количество движения частиц топлива в факеле — вторая причина.

Таким образом, движение топливного факела характеризуется следующими особенностями.

1. По мере удаления от среза соплового отверстия массовый расход по длине топливного факела возрастает непрерывно, а его границы расширяются (см. рис. 5.33).

2. Распространяясь в безграничном пространстве, топливный факел создает незначительные перепады давления в продольном и поперечном направлениях, что позволяет считать среднее гидродинамическое давление в объеме топливного факела постоянным. Согласно многочисленным экспериментальным исследованиям как со струями несжимаемой, так и сжимаемой жидкости, импульсы гравитационных сил и гидродинамического давления равны нулю. При этом суммарное количество движения в каждом сечении остается постоянным, но поскольку увеличивается масса, скорость движения топливного факела в продольном направлении уменьшается.

3. В пределах пограничного слоя, который образуется сразу после выхода топливного факела из соплового отверстия, между ним и воздухом происходит турбулентный обмен импульсами. На границе раздела $u = 0$, а вдоль оси топливного факела $u = u_{\max}$. На определенном расстоянии от соплового отверстия пограничные слои, лежащие в противоположных плоскостях, смыкаются и ох-

ватывают все поперечное сечение топливного факела. При этом $u_{\max} \rightarrow 0$ и происходит торможение топливного факела.

Рассмотрим два характерных сечения топливного факела (см. рис. 5.33), сечение 0–0 проходит по срезу соплового отверстия и соответствует моменту времени $\tau = 0$, а сечение τ – τ соответствует моменту времени $\tau > 0$. Закон сохранения секундного количества движения запишем в виде

$$u_0 \dot{m}_0 = u_\tau \dot{m}_\tau = \text{const},$$

или

$$\mu_c u_0^2 \rho_\tau F_0 = u_\tau^2 \rho_{\text{см}} F_\tau, \quad (5.27)$$

где F_0 — площадь сечения соплового отверстия $F_0 = \pi d_c^2/4$; F_τ — площадь сечения топливного факела, $F_\tau = \pi(l_\tau \text{tg}(\theta_\tau/2))$ (θ_τ — угол конуса топливного факела). Учитывая, что плотность топливовоздушной смеси в сечении τ – τ примерно равна плотности воздуха, $\rho_{\text{см}} \approx \rho_\text{в}$, находим среднюю скорость движения топливного факела в сечении τ – τ

$$u_\tau = \left(\mu_c \frac{\rho_\tau}{\rho_\text{в}} \right)^{0,5} u_0 \frac{d_c}{2} \frac{1}{l_\tau \text{tg} \frac{\theta_\tau}{2}}.$$

Введем обозначение

$$B = \left(\mu_c \frac{\rho_\tau}{\rho_\text{в}} \right)^{0,5} u_0 \frac{d_c}{2} \frac{1}{\text{tg} \frac{\theta_\tau}{2}} \approx \text{const}. \quad (5.28)$$

Поскольку $u_\tau \stackrel{\text{def}}{=} \frac{dl_\tau}{d\tau}$, то имеем обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{dl_\tau}{d\tau} = B \frac{1}{l_\tau}. \quad (5.29)$$

Проинтегрировав (5.29), найдем дальнюю точку (глубину проникания) топливного факела

$$l_\tau = \sqrt{2B\tau}, \quad (5.30)$$

или с учетом (5.28)

$$l_\tau = \left(\mu_c \frac{\rho_\tau}{\rho_\text{в}} \right)^{0,25} \left(u_0 \frac{d_c}{\text{tg} \frac{\theta_\tau}{2}} \right)^{0,5} \tau^{0,5}. \quad (5.31)$$

При $u_0 = (2\Delta p/\rho)^{0,5}$, где $\Delta p = p_\phi - p$ — разность давлений в форсунке перед сопловым отверстием и в цилиндре двигателя, выражение (5.31) принимает вид

$$l_\tau = \left(2\mu_c \frac{\Delta p}{\rho_\text{в}} \right)^{0,25} \left(\frac{d_c}{\text{tg} \frac{\theta_\tau}{2}} \right)^{0,5} \tau^{0,5}. \quad (5.32)$$

Из (5.30) можно получить выражение для средней по сечению τ – τ скорости движения топливного факела

$$u_\tau = \frac{1}{2} \left(2\mu_c \frac{\Delta p}{\rho_\text{в}} \right)^{0,25} \left(\frac{d_c}{\text{tg} \frac{\theta_\tau}{2}} \right)^{0,5} \tau^{-0,5}. \quad (5.33)$$

Следует учитывать, что величины Δp и u_0 , а также θ_τ являются функциями времени. В связи с этим дальность, скорость перемещения переднего фронта и ширина (радиус) топливного факела будут все время несколько меняться (рис. 5.34). Для оценки этих параметров целесообразно использовать средние значения перепада давления и скорости истечения топливной струи в течение всего периода впрыскивания. При этом период изменения давления можно разделить на несколько интервалов и определить в конце каждого интервала скорость истечения, а среднее арифметическое этих скоростей считать скоростью истечения струи. Аналогично можно определить средний угол конуса топливного факела в течение всего периода впрыскивания, который часто называют углом распыливания, или углом раскрытия топливного факела. Этот угол зависит от степени турбулентности, т. е. от числа Re, относительной длины соплового отверстия l_c/d_c и соотношения плотностей воздуха в цилиндре двигателя и впрыскиваемого топлива [40]:

$$\theta = 3 \cdot 10^{-2} \left(\frac{l_c}{d_c} \right)^{-0,3} \left(\frac{\rho_B}{\rho_T} \right)^{0,1} Re^{0,7}, \quad (5.34)$$

где $Re = \frac{u_T d_T}{\nu}$ и $d_T = 2r_T$. Следует учитывать, что кривизна контура входной части сопла, а также форма и положение иглы форсунки создают начальные возбуждения, которые влияют на степень турбулентности топливного факела.

Форма передней части топливного факела зависит от сопротивления окружающей среды и угла раскрытия топливного факела. Как правило, расчеты выполняют для неподвижной среды и рассматривают ее в виде тела с тупым концом, как принято в гидродинамических справочниках.

Как уже отмечалось, в современных двигателях с непосредственным впрыскиванием топлива практически всегда впрыскивается в закрученный воздушный поток. В этом случае параметры топливного факела, кроме всего прочего, зависят от интенсивности вихревого движения. Для расчета дальности топливного факела с учетом вихревого движения в МГТУ им. Н.Э. Баумана разработан метод [2], базирующийся на результатах экспериментальных исследований фирмы Cummins [21].

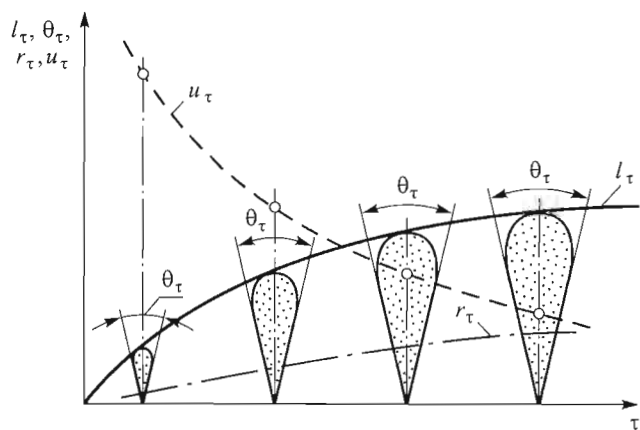


Рис. 5.34. Изменение параметров топливного факела с течением времени при впрыскивании топлива в неподвижную среду

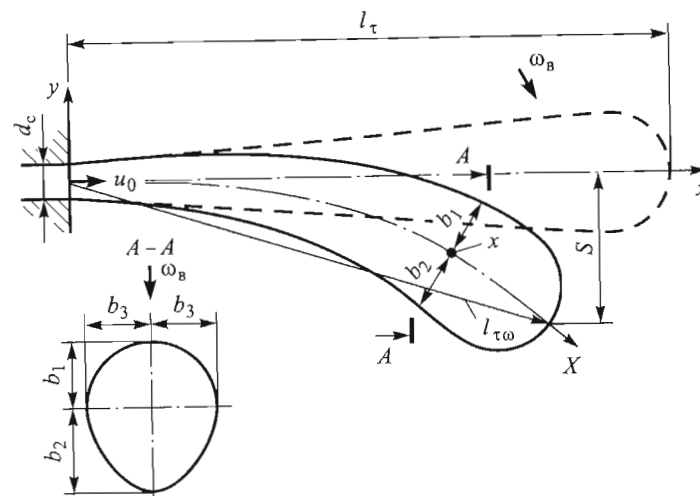


Рис. 5.35. Схема распространения топливного факела в воздушном вихре

Топливный факел, исходящий из соплового отверстия центрально расположенной форсунки, распространяется в вихревом воздушном потоке, вращающемся с угловой скоростью ω_B (рис. 5.35). Согласно [21] круглый в начальном сечении факел по мере удаления от соплового отверстия меняет форму. Деформация сечения топливного факела объясняется характером взаимодействия его с воздушным потоком. Скорость периферийных частиц факела меньше, чем частиц в ядре, вследствие чего они сильнее отклоняются воздушным потоком от первоначального направления и движутся по более изогнутым траекториям, что и приводит к деформации сечения. Дальность факела $l_{\tau\omega}$ в вихревом воздушном потоке $l_{\tau\omega} < l_\tau$, при этом разность $l_\tau - l_{\tau\omega}$ будет зависеть от соотношения кинетических энергий впрыскиваемого топлива $e_{впр} = \rho_T \frac{u_0^2}{2}$ и

воздушного вихря $e_{в\omega} = \frac{\rho_B \omega_B^2 l_{\tau\omega}^2}{2}$, т. е.

$$\frac{l_\tau - l_{\tau\omega}}{l_\tau} = 0,35 \left(\frac{l_{\tau\omega} e_{в\omega}}{d_c e_{впр}} \right)^{0,44}, \quad (5.35)$$

где l_τ — дальность топливного факела в неподвижной среде.

Смещение S факела в направлении вихревого движения, представляющее собой расстояние между осью x , совпадающей с текущим радиусом r цилиндра, и осью X топливного факела, определяется соотношением

$$\frac{S}{d_c} = \frac{e_{в\omega}}{e_{впр}} \left(\frac{r}{d_c} \right)^{2,217}, \quad (5.36)$$

где $r \in [0, R]$ — текущий радиус цилиндра двигателя. Определяя величину S , находим положение оси факела, которая представляет собой геометрическое место максимальной концентрации топлива в данном поперечном сечении факела. Это сечение под действием воздушного вихря деформируется и в зависимости от соотношения кинетических энергий факела и воздушного вихря может принимать разные формы, в том числе и подковообразную форму [21]. В дизелях модель поперечного сечения топливного факела, согласно [21], можно представить в виде комбинации половинок двух эллипсов (сечение $A-A$ на рис. 5.35). Условно это сечение заменяют круглым эквивалентным сечением радиусом

$$b_{\text{экв}} = \sqrt{\frac{b_3(b_2 + b_1)}{2}}, \quad (5.37)$$

где b_1, b_2, b_3 — радиусы реального сечения топливного факела (см. рис. 5.35):

$$b_1 = b_3 \cdot 0,11x \frac{\rho_{в}}{\rho_{\tau}}; \quad b_2 = b_1(1 + 0,001 \cdot \text{Re}^{0,66}); \quad b_3 = c_x x, \quad (5.38)$$

где $c_x = \text{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right)$ и $\text{Re} = \frac{\omega_{в} r d_c}{v_{в}}$.

Из (5.35) следует, что для определения величины $l_{\tau\omega}$ необходимо рассчитать дальнобойность топливного факела в неподвижной среде. В соответствии с [21]

$$l_{\tau} = F \tau^{0,6}; \quad (5.39)$$

$$\frac{\theta}{2} = \text{arctg} \left[0,12 \left(1 + \frac{\rho_{в}}{\rho_{\tau}} \right) \right], \quad (5.40)$$

где $F = 25,3 \frac{d_c^{0,5}}{(1 + \bar{\rho}_{в})^{0,85}} (\bar{\rho}_{в})^{0,5} \Delta p^{0,25}$; $\bar{\rho}_{в} = \frac{\rho_{в}}{\rho_0}$ — безразмерная

плотность воздуха в цилиндре двигателя в момент впрыскивания топлива; ρ_0 — атмосферная плотность; d_c — в см; Δp — в кПа, τ — в мс; l_{τ} — в см. В конце впрыскивания топливный факел отрывается от распылителя и продолжает перемещаться по объему КС. Согласно экспериментальным исследованиям [21] хвостовая часть топливного факела перемещается со скоростью, примерно равной половине скорости передней части факела, с соответствующим сдвигом по времени. Тогда дальнобойность хвостовой части топливного факела с учетом (5.39)

$$l_{\tau \text{ хв}} = 0,5(\tau - \Delta\tau_{\text{впр}})^{0,6}, \quad (5.41)$$

где $\Delta\tau_{\text{впр}}$ — продолжительность впрыскивания. Очевидно, что текущее время, отсчитанное от начала впрыскивания, в этой формуле $\tau > \Delta\tau_{\text{впр}}$.

После расчета геометрических параметров топливного факела можно оценить концентрацию топлива в его поперечном и продольном сечениях. В поперечном сечении топливного факела, проходящего в точке x (см. рис. 5.35), относительную концентрацию топлива можно вычислить, используя формулу Абрамовича [13]

$$\frac{C(x, y, \tau)}{C_{\text{max}}(x, 0, \tau)} = 1 - \left(\frac{y}{b_{\text{экв}}} \right)^2. \quad (5.42)$$

Здесь $y \in [0, b_{\text{экв}}]$. При $y = 0$ относительная концентрация $C/C_{\text{max}} = 1$ (рис. 5.36).

Концентрация топлива в продольном сечении топливного факела, проходящего вдоль оси X (см. рис. 5.35), изменяется в соответствии с законом

$$C_{\text{max}} = \frac{1}{f(\tau)x + 1} \quad \text{при } l_{\tau \text{ хв}} < x < l_{\tau\omega};$$

$$C_{\text{max}} = 0 \quad \text{при } x < l_{\tau \text{ хв}} \text{ и } x > l_{\tau\omega}. \quad (5.43)$$

Функция $f(\tau)$ зависит только от времени и ее можно определить, основываясь на законе сохранения массы, согласно которому общая масса впрыснутого в цилиндр топлива к произвольному моменту

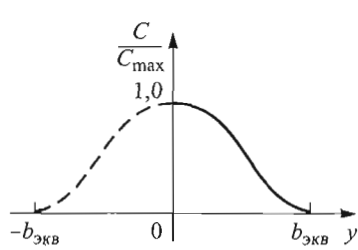


Рис. 5.36. Изменение относительной концентрации топлива в поперечном сечении топливного факела

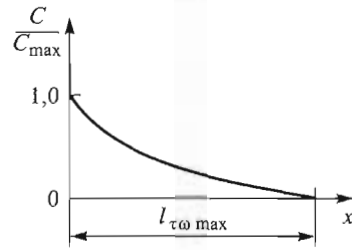


Рис. 5.37. Изменение относительной концентрации топлива в продольном сечении топливного факела

времени должна быть распределена во всем факеле (или в факелах, в зависимости от числа сопловых отверстий):

$$m_{\text{впр}}(\tau) = \int_0^\tau \frac{dm_{\text{впр}}}{d\tau} d\tau = 2\pi \int_{l_{\text{тхв}}}^{l_{\text{т\omega}}} \int_0^{b_{\text{экв}}} c\rho_{\text{ф}} y dx dy. \quad (5.44)$$

В (5.44) величину $C(x, y, \tau)$ можно определить из (5.42), а C_{max} — из (5.43). Значение функции $f(\tau)$ сначала подбирается, а затем уточняется путем обеспечения равенства левых и правых частей уравнения (5.44). Интеграл в левой части представляет собой закон впрыскивания, и когда верхний предел интегрирования совпадает с моментом окончания впрыскивания, его значение становится равным цикловой подаче топлива. На рис. 5.37 приведено изменение относительной концентрации топлива в продольном сечении топливного факела.

В реальных условиях $\rho_{\text{ф}}$ топливоздушной смеси в топливном факеле отличается от плотностей топлива и воздуха, которые можно рассматривать как предельные значения области изменения величины $\rho_{\text{ф}}$. Допустим, что факел представляет собой смесь паров топлива и воздуха. Тогда для топливного факела можно записать уравнение состояния, $p_{\text{ф}}V_{\text{ф}} = m_{\text{ф}}R_{\text{ф}}T_{\text{ф}}$, где индекс «ф» указывает на параметры смеси в факеле. Если температура топливоздушной смеси в факеле одинаковая по всему объему факела и равна температуре окружающего воздуха, $T_{\text{ф}} \approx T_{\text{в}}$, то, согласно закону Дальтона $p_{\text{ф}} = p_{\text{в}} + p_{\text{п\tau}}$, где $p_{\text{в}}$ — парциальное давление воздуха, $p_{\text{п\tau}}$ — парциальное давление паров топлива. Следовательно, газовая постоянная топливоздушной смеси в факеле $R_{\text{ф}} = \frac{m_{\text{в}}}{m_{\text{ф}}}R_{\text{в}} + \frac{m_{\text{п\tau}}}{m_{\text{ф}}}R_{\text{п\tau}}$ и

$$p_{\text{в}} + p_{\text{п\tau}} = \frac{m_{\text{ф}}}{V_{\text{ф}}} \left(\frac{m_{\text{в}}R_{\text{в}} + m_{\text{п\tau}}R_{\text{п\tau}}}{m_{\text{ф}}} \right) T_{\text{ф}}. \text{ Концентрация топлива в факеле } C = \frac{m_{\text{п\tau}}}{m_{\text{ф}}},$$

или $\frac{m_{\text{в}}}{m_{\text{ф}}} = 1 - C$. Так как $\rho_{\text{ф}} = \frac{m_{\text{ф}}}{V_{\text{ф}}}$, получаем $\rho_{\text{ф}} = \frac{p_{\text{ф}} + p_{\text{п\tau}}}{\left(1 - C + C \frac{R_{\text{п\tau}}}{R_{\text{в}}}\right) R_{\text{в}} T_{\text{ф}}}$.

Учитывая, что $T_{\text{ф}} \approx T_{\text{в}}$, находим $\rho_{\text{ф}} = \frac{p_{\text{ф}} + p_{\text{п\tau}}}{\left(1 - C + C \frac{R_{\text{п\tau}}}{R_{\text{в}}}\right) R_{\text{в}} T_{\text{в}}}$. Если $p_{\text{в}} \gg p_{\text{п\tau}}$,

$$\text{то } p_{\text{в}} \approx p_{\text{ф}}, \text{ соответственно } \rho_{\text{в}} \approx \frac{p_{\text{в}} + p_{\text{п\tau}}}{R_{\text{в}} T_{\text{в}}} \text{ и } \rho_{\text{ф}} = \frac{\rho_{\text{в}}}{1 - \left(1 - \frac{R_{\text{п\tau}}}{R_{\text{в}}}\right) C}.$$

Поскольку концентрация топлива в факеле меняется локально, изменение его плотности также носит локальный характер.

На базе рассмотренного метода расчета строится трехмерная модель топливного факела при впрыскивании топлива в воздушный вихрь (рис. 5.38). Рис. 5.39 иллюстрирует результаты трехмерного моделирования динамики топливного факела в зависимости от интенсивности вихревого движения воздушного потока [2].

В заключение отметим, что предложенная модель динамики топливного факела позволяет определить распределение впрыскиваемого топлива по объему КС в текущий момент времени. Предварительно разбивая пространство КС по деформируемым в направлении перемещения поршня КО (многозонная модель), с помощью вышеописанного метода можно вычислить значения концентрации топлива в отдельных КО (в зонах). Эти значения в качестве исходных данных могут быть использованы для расчета

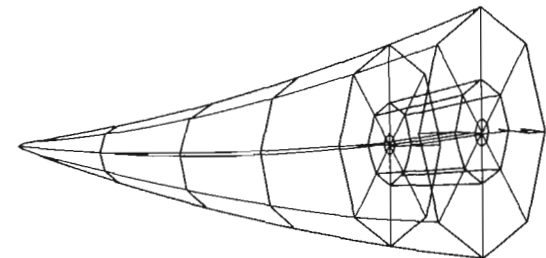


Рис. 5.38. К построению трехмерной модели топливного факела

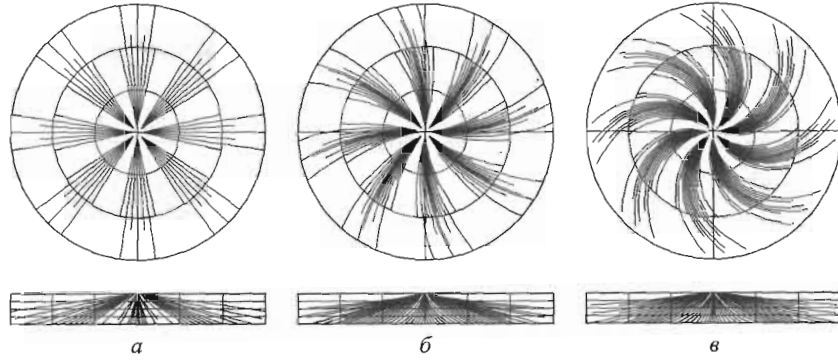


Рис. 5.39. Трехмерная модель топливного факела:
 а — $\omega_b = 0$; б — $\omega_b = 20$ рад/с; в — $\omega_b = 40$ рад/с

локальных нестационарных температур рабочего тела (см. гл. 3), необходимых для определения локальных тепловых нагрузок и локальных концентрации оксидов азота в КС [8].

5.9. Полуэмпирические формулы для расчета динамики топливного факела

Наиболее часто применяемые для расчета дальности топливного факела полуэмпирические формулы приведены в табл. 5.4. Результаты расчета в таблице соответствуют исходным данным из примера расчета среднего диаметра капель (см. табл. 5.3). Практически все формулы в табл. 5.4 получены или уточнены с помощью экспериментов, проведенных на дизельном топливе. Явно завышенные значения дальности бензинового факела получаются, например, в случае использования формулы, предложенной в [35], что объясняется влиянием вязкости топлива. В случае дизельного топлива результаты расчетов, выполненных с помощью этой формулы, приближаются к результатам расчетов в соответствии с формулой Лышевского.

Характерно, что практически все экспериментальные формулы подтверждают зависимость $l_t \sim \tau^{0,5}$ или близкие к ней результаты, вытекающие из теории турбулентной струи (5.32). На это, кроме других, указали Х. Хироясу и М. Арай [27], однако при $\tau < \tau^*$ они обнаружили, что такая зависимость нарушается, и предложили

Таблица 5.4

Автор, источник	Формула*	Условия получения формулы	Дальность топливного факела l_t , см	
			p_{ϕ} , бар	Время τ , мс
А.С. Лышевский [6]	$l_t = a^* (u_0 d_c \tau)^{0,5}$, $a^* = 4,8 \frac{u_0^{0,1} p_T^{0,7} v^{0,3}}{\sigma^{0,2} p_b^{0,5} d_c^{0,1}}$	Экспериментальная установка	600	Дизель
		Скоростная киносъемка	1200	Дизель
		Бензиновый двигатель	150	Дизель
Г. Ситкей [40]	$\frac{l_t}{d_c} = 0,2 \text{Sh}^{0,48} \text{Re}^{0,3} \left(\frac{p_T}{p_b} \right)^{0,35}$, где $\text{Sh} = \frac{u_0 \tau}{d_c}$, $\text{Re} = \frac{u_0 d_c}{\nu}$ Для закрытых форсунок коэффициент равен 0,2, для штифтовых — 0,155	Экспериментальная установка	600	Дизель
		Скоростная фотосъемка	1200	Дизель
		Теория подобия	150	Бензиновый двигатель
Дж. Дент [25]	$l_t = 169,2 \left(\frac{\Delta p}{p_b} \right)^{0,25} \left(\frac{294}{T_b} \right)^{0,25} d_c^{0,5} \tau^{0,5}$ Формула действительна при $2 \leq \frac{l_t}{d_c} \leq 4$, $\tau \geq 0,5$ мс	Теория турбулентной струи	600	Дизель
		Экспериментальная установка	1200	Дизель
		Бензиновый двигатель	150	Бензиновый двигатель

Автор, источник	Формула*	Условия получения формулы	Дальнобойность топливного факела l_f , см	
			P_f , бар	Время τ , мс
Г. Люст-гартен [35]	$l_f = 4,8 d_c^{0,46} u_0^{0,54} \left(\frac{\rho_\tau}{\rho_B} \right)^{0,23} \tau^{0,54}$	Модельная установка для исследования смесеобразования	600	0,5
			1200	3,9
			150	4,7
Е. Вакури, К. Такаси, И. Янг [43]	$l_f = 18,2 \frac{\Delta p^{0,25} \rho_\tau^{0,175} d_c^{0,5} \mu_c^{0,25}}{\rho_B^{0,0437}} \tau^{0,5}$	Экспериментальная установка	600	2,9
			1200	2,8
			150	3,4
Х. Хироясу, М. Арай [27]	$\tau > \tau^*, l_f = 166 \left(\frac{\Delta p}{\rho_B} \right)^{0,25} d_c^{0,5} \tau^{0,5}$ $\tau^* = 90,6 \frac{\rho_\tau d_c}{(\rho_B \Delta p)^{0,5}}$	Скоростная фотосъемка	600	2,0
			1200	4,8
			150	6,8

* d_c — в мм; l_f — в см; размерности других величин, как в табл. 5.3.

в этом случае воспользоваться следующей формулой:
 $l_f = 12,3 \left(\frac{2\Delta p}{\rho_\tau} \right)^{0,5} \tau$. Значение τ^* вычисляется по формуле, приведенной в табл. 5.4. Ряд исследователей одновременно с формулами для расчета дальности топливного факела предлагают эмпирические зависимости для расчета угла конуса факела. Например, в [43] предлагается зависимость

$$\operatorname{tg} \theta = 0,427 \left(\frac{\rho_B}{\rho_\tau} \right)^{0,35}. \quad (5.45)$$

При впрыскивании топлива в воздушный вихревой поток угол конуса факела увеличивается с ростом интенсивности вихревого движения, что учтено в формуле, предложенной в [16]

$$\theta_0 = \left[2 \left(1 + \omega_B \frac{l_f}{u_0} \right)^2 - 1 \right] \theta, \quad (5.46)$$

где $\omega_B = \frac{\pi n_B}{30}$ — угловая скорость вращения воздушного вихря; n_B — частота его вращения; θ — угол конуса топливного факела при впрыскивании в неподвижную среду. Для расчета этого угла можно использовать также другие полуэмпирические формулы, например формулу [2]:

$$\theta = 0,27 \left[1 - \exp \left(- \frac{1}{43,6} \frac{\rho_\tau}{\rho_B} \right) \right]^{-1} \operatorname{Re}^{0,46} \frac{l_c}{d_c} \beta,$$

где $\operatorname{Re} = u_0 d_c / \nu_B$, $\beta = -0,0284 (\rho_\tau / \rho_B)^{0,39}$.

Рассмотренные полуэмпирические формулы, описывающие геометрические параметры топливного факела, а также динамику их изменения с течением времени, как уже отмечалось, получены либо теоретически и уточнены с помощью эксперимента, либо непосредственно из опыта. Эти эксперименты обычно проводят в специально сконструированных, чаще всего прозрачных, для визуального наблюдения КС, заполненных газом различной плотности.

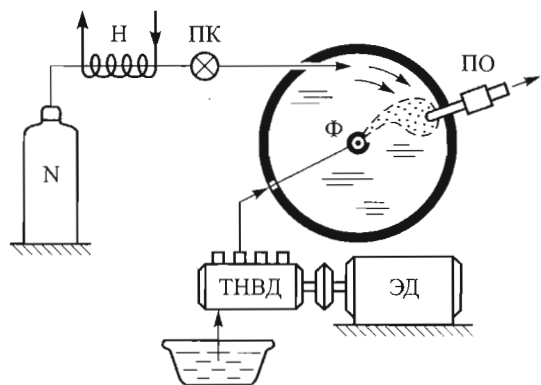


Рис. 5.40. Схема экспериментальной установки для исследования динамики топливного факела:

Н — нагреватель; ПК — пневматический клапан; Ф — форсунка; ПО — пробоотборник; ТНВД — топливный насос высокого давления; ЭД — электрический двигатель

Экспериментальная установка, предназначенная для исследования динамики топливного факела (рис. 5.40), состоит из цилиндра постоянного объема, крышка которого изготовлена из прозрачного материала, например, из кварцевого стекла, который позволяет вести скоростную фото- и киносъемку динамики развития топливного факела. Чтобы исключить воспламенение, цилиндр наполняют инертным газом, например азотом, температура которого регулируется с помощью нагревателя. Наполнение цилиндра проводится через пневматический клапан регулируемым и контролируемым вихревым потоком. Отбор пробы проводится в целях определения концентрации топлива в различных зонах факела. Эксперименты, как правило, проводят при различных значениях давления и температуры газа в цилиндре, а также давления впрыскивания, соответствующих разным режимам работы двигателя, топливная аппаратура которого испытывается на установке.

6. ИСПАРЕНИЕ ТОПЛИВА В ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

6.1. Некоторые особенности испарения топлива

В поршневых двигателях в качестве горючего преимущественно используют жидкие топлива, при этом для осуществления процессов воспламенения и сгорания их сначала переводят в газообразное состояние, а затем преобразуют в топливовоздушную смесь, состав которой находится в пределах воспламеняемости, т. е. в горючую смесь. Процесс образования горючей смеси, согласно модели, предложенной профессором Д.Н. Вырубовым [1, 6, 7], можно представить в виде трех последовательных стадий.

1. Введение жидкого топлива в нагретый от сжатия воздух (в двигателях с внутренним смесеобразованием) или в воздушный поток с относительно низкой температурой (в двигателях с внешним смесеобразованием). На этой стадии определяющими факторами являются гидродинамические условия топливоподачи.

2. Распад струи жидкого топлива на отдельные капли. Мелкость и распределение капель в объеме КС, как уже отмечалось в гл. 5, зависят как от условий, определяемых первой стадией (давление впрыскивания, скорость истечения струи топлива из соплового отверстия форсунки, физические свойства топлива и т. д.), так и от газодинамического состояния воздушного заряда (скорость, интенсивность вихревого движения, степень турбулентности), определяемого конструктивными особенностями двигателя.

3. Испарение и диффузия паров жидкого топлива, сопровождающиеся теплообменом между топливом и воздухом. Эта стадия в отличие от предыдущих проходит на молекулярном уровне, однако в процессе смешивания паров топлива и воздуха турбулентная диффузия играет решающую роль. Первые две стадии были довольно подробно рассмотрены ранее, в данной главе кратко изложены физические основы процессов, протекающих на завершающей стадии образования горючей смеси.

Приведем некоторые определения, необходимые для изучения процесса испарения моторного топлива. Давлением p_s насыщения пара (или упругостью насыщенного пара) называют давление, при котором пар находится в термодинамическом равновесии с жидкой фазой того же вещества. Его свойства определяются температурой T_s насыщения жидкости, при которой давление p_s насыщения пара над плоской свободной поверхностью жидкости равно внешнему давлению.

Испарение жидкости объясняется вылетом с ее поверхностного слоя молекул, обладающих наибольшей скоростью и кинетической энергией; естественно, что в результате испарения жидкость охлаждается. Процесс испарения, как известно, происходит при любой температуре и ускоряется при ее повышении. Процесс интенсивного испарения жидкости не только с ее свободной поверхности, но и по всему объему внутри образующихся при этом пузырьков пара, называют кипением. Кипение начинается при температуре $T_{\text{кип}}$. Внутри пузырька пара давление насыщения удовлетворяет следующему условию:

$$p_s \geq p_0 + \rho_{\text{ж}}gh + p_{\text{доп}},$$

где $\rho_{\text{ж}}gh$ — гидродинамическое давление слоев жидкости (h — расстояние от центра пузырька до поверхности; $\rho_{\text{ж}}$ — плотность жидкости; $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ — ускорение свободного падения); $p_{\text{доп}} = 2\sigma/R$ — дополнительное давление, связанное с кривизной поверхности (σ — поверхностное натяжение; R — радиус пузырька пара). Давление насыщения пара над плоской свободной поверхностью жидкости приближенно можно считать равным внешнему давлению, $p_s \approx p_0$.

На диаграммах p - V и T - S процесса испарения жидкости, изображенных на рис. 6.1, показаны три основных стадии процесса. На начальной стадии (ab) происходит подогрев жидкости до температуры $T_{\text{кип}} = T_b$, сопровождаемый небольшим увеличением ее объема. На стадии **парообразования** (bc) часть жидкости, испаряясь, переходит в **газообразное** состояние; за счет подвода теплоты увеличивается **объем парожидкостной фазы**. В конце этой стадии жидкость полностью испарилась и точка c соответствует сухому пару. На стадии перегрева (cd) объем перегретого пара также увеличивается. Отметим, что процесс испарения ($abcd$) происходит при постоянном значении давления, $p = \text{const}$. При давлении $p' > p$ процесс повторяется с той лишь разницей, что температура кипения повышается, $T_{\text{кип}} = T_{b'}$ (процесс $a'b'c'd'$ на рис. 6.1, а), а удельный объем сухого пара уменьшается (точка c смещается на графике влево к точке c'). Как показывают опыты, при $p = \text{const}$ имеет место характерное явление: температура парожидкостной фазы

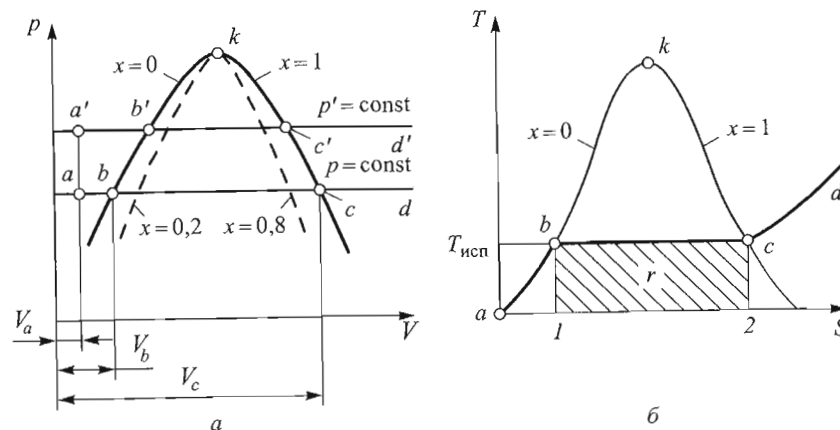


Рис. 6.1. Диаграммы p - V (а) и T - S (б) процесса испарения жидкости

остается неизменной и равной температуре кипения. Соответственно, процесс парообразования (bc) одновременно является и изобарным, и изотермическим, что свойственно двухфазной (парожидкостной) среде. Тогда линия bb' представляет собой линию раздела между жидкостью и влажным паром, а cc' — между влажным и сухим паром. Точка k соответствует критическому состоянию, при котором различие между жидкими и паровыми фазами исчезает. При температуре, выше критической $T_{\text{к}}$, вещество из газообразного состояния не может переходить в жидкое. При давлении выше критического p_k (в точке k на рис. 6.1) процесс парообразования с одновременным наличием двух фазовых состояний уже не наблюдается, и фазы жидкого и газообразного состояния переходят одна в другую непрерывно. Нижняя пограничная кривая bk соответствует степени сухости пара $x = 0$, а верхняя ck — степени сухости пара $x = 1$.

Согласно первому закону термодинамики скрытая теплота парообразования r равна сумме внутренней (выраженной через изменение внутренней энергии) и внешней (выраженной через работу расширения) теплоты парообразования, $r = u_c - u_b + p(V_c - V_b)$, при этом r соответствует площади F_{1bc2} (см. рис. 6.1, б) и выражает количество теплоты, которое необходимо при данном давлении подвести к единице массы жидкости, чтобы полностью перевести ее из жидкого состояния в парообразное. Площади под линиями ab и cd соответствуют теплоте, необходимой для нагрева жидкости до

температуры кипения, и теплоте, необходимой для образования перегретого пара соответственно.

Основоположник теории испарения капель жидкости английский физик Дж. К. Максвелл в статье «Диффузия» (1877), написанной для Британской энциклопедии, рассмотрел простейший случай стационарного испарения неподвижной сферической капли и вывел формулу скорости испарения, согласно которой поверхность капли есть линейная функция времени. В 1882 г. в журнале Российского физико-химического общества была опубликована работа В. Срезневского, в которой скорость испарения измерялась по изменению контура капли, наблюдаемой с помощью горизонтального микроскопа с окулярной сеткой. Срезневский установил, что если при испарении лежащей на горизонтальной плоскости сферической капли ее основание остается постоянным, то уменьшение отношения объема капли к ее свободной поверхности равно половине скорости опускания верхушки капли. Большой вклад в теорию испарения капель внесли И. Ленгмюр, К. Шеффер, Н. Фресслинг, Х. Рейсс и другие ученые.

Жидкие моторные топлива нефтяного происхождения являются многофракционными. При их постепенном подогреве вначале испаряются легкие фракции, затем более тяжелые и т. д. Однако в поршневых двигателях процесс испарения очень динамичный и имеет специфические особенности.

1. Высокая плотность тепловых потоков. Это объясняется тем, что процесс протекает в среде газа, температура которого существенно больше, чем температура впрыскиваемого жидкого топлива. Кроме того, в ряде случаев процесс испарения в значительной части протекает одновременно с процессом сгорания независимо от того, закончилось впрыскивание до или после воспламенения.

2. Очень малые размеры капель топлива способствуют их быстрому испарению. Известно, что процесс испарения идет тем быстрее, чем на более мелкие капли раздроблена жидкость, а скорость испарения очень маленьких капель при невысоких давлениях среды стремится к предельной скорости свободного испарения, т. е. к скорости испарения в вакууме.

3. Тонкая топливная пленка, образующаяся на горячей поверхности, быстро разрушается и испаряется.

Эти особенности приводят к тому, что испарение всех фракций нефтяного топлива происходит практически одновременно, и не наблюдается ярко выраженного испарения отдельных фракций, имеющего место при медленном подогреве. В связи с этим в теории поршневых двигателей обычно рассматривают не теплоту парооб-

разования отдельных фракций топлива, а их средневзвешенные значения. При моделировании рабочего процесса необходимо знать зависимость теплоты парообразования топлива от температуры. Для большинства жидкостей, в том числе для жидких моторных топлив и масел, можно использовать полиномиальную формулу [18]:

$$\bar{r} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{r}{r^*} = 0,60117\Theta^{0,333} + 3,45913\Theta^{0,7897} + 4,62671\Theta^{1,208} - 6,89614\Theta - 1,10643\Theta^2 + 0,31522\Theta^3, \quad (6.1)$$

где \bar{r} — относительная теплота парообразования; r^* — теплота парообразования в тройной точке; $\Theta = \frac{T_k - T_s}{T_k - T^*}$ — безразмерная

температура; T^* — температура в тройной точке. Для бензина $T^* = 213$ К; $r^* \approx 328...355$ кДж/кг; $p_k \approx 14,45...17,13$ бар; $T_k \approx 504...600$ К. Для дизельного топлива $T^* \approx 233...263$ К; $r^* \approx 306...308$ кДж/кг; $p_k \approx 15,3...16,8$ бар; $T_k \approx 687...754$ К.

Изменение значений параметров в указанных пределах обусловлено изменением группового состава (процентного содержания по массе) нафтенных и ароматических углеводородов [13]. Соответственно молярная масса бензина равна 110...120 кг/кмоль, дизельного топлива — 180...200 кг/кмоль и тяжелого дизельного топлива — 220...280 кг/кмоль [4]. Критические параметры паров углеводородных топлив связаны соотношением

$$\frac{p_k v_k}{\tilde{R} T_k} = z_k, \quad (6.2)$$

где $\tilde{R} = 8,3143$ кДж/(кмоль · К) — универсальная газовая постоянная, v_k — удельный объем в критической точке; z_k — коэффициент сжимаемости. Экспериментально установлено, что для паров углеводородных топлив $z_k = 0,27$.

Давление насыщения пара, согласно уравнению Клапейрона — Клаузиуса, можно определить следующим образом:

$$\frac{dp_s}{dT_s} = \frac{r}{(v_n - v_{ж})T_s}. \quad (6.3)$$

При таком давлении удельный объем v_n пара намного превышает удельный объем $v_{ж}$ жидкости (топлива), $v_n \gg v_{ж}$, а для пара действительно уравнение Клапейрона, $p_s v_n = R_n T_s$. Кроме того, при кри-

тической температуре T_k теплота парообразования $r_k = 0$. Учитывая эти факторы и заменяя теплоту парообразования на ее среднее значение $\bar{r} = r_s/2$, получаем

$$p_s = kp_k \exp \left[\frac{\bar{r}}{R_n} \left(\frac{1}{T_k} - \frac{1}{T_s} \right) \right], \quad (6.4)$$

где $k = (p_s/p_k)^{0,55}$ — поправочный коэффициент, введенный по результатам экспериментальных исследований; r_s — теплота парообразования при температуре T_s . Полученное выражение позволяет вычислить парциальное давление паров топлива, образующихся над его поверхностью, как функцию температуры T_s жидкого топлива.

Для исследования процессов испарения топлива в поршневых двигателях применяют соотношение [1, 14, 26]

$$p_s = A \exp \left(-\frac{B}{T_{\text{исп}}} \right), \quad (6.5)$$

где p_s — в бар; $T_{\text{исп}}$ — температура испарения, которая обычно является искомой величиной; A, B — эмпирические коэффициенты: $A = 6,0 \cdot 10^7$, $B = 4,14 \cdot 10^3$ — для газойля, $A = 2,76 \cdot 10^7$, $B = 3,97 \cdot 10^3$ — для тяжелого дизельного топлива [26], $A = 25\ 200$, $B = 5220$ — для дизельного топлива [14].

В поршневых двигателях, особенно в двигателях с внутренним смесеобразованием, процесс испарения, как правило, осуществляется за малый промежуток времени (всего несколько миллисекунд), его интенсивность существенно зависит от распада струи жидкого топлива на множество мелких капель (см. гл. 5). При этом испарение распыленного топлива, как отмечалось в гл. 4, происходит в цилиндре или во впускном коллекторе с движущимся воздушным потоком, а также на поверхности пленки, образуемой каплями топлива на нагретой поверхности КС и обтекаемой воздушным потоком (в случае пленочного смесеобразования). Кроме того, при распаде струи топлива и его испарении во впускном коллекторе часть капель, оседая на поверхности, также образует жидкую пленку, движущуюся значительно медленнее воздушного потока. С поверхности этой пленки также происходит испарение. Таким образом, в поршневых двигателях капли распыленного топлива либо полностью испаряются, не попадая на поверхность стенки

КС или впускного коллектора, либо частично попадают на эти поверхности. В зависимости от условий, прежде всего от температуры поверхности стенки КС, капли, попавшие на нее, испаряются или отражаются от стенки КС и испаряются в среде паровоздушной смеси. Рассмотрим основные особенности, характерные для перемещения капли в цилиндре поршневого двигателя.

Капли жидкого топлива, находящиеся на переднем фронте факела, перемещаются в объеме цилиндра двигателя, заполненного воздухом, а последующие — в объеме, заполненном паровоздушной смесью. Процесс перемещения капли в паровоздушной смеси можно условно подразделить на четыре стадии:

- 1) конденсация паровоздушной смеси в процессе взаимодействия с каплей;
- 2) испарение капли в процессе перемещения;
- 3) взаимодействие капли с нагретой поверхностью стенки КС;
- 4) перемещение капли после взаимодействия с поверхностью стенки КС.

Конденсация паровоздушной смеси происходит за счет разности температур: начальная температура капли практически всегда ниже температуры паровоздушной смеси. При этом в двигателях с непосредственным впрыскиванием по сравнению с двигателями с впрыскиванием во впускную систему разность температур намного больше. Тепловой поток от паровоздушной смеси передается к поверхности капли, происходит нагрев капли и охлаждение паровоздушной смеси, что приводит к локальному снижению температуры паровоздушной смеси, и как следствие, к ее конденсации. Теплота конденсации, отводимая от паровоздушной смеси, передается капле, температура которой растет. Очевидно, что с повышением температуры капли процесс конденсации замедляется. Конденсация не единственный фактор, определяющий скорость роста средней температуры капли. Важную роль играет конвективный подвод теплоты от паровоздушной смеси, что касается радиационного теплообмена, его влияние в данном процессе не существенно. При прочих равных условиях повышение средней температуры мелких капель происходит быстрее, чем крупных, что объясняется более высокой скоростью релаксации температуры у мелких капель, несмотря на то что мелкие капли, обладая малой инерцией, тормозятся быстрее, чем крупные, и тем самым меньше времени находятся под влиянием интенсивной конвекции.

Испарение в процессе перемещения капли начинается в тот момент, когда температура поверхности капли за счет подогрева достигнет значения температуры T_s , при котором давление насыщения пара вблизи поверхности капли становится больше парциального давления пара в паровоздушной смеси. Такой градиент давления порождает соответствующий поток пара, направленный от капли. При этом часть теплового потока, подводимого к капле, идет на продолжение процесса релаксации температуры внутри капли, а другая часть — на процесс испарения. После окончания релаксации температуры подводимая к капле теплота затрачивается на ее испарение. На этой стадии существенную роль играет конвекция, поскольку излучение поверхности стенки КС, излучение паровоздушной смеси, а также излучение других капель топлива пренебрежимо мало. В двигателях с внутренним смесеобразованием часть капель продолжает испаряться после образования локальных очагов сгорания. В этом случае сильное влияние оказывает излучение, особенно после появления твердых микрочастиц сажи — основных генераторов излучения в поршневых двигателях [8]. В двигателях с внешним смесеобразованием влияние излучения на процесс испарения капель по сравнению с влиянием конвекции незначительно.

Взаимодействие капли с нагретой поверхностью стенки КС зависит от размера капли, ее скорости, температуры поверхности и др. Попадание топлива на поверхность стенки КС — нежелательное явление при объемном смесеобразовании, однако оно запланировано при объемно-пленочном и пленочном смесеобразовании. В любом случае, после попадания капли на нагретую поверхность стенки КС, она испаряется либо полностью, либо частично и отражается от нее.

При попадании капли на поверхность стенки КС, температура которой выше температуры насыщения, можно наблюдать так называемое сфероидальное состояние (явление Лейденфроста) — процесс испарения, при котором капля принимает форму сфероида (эллипсоида вращения), отделенного от нагретой поверхности слоем пара. Если капля испаряется не полностью, а отражается от поверхности стенки КС, то она попадает в пространство, где находятся еще не переместившиеся к стенке капли. При этом возможна коагуляция капель, отраженных от поверхности стенки и движущихся к стенке КС. Очевидно, что отраженные от поверхности стенки капли повышают концентрацию жидкого топлива в объеме КС, отводят теплоту от поверхности стенки КС и охлаждают ее.

В настоящее время вопросам взаимодействия топливного факела с поверхностью стенки КС уделяется большое внимание. Прежде всего это объясняется тенденциями развития как бензиновых двигателей с непосредственным впрыскиванием, так и дизелей для легковых автомобилей (см. далее гл. 11). При небольших размерах цилиндра двигателя и малом расстоянии от распылителя до поверхности стенки КС значительная часть цикловой подачи топлива не успевает испариться в объеме КС и взаимодействует с поверхностью стенки. В связи с этим вопросы взаимодействия топливного факела с нагретой поверхностью стенки КС и испарения капель и пленки жидкого топлива на поверхности стенки являются чрезвычайно актуальными.

Очевидно, что разработка и реализация математических моделей рассмотренных физических процессов связаны с большими трудностями, поэтому на практике применяют упрощенные модели, основанные на использовании результатов экспериментальных исследований.

6.2. Нестационарная диффузия паров топлива

В поршневых двигателях процессы испарения капель и диффузии паров топлива в воздушном потоке являются нестационарными. Процесс испарения ограничен временем и протекает в среде с неравномерными температурой, концентрацией паров и различных газов (продуктов сгорания). Капли распыленного топлива движутся неравномерно относительно среды и в большей или меньшей степени деформируются, а внутри них возникает циркуляция. Между каплями топлива и средой происходит сложный радиационно-конвективный теплообмен с одновременным присутствием все трех механизмов (теплопроводность, конвекция, излучение). Очевидно, что создать полноценную теорию этого физического процесса чрезвычайно сложно. В связи с этим сначала целесообразно построить его идеализированную модель, основываясь на предположениях, а затем ввести в нее поправки, полученные по результатам экспериментальных исследований, и с их помощью учитывать различные факторы, исключенные из рассмотрения. В свою очередь, экспериментальные исследования можно проводить в условиях, когда влияние ряда усложняющих факторов миними-

зировано или совсем исключено. В связи с этим разработка универсальных моделей испарения и смесеобразования затруднена, поэтому в настоящее время успешно используются как относительно простые расчетно-теоретические, так и экспериментальные методы.

Диффузия, как известно, приводит к установлению равновесного распределения концентраций. В трехмерном пространстве с координатами x, y, z нестационарное распределение концентраций C_i ($\text{кг}/\text{м}^3$) i -го компонента газовой смеси описывается уравнением Фика

$$\frac{\partial C_i}{\partial \tau} = D_c \left(\frac{\partial^2 C_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C_i}{\partial z^2} \right), \quad (6.6)$$

где D_c — коэффициент концентрационной диффузии, $\text{м}^2/\text{с}$. Уравнение Фика является аналогом уравнения нестационарной теплопроводности Фурье. Как и уравнение Фурье, оно представляет собой дифференциальное уравнение параболического типа, не инвариантное относительно знака переменной τ . С физической точки зрения это означает, что оно описывает необратимый процесс изменения концентрации. Связь между концентрацией i -го компонента среды, например паров топлива, и массовым расходом диффундирующих в воздушном потоке паров определяется законом Фика, согласно которому скорость переноса массы вещества на единицу площади (т. е. диффузионный поток $q_D = \dot{m}_D / F$, $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$) пропорциональна только градиенту концентрации:

$$\dot{m}_D = -D_c \frac{dC_i}{dx} F. \quad (6.7)$$

Как и закон Фурье в теории теплопроводности [8], закон Фика в данном случае играет роль дополнительной связи между величинами, входящими в уравнение Фика. В связи с этим говорить о том, что соотношения (6.6) и (6.7) соответственно описывают первый и второй законы Фика, как их часто называют [10], необоснованно. Очевидно, что в математическом смысле уравнение Фика и закон Фика не отличаются от уравнения и закона Фурье.

Отметим, что приведенные выражения записаны для концентрационной диффузии, причиной которой является разность между концентрациями диффундирующих сред. Однако причиной диффузии может быть неравномерное распределение температуры

или давления между компонентами среды. Термодиффузия происходит в неизотермических условиях и, вообще говоря, это явление второго порядка, которым обычно пренебрегают даже при рассмотрении процесса сгорания. Появление бародиффузии в газовых средах связано с возникновением градиентов давления, например вследствие центробежных сил. Закон Фика для термо- и бародиффузии соответственно принимает вид

$$\dot{m}_D = -D_T \frac{dT_i}{dx} F, \quad \dot{m}_D = -D_p \frac{dp_i}{dx} F. \quad (6.8)$$

Ясно, что в этих выражениях (см. (6.8)) коэффициенты термодиффузии D_T и бародиффузии D_p имеют различные размерности, отличающиеся от размерности коэффициента концентрационной диффузии D_c .

Оценим влияние нестационарности процесса испарения капли топлива на массу диффундирующих в воздушном потоке паров топлива. В дальнейшем подразумевая, что речь идет о концентрации паров топлива, индекс i будем опускать. Пусть капля, у которой начальный радиус $r_{к0} = a_0/2$, в момент времени $\tau = 0$ находится в среде бесконечной протяженности, причем на расстоянии от центра капли $x > r_{к0}$ концентрация паров $C = C_\infty$. В первом приближении допустим, что в процессе испарения начальный диаметр капли не меняется и не снижается ее температура. Тогда к моменту времени $\tau > 0$ в результате испарения на поверхности капли, $x = r_{к0}$, концентрация паров топлива $C = C_s$, где C_s — концентрация насыщенного пара. Запишем одномерное дифференциальное уравнение диффузии, представляющее собой частный случай (6.6):

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = D_c \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \quad (6.9)$$

при следующих начальных и граничных условиях:

$$\begin{aligned} C &= C_\infty, \quad \tau = 0, \quad x > r_{к0}; \\ C &= C_s, \quad \tau > 0, \quad x = r_{к0}. \end{aligned}$$

Решение (6.9) имеет вид

$$C = C_s + \frac{C_s - C_\infty}{x} r_{к0} \operatorname{erf} \left(\frac{x - r_{к0}}{2\sqrt{D_c \tau}} \right), \quad (6.10)$$

где $\operatorname{erf}(z) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{2}{\pi} \int_0^z \exp(-z^2) dz$ — функция ошибок (интеграл вероятности Гаусса).

Согласно закону Фика массовый расход паров топлива, диффундирующих в воздушном потоке за единицу времени через сферическую поверхность, концентрическую с поверхностью капли, с учетом (6.10)

$$\begin{aligned} \dot{m}_D &= -D_c \frac{dC}{dx} F = -4\pi r_{k0}^2 D_c \left(\frac{dC}{dx} \right)_{x=r_{k0}} = \\ &= 4\pi r_{k0} D_c (C_0 - C_\infty) \left(1 + \frac{r_{k0}}{\sqrt{\pi D_c \tau}} \right) = \dot{m}_{D0} \left(1 + \frac{r_{k0}}{\sqrt{\pi D_c \tau}} \right), \end{aligned} \quad (6.11)$$

где $\dot{m}_{D0} = 4\pi r_{k0} D_c (C_0 - C_\infty)$ — массовый расход паров, соответствующий квазистационарному процессу испарения. Коэффициент диффузии газов и паров топлива пропорционален температуре воздуха T_v в степени b и обратно пропорционален давлению p_v среды (в данном случае воздуха), в которой диффундируют газы (пары топлива),

$$D_c = D_{c0} \left(\frac{T_v}{T_0} \right)^b \frac{p_0}{p_v}, \quad (6.12)$$

где D_{c0} — коэффициент диффузии при атмосферном давлении p_0 и $T_0 = 293$ К, определяемый по справочной литературе; T_v , p_v — температура и давление воздуха; $b = 1,5 \dots 2,0$, можно принять $b \approx 1,7$ [6]. По данным [1], удовлетворительный результат дает формула $D_p = D_{p0} T_s^b / (273 p_v)$, где D_{p0} — коэффициент бародиффузии в атмосферных условиях. Кроме того, коэффициент диффузии, отнесенный к градиенту концентрации, связан с коэффициентом диффузии, отнесенным к градиенту давления, соотношением $D_c = D_p R T_s$. В предположении, что испарение — изотермический процесс, $T_s = T_v$ и $b = 2$, из (6.12) получаем приведенную формулу для коэффициента бародиффузии D_p , предложенную Д.Н. Вырубовым [1]. На практике удобнее использовать эмпирические формулы для расчета коэффициента диффузии (см. гл. 2).

Капля бензина радиусом $r_{k0} = 10$ мкм испаряется в течение времени τ , равного времени ее перемещения от форсунки, расположенной во впуск-

ной системе, до цилиндра двигателя. Скорость потока во впускной системе равна 80 м/с, а расстояние между форсункой и сечением впускного клапана — 0,5 м. Тогда $\tau = 0,5/80 = 0,00625$ с. Коэффициент диффузии бензина в воздухе (см. гл. 2) $D_c = 10^{-6}(8,4 + 0,043t) = 10^{-6}(8,4 + 0,043 \cdot 20) = 9,26 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, где $t = 20$ °С — температура бензина. Поправка на нестационарность процесса испарения, согласно (6.11),

$$\frac{r_{k0}}{\sqrt{\pi D_c \tau}} = \frac{0,00001}{\sqrt{3,14 \cdot 9,26 \cdot 10^{-6} \cdot 0,00625}} \approx 0,02, \text{ т. е. величины } \dot{m}_D \text{ и } \dot{m}_{D0}$$

различаются всего на 2%. В дизелях поправка на нестационарность процесса испарения каплей топлива также не превышает несколько процентов [20].

Для достоверной оценки приближения квазистационарности процесса испарения необходимо время τ , по истечении которого поправка $\frac{r_{k0}}{\sqrt{\pi D_c \tau}}$ принимает достаточно малое значение Δ , срав-

нить с временем $\tau_{\text{исп}}$ полного испарения. Например, реальная скорость испарения капли бензола (C_6H_6) через $0,25\tau_{\text{исп}}$ на 10% больше скорости испарения при стационарном процессе, и даже к концу процесса испарения их значения различаются примерно на 5%. Разность между скоростями испарения других компонентов моторных топлив увеличивается с уменьшением значения их коэффициента диффузии. Нестационарность процесса испарения каплей многокомпонентных жидкостей, какими и являются моторные топлива, кроме того, обусловлена изменением давления насыщения паров топлива с течением времени (по мере испарения), т. е. концентрация насыщенных паров есть функция времени, $C_s = f(\tau)$, что не учитывалось при выводе (6.10). Безусловно, дифференциальное уравнение (6.9) можно решить с учетом этого фактора, однако для этого потребуется задать концентрацию как функцию времени, определение которой для многокомпонентных топлив связано с большими трудностями. С достаточной для практики точностью примерно через $0,5\tau_{\text{исп}}$ процесс испарения многокомпонентного топлива можно считать квазистационарным [7].

В реальных условиях, в частности в поршневых двигателях, диффузия одновременно идет как на молекулярном, так и на молярном уровне. Молекулярная диффузия — весьма медленный процесс и для газовой смеси, например бинарной смеси воздух — водород при атмосферном давлении и температуре $t = 0$ °С, коэффициент молекулярной диффузии $D_{cm} = 5,472 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$. Коэффи-

коэффициент молекулярной диффузии, как и коэффициент теплопроводности, представляет собой физическую константу. Турбулентная диффузия — процесс обмена молями компонентов в движущейся среде, характеризуемый коэффициентом турбулентной диффузии D_{ct} , который зависит от гидродинамических условий. Коэффициент диффузии паров топлива в воздухе можно представить в виде суммы коэффициентов молекулярной и турбулентной диффузии, $D_c = D_{cm} + D_{ct} \approx D_{ct}$, так как в поршневых двигателях $D_{ct} \gg D_{cm}$.

6.3. Подобие процессов тепло- и массообмена. Стефанов поток

Суммарный перенос вещества в движущейся среде, т. е. конвективный массообмен, подчиняется законам, аналогичным законам конвективного теплообмена. Действительно, пусть p_{wp} — парциальное давление паров топлива над свободной поверхностью, т. е. поверхностью испарения, а p_{vp} — парциальное давление на удаленном расстоянии от поверхности испарения в воздушном потоке, тогда, согласно закону массообмена Дальтона, массовый расход диффундирующих в воздушном потоке паров топлива

$$\dot{m}_{исп} = \frac{dm_{исп}}{d\tau} = \beta_p (p_{wp} - p_{vp}) F, \quad (6.13)$$

где $m_{исп}$ — масса испарившихся паров топлива.

Согласно закону конвективного теплообмена Ньютона тепловой поток, подведенный в процессе испарения от нагретой газообразной среды к жидкости, температура поверхности которой соответствует температуре равновесного испарения, равен

$$q = \frac{dQ}{d\tau} = \alpha (T_b - T_{исп}) F. \quad (6.14)$$

Здесь Q — количество теплоты; T_b — температура воздуха в цилиндре двигателя (при внешнем смесеобразовании) или во впускном коллекторе (при внутреннем смесеобразовании) в момент впрыскивания топлива.

Сопоставление законов Дальтона и Ньютона указывает на подобие процессов тепло- и массообмена. Кроме того, коэффициент массообмена β_p (с/м), как и коэффициент теплоотдачи α (Вт/(м² · К)),

является характеристикой, зависящей не только от свойств жидкой и газообразной фаз топлива, но и от гидродинамических условий (скорость, масштаб и степень турбулентности).

На основе подобия процессов тепло- и массообмена был разработан метод расчета испарения капель распыленного топлива в поршневых двигателях [1]. Этот метод базируется на анализе результатов многочисленных экспериментальных и теоретических исследований реальных поршневых двигателей (в основном, дизелей) и моделирующих установок, а также на следующих предположениях.

1. Процесс прогрева капли топлива, благодаря большим значениям коэффициента конвективного теплообмена, осуществляется за малый промежуток времени, не превышающий время ее торможения. В связи с этим принята гипотеза о мгновенном нагреве поверхностного слоя капли до температуры равновесного испарения ($T_k = T_{исп}$) и последующем изотермическом испарении основной массы (ядра) капли. Градиентами температуры внутри капли пренебрегают ввиду ее небольших размеров и интенсивной теплоотдачи (в конце главы будет показано, что это предположение не всегда подтверждается на практике, особенно для капель больших размеров).

2. Процесс испарения капли топлива занимает гораздо больше времени, чем ее прогрев, и происходит в условиях конвективного теплообмена и молекулярной диффузии, т. е. радиационный теплообмен в процессе испарения капли не учитывается. Это объясняется тем, что, во-первых, подавляющее большинство капель топлива испаряется в диатермической среде воздуха еще до начала сгорания, а, во-вторых, в целом тепловое излучение продуктов сгорания [5], как и поверхности горячих стенок КС [8], невелико.

3. Относительной скоростью между каплей и воздушным потоком в течение всего процесса испарения для большей части капель можно пренебречь. При большой плотности воздуха в КС двигателя, например при наддуве, даже крупные капли топлива тормозятся очень быстро, правда, не следует считать, что они останавливаются рядом с форсункой. При нулевой относительной скорости капли перемещаются со скоростью воздушного потока. В реальных условиях зависимость тепло- и массообмена капли от ее относительной скорости проявляется в случае, если капля крупная и давление наддува низкое (относительно малая плотность воздуха).

Определим температуру равновесного испарения одиночной капли топлива диаметром a . Тепловой поток, подведенный к капле топлива, у которой температура поверхности равна температуре равновесного испарения, можно найти, используя (6.14). В то же время его можно выразить с помощью удельной энтальпии и массового расхода, $q = h\dot{m}_{исп}$. Тогда из (6.13) и (6.14) с учетом того, что $p_{wp} = p_s$, имеем

$$\text{Nu}\lambda(T_b - T_{исп}) = \text{Sh}D_p h(p_s - p_{вп}), \quad (6.15)$$

где $\text{Nu} = \frac{\alpha a}{\lambda}$ — число Нуссельта; $\text{Sh} = \frac{\beta_p a}{D_p}$ — число Шервуда

(диффузионное число Нуссельта); h — энтальпия паров жидкого топлива, $h = h_s + h_{пер.п} - h_r$, вычисляется как суммарная энтальпия насыщенного пара, перегретого пара и жидкого топлива при температуре впрыскивания. Совместно решая (6.5) и (6.15), получаем температуру капли, при которой она испаряется, $T_k = T_{исп}$.

Чтобы рассчитать число Нуссельта, воспользуемся формулами, приведенными в гл. 2, где, в частности, было показано, что вследствие малых размеров капель $\text{Re} \rightarrow 0$ и $\text{Nu} = 2$. Тогда на основе подобия процессов тепло- и массообмена принимаем, что $\text{Sh} = \text{Nu} = 2$ [15, 20, 25]. Это подтверждается также известной формулой Ранца и Маршалла:

$$\text{Sh} = 2 + 0,6(\text{Sc})^{1/3} (\text{Re})^{1/2},$$

где $\text{Sh} = v/D_c = \text{Pr}_D$ — число Шмидта (диффузионное число Прандтля).

Следует подчеркнуть, что рассмотренное подобие процессов тепло- и массообмена не учитывает так называемый Стефанов поток.

Как указывал Й. Стефан (1881), вблизи поверхности испаряющейся жидкости должно существовать гидродинамическое течение газообразной среды, направленное от поверхности. Возникновение такого течения связано со следующими особенностями диффузии в процессе испарения.

Поток пара, испаряясь с поверхности жидкости, беспрепятственно распространяется в газообразной среде — воздухе. Встречный воздушный поток не может проникать в жидкость, поэтому количество воздуха вблизи поверхности жидкости либо непрерыв-

но увеличивается, либо возникает обратный конвективный воздушный поток. Действительно, диффузионный поток воздуха, направленный к поверхности жидкости, компенсируется конвективным потоком паровоздушной смеси, направленным от жидкости в паровоздушную среду, который и называют Стефанов поток. Следовательно, он представляет собой гидродинамический поток среды, компенсирующий диффузию воздуха. Суммарный поток пара на границе раздела жидкой и газообразной фаз представим в виде суммы диффузионного и Стефанова потоков $u_{сг}$:

$$\sum q_p = \frac{\dot{m}_p}{F} = -D_{pp} \frac{dp_p}{dx} + \rho_p u_{сг}, \quad (6.16)$$

Аналогично суммарный воздушный поток на границе раздела фаз

$$\sum q_v = \frac{\dot{m}_v}{F} = -D_{pv} \frac{dp_v}{dx} + \rho_v u_{сг}, \quad (6.17)$$

и в отличие от суммарного потока пара равен нулю (в силу существующей компенсации, отмеченной выше). Тогда скорость Стефанова потока с учетом известного уравнения из молекулярно-кинетической теории газов, $D_{np} R_p T = D_{pv} R_v T$, а также при $p = p_v + p_p = \text{const}$

$$u_{сг} = -\frac{1}{\rho_v} D_{pp} \frac{dp_p}{dx} \frac{R_p}{R_v}, \quad (6.18)$$

Подставляя (6.18) в (6.16), окончательно получаем

$$\sum q_p = \frac{\dot{m}_p}{F} = -D_{pp} \frac{dp_p}{dx} \frac{p}{p_v}. \quad (6.19)$$

На основе анализа (6.19) можно сделать следующие выводы.

1. При возникновении Стефанова потока нарушается подобие процессов тепло- и массообмена, что подтверждается появлением нового критериального множителя p/p_v в (6.19), который отсутствует в классических законах Фурье и Фика. Этот множитель относится к числу определяющих критериев для учета Стефанова потока. При $p \approx p_v$ (что указывает на малое значение относительного парциального давления пара p_p/p). Стефановым потоком можно пренебречь и считать, что соблюдается подобие процессов тепло- и массообмена.

2. Стефанов поток не только непосредственно переносит вещество и теплоту, но и влияет на теплообмен, в частности в пограничном слое. Он направлен от поверхности жидкости, поэтому толщина теплового пограничного слоя увеличивается, а градиенты скорости потока и температуры смеси на границе раздела фаз уменьшаются, что приводит к уменьшению коэффициента теплоотдачи, в результате чего уменьшается и скорость испарения.

Подобие процессов тепло- и массообмена широко используют в тех случаях, когда его нарушение не оказывает существенного влияния на поток диффундирующего пара. Это подобие не является полным из-за наличия таких второстепенных причин, как различие между зависимостями подобных физических констант, например λ и D_p , от температуры и состава смеси.

6.4. Испарение капель топлива в объеме камеры сгорания

Очевидно, что наиболее высокая концентрация паров топлива C_s , соответствующая давлению насыщения, наблюдается на поверхности испарения, а по мере удаления от нее уменьшается. В основном это происходит в тепловом пограничном слое сравнительно небольшой толщины, называемом диффузионным, за пределами которого концентрация паров топлива принимает значение C_∞ и далее практически мало меняется. Отметим, что процесс диффузии в пограничном слое обусловлен разностью концентраций паров топлива и наличием градиента температуры, приводящего к термодиффузии и дополнительным молярным перемещениям паров топлива и воздуха в этом слое. При этом пары топлива, молярная масса которых больше, чем у воздуха, диффундируют в направлении теплового потока, а воздух диффундирует в сторону, противоположную тепловому потоку. В случае диффузии, например паров воды в воздухе, наблюдается обратная картина, так как молярная масса воды меньше молярной массы воздуха. Различают три случая процесса испарения топлива в поршневых двигателях в зависимости от толщины теплового пограничного слоя.

1. Испарение относительно холодного топлива в более нагретый воздух, когда температура на поверхности жидкости меньше, чем температура воздуха, и тепловой поток направлен от воздуха к испаряющемуся топливу, как, например, в двигателях с непосредственным впрыскиванием. Необходимая для испарения теп-

лота поступает из окружающего воздуха, нагретого в результате сжатия.

2. Испарение относительно нагретого топлива в более холодный воздух. Этот случай характерен для двигателей с внешним смесеобразованием и имеет место при испарении пленки бензина, образованной во впускном коллекторе и подогретой от горячей поверхности коллектора. В дизелях с пленочным смесеобразованием струя топлива, нанесенная на горячую поверхность стенки КС, также подогревается от нее, тем не менее температура сжатого воздуха в момент подачи топлива обычно выше температуры поверхности стенки КС и топливо испаряется в среду, температура которой превышает температуру топлива.

3. Испарение в условиях, когда температура на поверхности топлива и температура окружающего его воздуха примерно одинаковы, например во впускной системе двигателей с внешним смесеобразованием. В этом случае тепловой пограничный слой и соответственно тепловой поток практически отсутствуют. Теплообмен не играет существенной роли, интенсивность испарения относительно невысокая. Процессы испарения топлива и диффузии паров в воздухе начинаются во впускной системе, продолжают в цилиндре во время впуска и завершаются к концу сжатия, когда температура среды уже высокая и поэтому времени вполне достаточно для образования гомогенной смеси.

Таким образом, в поршневых двигателях к капле топлива тепловой поток подводится от нагретых окружающего воздуха, поверхности стенки КС или и от воздуха, и от стенки. В связи с этим температура капли топлива возрастает до температуры равновесного испарения, после чего начинается процесс испарения, который продолжается до ее полного превращения в пар. Следовательно, процесс преобразования капли жидкого топлива в пар можно подразделить на два периода — подогрев и испарение. Пренебрегая радиационным теплообменом, запишем уравнение энергии для капли топлива

$$\alpha(T_b - T_k)F = c_{pT}\rho_T V \frac{dT_k}{d\tau}, \quad (6.20)$$

где для сферической капли $F = \pi a_k^2$ и $V = \frac{\pi a_k^3}{6}$. Тогда время, в течение которого капля топлива прогревается до температуры $T_k = T_s$,

$$\tau_s = \frac{a}{6} c_{pT} \rho_T \int_{T_{к0}}^{T_s} \frac{dT_k}{\alpha(T_B - T_k)}, \quad (6.21)$$

где $T_{к0}$ — начальная температура капли. Ясно, что учет конечной скорости прогрева капли улучшает согласование результатов расчета с экспериментальными характеристиками, особенно когда рассматривается испарение крупных капель в относительно мало-подвижной воздушной среде с высоким давлением. Как отмечалось ранее в методе Вырубова, допускается, что $\tau_s \rightarrow 0$.

Температуру насыщения капли дизельного топлива в зависимости от параметров p_B (в бар), T_B в цилиндре двигателя можно вычислить с помощью соотношения

$$T_s = 462 p_B^{0,043} + 0,06(T_B - 673), \quad (6.22)$$

полученного по результатам экспериментальных исследований в диапазоне температур $T_B = 623 \dots 873$ К.

По достижении температуры T_s начинается процесс испарения капли топлива, и закон сохранения массы в этом случае имеет вид

$$\frac{dm_{к\text{ исп}}}{d\tau} = -\frac{dm_k}{d\tau}. \quad (6.23)$$

Изменение массы капли сферической формы $\frac{dm_k}{d\tau} = \frac{\rho_T dV_k}{d\tau} =$

$= \frac{\pi}{2} \rho_T a_k^2 \frac{da_k}{d\tau}$. Согласно (6.13) площадь поверхности испарения

$F = \pi a_k^2$, тогда из (6.23) получаем дифференциальное уравнение для скорости испарения (скорости уменьшения диаметра) капли

$$\frac{da}{d\tau} = -\frac{C}{a_k}, \quad (6.24)$$

где $C = \frac{8D_p(p_{wp} - p_{вp})}{\rho_T}$. Интегрируя (6.24) в интервале значений

от $\tau = 0$ (соответствует началу испарения, когда диаметр капли $a_k = a_{к0}$) до τ (соответствует текущему моменту испарения, когда диаметр капли $a_k = a_{к\tau}$), получаем время, в течение которого диа-

метр капли в результате испарения уменьшился от значения $a_{к0}$ до значения $a_{к\tau}$,

$$\tau = \frac{a_{к0}^2 - a_{к\tau}^2}{C}, \quad (6.25)$$

Учитывая, что $p_{wp} \gg p_{вp}$ и $p_{wp} = p_s$, запишем (6.25) как функцию температуры T_k и давления p_B

$$C = \frac{8D_{p0}}{\rho_T} \frac{T_k}{273} \frac{1}{p_B} A \exp\left(-\frac{B}{T_k}\right), \quad (6.26)$$

где $D_p = D_{p0} T_k / (273 p_B)$; $Sh = \frac{\beta_p a_k}{D_p} = 2$.

Соотношение (6.25) описывает закон Срезневского. Очевидно, что при $a_{к\tau} \rightarrow 0$ время полного испарения капли топлива

$$\tau_{\text{исп}} = \frac{a_{к0}^2}{C}. \quad (6.27)$$

Ясно, чем выше давление воздуха в цилиндре, тем медленнее протекает процесс испарения капли. С помощью (6.25) найдем часть массы капли топлива, которая испарилась к моменту времени $\tau > 0$. Пусть при $\tau = 0$ капля топлива диаметром $a_{к0}$ имеет массу $m_k = m_{к0}$. Тогда в момент времени $\tau > 0$ относительная масса испаряющегося

топлива $\bar{m}_{\text{исп}\tau} = \frac{m_{\text{исп}\tau}}{m_{к0}} = 1 - \frac{m_{к\tau}}{m_{к0}} = 1 - \frac{a_{к\tau}^3}{a_{к0}^3}$, где $m_{к\tau} = m_{к0} - m_{\text{исп}\tau}$ —

масса капли при $\tau > 0$. Подставляя в это выражение величину $a_{к\tau}$ из (6.25), получаем

$$\bar{m}_{\text{исп}\tau} = 1 - \left(1 - \frac{C\tau}{a_{к0}^2}\right)^{\frac{3}{2}}. \quad (6.28)$$

При $\tau = \tau_{\text{исп}} = \frac{a_{к0}^2}{C}$ из (6.28) следует, что $\bar{m}_{\text{исп}\tau} = 1$, это условие соответствует полному испарению капли. Поскольку $\rho_T = \text{const}$, объемная доля топлива, испарившегося из капли к моменту времени τ ,

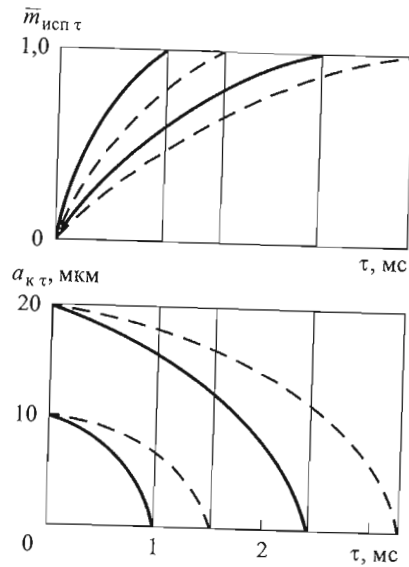


Рис. 6.2. Изменение величин $\bar{m}_{исп \tau}$ и $a_{k \tau}$ в процессе испарения при $p_n = 30$ бар:
 — — $T_0/T_\tau = 1,9$; - - - - $T_0/T_\tau = 1,7$

ное в результате испарения всех каплей с начальным диаметром a_{k0} , число которых равно $N a_{k0}$ в момент времени τ ,

$$\sum V_{исп \tau} = V_{исп \tau} N a_{k0} = a_{k0}^3 \left[1 - \left(1 - \frac{C\tau}{a_{k0}^2} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \frac{V_\tau}{a_*^n} n \int_0^{a_0} a_*^{n-4} \exp\left(-\frac{a_{k0}}{a_*}\right)^n da_{k0}, \quad (6.30)$$

где $N a_{k0} = \frac{6n V_\tau}{\pi a_*^n} \int_0^{a_0} a_*^{n-4} \exp\left(-\frac{a_{k0}}{a_*}\right)^n da_{k0}$ и определяется на основе закона статистического распределения Розина — Рамлера (см. гл. 5); V_τ — объемное количество распыленного топлива в момент времени τ . Отметим, что в формулах статистического распределения каплей по размерам в предыдущей главе через a был обозначен диаметр капли после распада струи или вторичного дробления. Поскольку при распаде струи топлива процесс испарения каплей

$$\bar{V}_{исп \tau} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{V_{исп \tau}}{V_{k0}} = 1 - \left(1 - \frac{C\tau}{a_{k0}^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (6.29)$$

где $V_{k0} = \frac{\pi a_{k0}^3}{6}$ — начальный объем капли топлива.

Время, в течение которого капля топлива испаряется, в поршневых двигателях зависит от отношения температур T_b/T_{k0} , и чем больше его значения, тем быстрее идет процесс испарения (рис. 6.2). Однако после начала процесса сгорания температура воздуха уже не играет существенной роли, так как тут более influentialными становятся высокие локальные температуры.

Суммарное объемное количество паров топлива, полученное в результате испарения всех каплей с начальным диаметром

топлива в гл. 5 не рассматривали, то начальный диаметр капли обозначим a_k , здесь $a_k \in [a_{k0}, 0]$ — диаметр капли в текущий момент времени. Если процесс испарения осуществляется после окончания впрыскивания, т. е. $\tau > \tau_{к.впр}$, где $\tau_{к.впр}$ — момент времени, соответствующий окончанию впрыскивания, то очевидно, что $V_\tau = V_{впр \tau} = V_u$.

Для расчета количества паров топлива, образующихся в процессе испарения, например, относительного количества топлива, испарившегося в период задержки воспламенения, необходимо знать статистическое распределение каплей топлива по размерам. Наибольшее влияние на количество топлива, испарившегося за определенный промежуток времени, оказывает характерный размер a_k капли, а также характеристика распределения n ; в несколько меньшей степени — температура T_b и давление p_b воздуха. Далее будет показано, что для учета влияния Стефанова потока достаточно ввести произведение коэффициента диффузии D_p и отношения p/p_b . По мере испарения топлива может происходить его фракционирование, учет которого при определении количества испарившегося топлива, применяемого в быстроходных дизелях, не играет существенной роли. При использовании тяжелых дизельных топлив, как показали исследования, проведенные в МГТУ им. Н.Э. Баумана профессором О.Б. Леоновым [1], фракционирование может оказать значительное влияние. В настоящее время неравномерность температуры в различных зонах топливного факела можно оценить только приближенно, используя, например, результаты работ Ю.Б. Свиридова [15].

6.5. Испарение капель топлива на нагретой поверхности стенки камеры сгорания

Рассмотренные выше закономерности, в частности закон Срезневского, учитывают основные факторы, от которых зависит процесс испарения капли топлива в воздушной среде. В случае попадания капли топлива на нагретую поверхность стенки КС процесс ее испарения осуществляется несколько иначе: увеличивается теплопередача от нагретой поверхности стенки КС каплям топлива, что способствует образованию между ними и этой поверхностью слоя пара, т. е. паровой «подушки», на которую опи-

рается капля. Возникает сила реакции, под действием которой капли деформируются. Сферические капли малых размеров принимают форму сфероида. В каплях больших размеров возникающие колебательные процессы сжатия и расширения приводят к тому, что их конфигурация меняется, например, капли принимают форму звезды, звездчатого диска и пр. В поршневых двигателях это явление не наблюдается, прежде всего вследствие малых размеров капель и ограниченного времени пребывания в контакте с горячей поверхностью стенки КС. Внутри капли возникает циркуляция жидкого топлива, которая обусловлена разностью поверхностного натяжения в верхней части капли, где его значение больше, и в нижней, которая нагрета сильнее. При этом возникает различие между локальными плотностями жидкости в капле, что также увеличивает циркуляцию. Очевидно, что циркуляция способствует образованию однородного температурного поля в капле топлива.

Испарение капель топлива на горячей поверхности стенки КС имеет место во многих типах поршневых двигателей. Исследования этого процесса впервые стали проводить с появлением двигателей с пленочным смесеобразованием, в частности двигателей с М-процессом. Основное внимание уделялось определению оптимальной температуры поверхности, при которой скорость испарения была максимальной, однако физическая сторона вопроса практически не рассматривалась, или рассматривалась поверхностно.

Попытка обстоятельного исследования испарения капель на поверхности стенки КС поршневого двигателя была предпринята в работе [27]. Интересные результаты по исследованию испарения капель дизельного топлива на горячей поверхности жаропрочной вставки вихревой КС приведены в [16]. Результаты этих исследований позволяют утверждать, что время полного испарения, прежде всего, зависит от температуры поверхности. Зависимость $\tau_{\text{исп.к}} = f(t_w)$ (рис. 6.3) получена по результатам экспериментальных исследований, проведенных в термобарокамере [16]. Отметим, что такие исследования обычно проводят с использованием капель топлива равных размеров и прочих одинаковых условий для различных значений температуры поверхности стенки. На рис. 6.3 выделены три области испарения одиночной капли топлива на горячей поверхности.

Область пузырькового кипения (1); температура поверхности стенки t_w незначительно превышает температуру насыщения T_s ,

капля растекается по поверхности, и в ней начинается пузырьковое кипение, т.е. испарение по всему объему капли внутри образующихся при этом пузырьков пара. Такой режим испарения иногда называют контактным, подчеркивая при этом, что капля непосредственно контактирует с поверхностью. При дальнейшем повышении температуры нагретой поверхности стенки теплопередача к капле топлива увеличивается и время полного испарения уменьшается. Оно достигает минимального значения при температуре стенки $t_w = t_{\text{кр1}}$, называемой *первой критической температурой*, или *первой температурой Лейденфроста*.

Переходная область (2); при повышении температуры поверхности, $t_w > t_{\text{кр1}}$, начинают проявляться признаки сфероидального состояния, капля уже не растекается на поверхности, но и пока еще не опирается на слой пара, она частично контактирует с нагретой поверхностью. По мере роста температуры t_w сфероидальное состояние становится более устойчивым, теплопередача от нагретой поверхности стенки к капле уменьшается и время полного испарения увеличивается. При температуре $t_w = t_{\text{кр2}}$ (*вторая критическая температура*, или *вторая температура Лейденфроста*) наступает режим устойчивого сфероидального состояния (3) и капля отделяется от поверхности стенки слоем пара толщиной δ_n . Эта область разделяет режимы смачивания капель поверхности и сфероидального состояния и соответствует переходному режиму.

Область сфероидального состояния (3); при $t_w > t_{\text{кр2}}$ и дальнейшем росте температуры поверхности время полного испарения уменьшается, однако темп его уменьшения невысок.

Переходная область определяется значениями температуры $t_{\text{кр1}}$ и $t_{\text{кр2}}$, характеризующими максимальную и минимальную скорость испарения топлива соответственно. В вихревой КС двигателя на поверхности жаропрочной вставки, температура которой

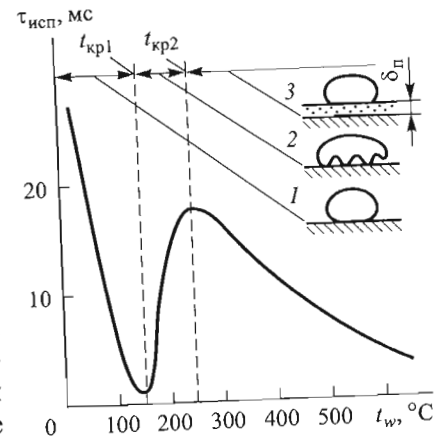


Рис. 6.3. Зависимость времени полного испарения капель топлива от температуры поверхности

иногда превышает температуру воздуха к концу процесса сжатия, образуется топливная пленка, представляющая собой скопление капель диаметром 1,00...250 мкм. Максимальная толщина пленки составляет ~200...250 мкм, что соответствует максимальным размерам капель в топливном факеле при штифтовом распылителе. В топливной пленке капли отделены друг от друга, а также от поверхности стенки слоем пара. Установлено, что $\tau_{\text{исп}} \rightarrow \tau_{\text{исп min}}$ при $t_w = 150^\circ\text{C}$ или при $t_w > 600^\circ\text{C}$ [16]. В случае попадания топлива на стенку КС с температурой поверхности $t_w < 100^\circ\text{C}$ (режим холодного пуска) время полного испарения капель увеличивается в несколько раз. В целом продолжительность испарения в объеме вихревой КС значительно меньше, чем в топливной пленке. Это объясняется тем, что в объеме КС в основном концентрируются капли размером $a_k \leq 50$ мкм, скорость испарения и сгорания которых относительно мало зависит от турбулентности среды. При постоянной скорости обдува каплю воздушным потоком продолжительность полного испарения капель диаметром от 60 мкм до $a_k = 240$ мкм изменяется примерно в 20 раз, но практически остается неизменной при $a \leq 60$ мкм. Соответственно в поршневых двигателях с объемно-пленочным смесеобразованием в большей степени необходимо воздействовать на процессы испарения на поверхности стенки, чем в объеме КС. Согласно экспериментальным исследова-

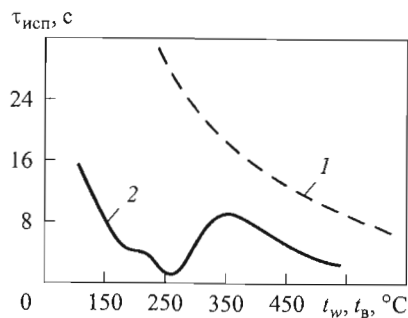


Рис. 6.4. Изменение времени полного испарения капель топлива (C_7H_{16}) массой $m_k = 4$ мг в зависимости от температур t_b и t_w :

1 — испарение в воздухе (расчет); 2 — испарение на поверхности (эксперимент)

дованиям [27], проведенным в условиях, когда $t_b = t_w$, во всем исследуемом диапазоне значений этих температур (100...600 °C) скорость испарения капель топлива на поверхности КС всегда больше скорости испарения в объеме КС. Максимальная скорость испарения капель топлива на поверхности стенки КС, соответствующая первой температуре Лейденфроста, $t_{\text{кр1}} = 250^\circ\text{C}$ и практически в 70 раз выше, чем в нагретой до такой же температуры в газовой среде (рис. 6.4). Эксперименты проводились с

каплями нормального гептана (C_7H_{16}) в модельных условиях, отличающихся от реальных условий в поршневых двигателях, тем не менее они дают четкую характеристику испарения капель топлива на поверхности и в объеме КС.

В поршневых двигателях, особенно в двигателях с внутренним смесеобразованием, время, отведенное на смесеобразование, ограничено. Поэтому для сокращения времени задержки воспламенения желательно, чтобы испарение капель топлива проходило в области с температурой $t_{\text{кр1}}$, которая зависит от многих факторов: от теплофизических свойств материала поверхности, от состояния поверхности, от состава и состояния паровоздушной и газовой среды над поверхностью испарения. Эксперименты, проведенные на нагретых поверхностях стенок КС из различных металлов, показывают, что при использовании металлов с большой теплопроводностью скорость испарения увеличивается. Однако первичным и главным фактором, определяющим значения $t_{\text{кр1}}$, $t_{\text{кр2}}$, являются физические свойства жидкого топлива.

Испарение капель топлива на поверхности впускного трубопровода бензиновых двигателей с внешним смесеобразованием, как и испарение в объеме впускной системы в целом, происходит при более низких температурах, чем в КС двигателей с внутренним смесеобразованием (бензиновых или дизелей). При этом в зависимости от скорости испарения поступающая в цилиндр топливоздушная смесь может иметь состав, приводящий к неполному сгоранию топлива. Экспериментальное исследование испарения C_7H_{16} показали, что для обеспечения наиболее быстрого испарения температура поверхности впускного коллектора должна лежать в диапазоне значений 115...125 °C. Обычно она ниже первой температуры Лейденфроста, и поэтому капли топлива на поверхности впускного коллектора образуют подвижную топливную пленку, что с точки зрения экологических и эффективных показателей двигателя является нежелательным явлением. В то же время повышенная температура стенок во впускной системе приводит к подогреву заряда, снижению его плотности и ухудшению наполнения двигателя.

При впрыскивании топлива в КС двигателя, как уже отмечалось, вблизи распылителя струя жидкого топлива распадается и образуется многофазная турбулентная струя из смеси воздуха, паров

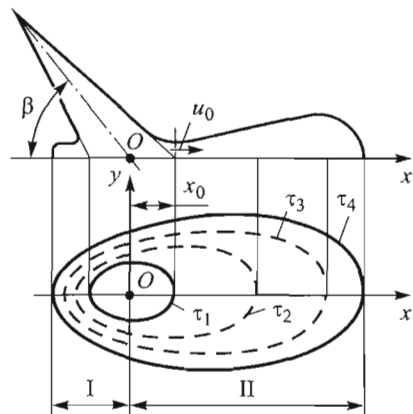


Рис. 6.5. Схема образования подвижной топливной пленки на поверхности стенки КС

и капле топлива. Минимальный расход топлива в двигателе с объемным смесеобразованием достигается, если в период задержки воспламенения топливный факел приближается к поверхности стенки КС, но не контактирует с ней, а в двигателях с объемно-пленочным и пленочным смесеобразованием — если топливный факел контактирует со стенкой КС до момента воспламенения. В последнем случае топливный факел, направленный под углом $\beta < 90^\circ$, после удара о поверхность стенки КС распространяется на ней в виде плоского слоя, имеющего форму сильно вытянутого эллипса (рис. 6.5). На рисунке выделены два характерных участка: I — непрерывно «наполняющийся» участок с практически неподвижными границами, соответствующий площади ядра топливного факела конусной формы; II — участок с подвижными границами, преимущественно перемещающийся от границы раздела первого участка в направлении движения топливного факела. Слой, образовавшийся на поверхности стенки, представляет собой многофазную систему, состоящую из отдельных и слившихся групп капель топлива (жидкие участки в виде пленок) и движущегося над ними паровоздушного потока с распределенными в нем каплями. Этот слой характеризуется температурной неоднородностью как в продольном, так и в поперечном направлениях. Причиной поперечного градиента температуры является взаимодействие верхней части слоя с газовой средой, а нижней — с нагретой поверхностью стенки КС. В процессе смесеобразования таким образом происходят накопление топлива на отдельных участках поверхности стенки КС, непрерывный нагрев, испарение и диффузия образующихся паров топлива в воздушном потоке. Очевидно, что интенсивность этих процессов зависит от параметров состояния газовой среды, направления и скорости ее движения, уровня температуры поверхности стенки КС.

Тонкая топливная пленка испаряется относительно медленно, если температура поверхности стенки КС ниже температуры кипения топлива. Когда температура поверхности выше, чем температура кипения топлива, испарение этой пленки зависит от плотности теплового потока и происходит в соответствии с механизмом либо пузырькового, либо пленочного кипения. В первом случае топливо непосредственно контактирует с поверхностью, а во втором — между ними образуется слой пара, т. е. физическая картина такая же, как и в случае испарения капель топлива на горячей поверхности стенки КС. Конечно, здесь также существует переходный режим испарения и очевидно, что температура кипения и скорость испарения зависят от давления в цилиндре двигателя.

Скорость испарения топливной пленки на нагретой поверхности стенки КС, тем самым и скорость смесеобразования в целом, не только зависит от температуры стенки, но и от температуры на поверхности топливной пленки, площади поверхности испарения (площади топливной пленки). Несмотря на то что исследования процессов взаимодействия струи топлива со стенкой КС и испарения топливной пленки на ее нагретой поверхности проводятся довольно интенсивно [9, 12, 16, 22, 26], надежных теоретических методов для расчетов параметров этих процессов пока не существует. В связи с этим разработчики двигателей используют либо результаты экспериментальных исследований, либо упрощенные модели. В МГТУ им. Н.Э. Баумана были выполнены экспериментальные исследования, связанные с изучением динамики роста площади $F_{т.пл}$ топливной пленки в процессе впрыскивания топлива, и получено соотношение

$$F_{т.пл} = 2 \cdot 10^{-4} (64,5 + \beta)(335 + t_w)(110 - p_b) \tau^{1,1}, \quad (6.31)$$

где $F_{т.пл}$ в мм²; $\beta = 10 \dots 30^\circ$; $t_w = 18 \dots 300^\circ\text{C}$; $p_b = 1 \dots 30$ бар; τ — время, отсчитываемое от момента удара струи топлива о поверхность, значение которого в экспериментах изменялось в диапазоне $\tau = 0 \dots 2,0$ мс. Площадь поверхности топливной пленки иногда называют площадью орошения [16]. Топливная пленка имела форму эллипса, изменение длин осей которого (как большой, так и малой) с течением времени описывается уравнением вида $l = A\tau^B$, где A, B — постоянные коэффициенты, зависящие от условий в цилиндре двигателя. Эллиптическая форма топливной пленки подтверждается и другими исследованиями [16], по результатам которых

предложены эмпирические формулы для определения площади испарения. Рост площади поверхности топливной пленки с повышением температуры поверхности стенки КС объясняется уменьшением вязкости топлива.

Пленка бензина формируется несколько иначе, чем пленка дизельного топлива. Площадь поверхности пленки бензина при $t_w > 100$ °С меньше, чем при $t_w < 100$ °С, поскольку при низких температурах вязкость бензина низкая. Уменьшение же площади поверхности пленки бензина при $t_w > 100$ °С — результат роста скорости испарения, ограничивающего его растекание по стенке КС. При повышении температуры поверхности примерно до 200 °С время существования пленок бензина и дизельного топлива сокращается. Однако скорость испарения пленки дизельного топлива почти на порядок ниже скорости испарения пленки бензина. При повышении давления в цилиндре двигателя увеличивается сопротивление воздуха, приводящего к снижению скорости движения топливного факела к поверхности КС и, как следствие, к уменьшению площади поверхности пленки топлива. Например, при повышении давления воздуха от 1,0 до 30 бар скорость движения пленки дизельного топлива в направлении впрыскивания уменьшается почти в 2 раза. Аналогичным образом влияет и угол впрыскивания: при неизменном расстоянии от распылителя до поверхности стенки КС увеличение этого угла (см. рис. 6.5) приводит к сокращению пути свободного полета топливного факела, увеличению скорости его подхода к поверхности, а значит, и скорости движения топливной пленки. При этом ширина факела при ударе о поверхность в меньшей степени влияет на эти показатели. Следует отметить, что изменение угла впрыскивания оказывает большое влияние на соотношение вкладов объемных и поверхностных процессов смесеобразования. С увеличением доли объемного смесеобразования «жесткость» работы двигателя возрастает, так как скорость сгорания не ограничивается условием развития топливной пленки. Существенное влияние на скорость испарения топливной пленки может оказывать также воздушный поток над топливной пленкой. Попутный поток способствует увеличению скорости топливного факела, скорости растекания топлива и скорости роста площади поверхности пленки. Интенсивность обдува в зависимости от направления теплового потока на границе раздела жидкое топливо — воздух влияет на тепловое состояние топлив-

ной пленки. В частности, если температура воздушного потока ниже температуры на поверхности топливной пленки, то она охлаждается, что приводит к увеличению вязкости топлива. Температура свободной поверхности топливной пленки, помимо влияния на интенсивность теплообмена с газовой средой, обуславливает давление насыщения, коэффициент диффузии и т. д. Измерить температуру непосредственно на поверхности топливной пленки со стороны газовой среды довольно трудно, поэтому целесообразно применить, по возможности, простую математическую модель. Анализ скорости движения топливной пленки, а также скорости обдуваемого ее воздушного потока позволяет рассматривать пленку в виде неподвижного обтекаемого слоя (рис. 6.6) и задачу об определении температуры на поверхности топливной пленки свести к задаче об определении температуры контакта, решение которой изложено в [8].

На практике формулы типа (6.31) позволяют не только рассчитывать оптимальные для процесса впрыскивания значения параметров β , t_w , p_b , но и выбирать конструкцию распылителя для многодырчатой форсунки и его месторасположение в цилиндре двигателя так, чтобы не происходило взаимного наложения топ-

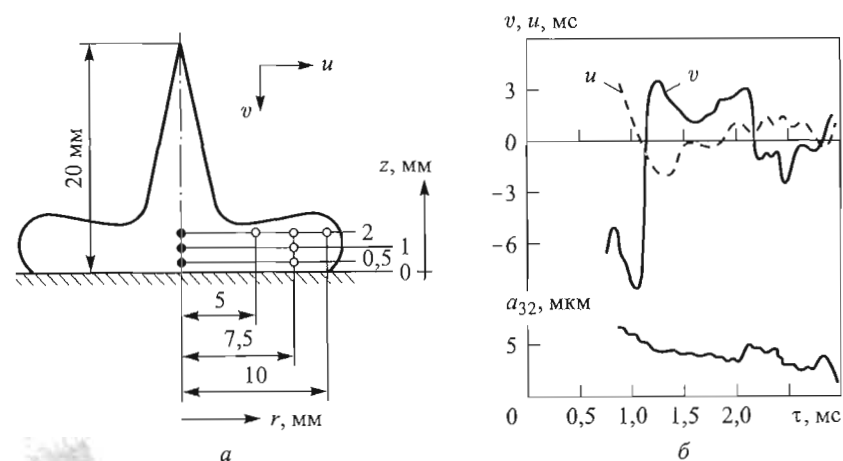


Рис. 6.6. Схема расположения точек измерения локальных параметров топливного факела (а) и результаты измерения в одной из точек (б):

$r = 7,5$ мм; $z = 2$ мм; $p_{впр} = 800$ бар; $\mu_c = 0,77$; $l_c = 0,95$ мм; $d_c = 0,145$ мм; $p_b = 50$ бар; $T_b = 723$ К; $\rho_b = 24$ кг/м³; $T_w = 453$ К; ● — точки измерения величин v и a_{32} ; ○ — величин u и a_{32}

ливных пленок. Кроме того, с их помощью можно наметить пути возможного изменения конструкционных факторов (распылитель, КС), температурного режима поверхности стенки КС и условий топливоподачи при проектировании двигателей с пленочным смесеобразованием.

Экспериментальные исследования развития топливной пленки на достаточном удалении от точки встречи топливного факела с поверхностью стенки КС показывают, что свободная поверхность пленки параллельна плоскости растекания и радиальная составляющая вектора скорости ее движения намного превышает осевую, т. е. $u \gg v$. Для тонкой топливной пленки с малой кривизной свободной поверхности изменение скорости ее движения по толщине пленки незначительно и переменную по толщине пленки скорость можно заменить средней по толщине пленки скоростью. Рассматривая движение топливной пленки в направлении x (см. рис. 6.5), уравнение количества движения запишем в виде

$$u \frac{du}{dx} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + F_{\text{тр}}, \quad (6.32)$$

где $F_{\text{тр}} = -\frac{c_f}{8} \frac{u^2}{R_{\text{гидр}}}$ — сила трения. Гидравлический радиус потока топлива со свободной поверхностью и небольшой глубиной равен глубине потока жидкости, т. е. в данном случае толщине $\delta_{\text{ж}}$ слоя жидкого топлива $R_{\text{гидр}} = \delta_{\text{ж}}$. Коэффициент сопротивления трения для жидкого топлива выражается как функция числа Рейнольдса, $c_f = AR_{\text{е}}^n$, где $Re = \frac{u\delta_{\text{ж}}}{\nu}$. Объемный расход жидкого топлива, движущегося на свободной поверхности в направлении x со скоростью u , $\dot{V}_{\text{ж}} = u\delta_{\text{ж}}2y$, где $2y$ — ширина топливной пленки. В то же время площадь поверхности, которую занимает топливная пленка в форме эллипса, $F = \frac{1}{4}\pi(x+x_0)2y$, где $(x+x_0) \approx l_1$, $l_2 = 2y$ — большая и малая оси эллипса соответственно. С учетом этих выражений сила трения

$$F_{\text{тр}} = -B(x+x_0)^{n-1}u^3, \quad (6.33)$$

где $B = \frac{A}{8\nu^n} \left(\frac{\pi\dot{V}_{\text{ж}}}{4F} \right)^{n-1}$. Подставляя это выражение в (6.32) и интегрируя его от начальной скорости u_0 (при $x = x_0$) до ее текущего значения u для безградиентного течения $\frac{dp}{dx} = 0$, получаем скорость движения топливной пленки

$$u = \frac{u_0}{1 + \frac{B}{n} \left[(x+x_0)^n - (2x_0)^n \right]}. \quad (6.34)$$

Формула (6.34) соответствует реальной (эллиптической) форме топливной пленки и отличается от формулы, полученной в [9] на основе допущения о том, что объемные расходы движущегося на поверхности стенки КС топлива в направлениях x и y равны. Такое допущение означает, что площадь поверхности, занимаемой топливной пленкой, имеет форму круга. Очевидно, что при $x = x_0$ из (6.34) следует, что $u = u_0$.

Исследование локальных скоростей в тонких топливных пленках связано с применением современных высокоточных методов измерения, прежде всего, *методов лазерно-доплеровской анемометрии и флуоресценции* [22]. В частности, с помощью метода лазерно-доплеровской анемометрии измеряют локальные скорости и размеры капель, а метод флуоресценции [7] используют для визуализации парожидкостной фазы. На рис. 6.6, а показана схема расположения фиксированных точек измерения, в которых определялся средний диаметр Заутера a_{32} , а также скорость движения топливного факела в осевом и радиальном направлениях по отношению к поверхности стенки КС. Кроме того, приведены графики изменения этих параметров с течением времени для одной из точек измерения (см. рис. 6.6, б). Время, указанное на графиках, отсчитывается от момента начала впрыскивания.

Согласно результатам измерения топливный факел представляет собой турбулентную газокпельную среду с ярко выраженными вихревыми структурами, в которой вихри интенсивно вращаются. По мере удаления от оси топливного факела их вращение замедляется, расширяющийся факел под действием окружающего воздуха тормозится и происходит диссипация вихрей. Вихревая

структура топливного факела сохраняется и после его преобразования в пристеночную струю топлива, в которой изменение как осевой, так и радиальной составляющих вектора локальной скорости характеризуется изменением знака (см. рис. 6.6, б), т. е. изменением направления движения капель топлива.

В точках, расположенных на оси топливного факела вблизи поверхности стенки КС (см. рис. 6.6), определялось отношение числа капель с отрицательной осевой составляющей вектора скорости (капель, направленных от стенки) к числу капель с положительной осевой составляющей вектора скорости (капель, направленных к стенке). Это отношение, называемое степенью отражения, на оси топливного факела $r = 0$ и на расстоянии от стенки $z = 0,5$ мм составляет около 27 %, при $z = 1$ мм — 12 %, а при $z = 2$ мм — всего 2 %. Следовательно, отскочившие от поверхности стенки капли в основном сосредоточены в тонком пристеночном слое, и только небольшое их количество выходит за его пределы. В результате обработки экспериментальных данных было установлено, что до попадания на поверхность стенки средняя скорость капли диаметром $a_{32} = 4,5$ мкм $v \approx 11$ м/с в точке ($z = 2$ мм, $r = 0$); $v \approx 7$ м/с — ($z = 1$ мм, $r = 0$) и $v \approx 3$ м/с — ($z = 0,5$ мм, $r = 0$). После взаимодействия со стенкой (т. е. в обратном направлении) $v \approx -1,5$ м/с ($z = 2$ мм, $r = 0$); $v \approx -1,1$ м/с ($z = 1$ мм, $r = 0$) и $v \approx -1,0$ м/с ($z = 0,5$ мм, $r = 0$). В случае изменения условий эксперимента, например давления впрыскивания, геометрических размеров распылителя и других параметров, их абсолютные значения, безусловно, изменяются, однако тенденция их изменений остается прежней [22].

В периферийной зоне пристеночной области ($z = 2$ мм, $r = 7,5$ мм) обе составляющие вектора скорости меняют знак, несмотря на то что активного отскока капель в этой зоне не должно быть. Изменение направления радиальной и осевой составляющих вектора скорости указывает на существование вихревых структур в топливной пленке. Определение составляющих вектора скорости в точках измерения подтверждает ротацию суммарного вектора. Это также является результатом действия вихревой структуры пристеночного слоя. Попадая в воздушные вихри, капли топлива, средние размеры которых небольшие (см. рис. 6.6, б), вращаются по инерции с вихрем. Одновременно происходит испарение капель топлива. В связи с этим размеры капель по истечении времени уменьшаются, однако в отдельных случаях небольшое повышение

их размеров можно объяснить явлением коагуляции (см. рис. 6.6, б). В целом развитие топливной пленки происходит в радиальном направлении, суммарный вектор радиальной скорости по мере удаления от оси топливного факела к периферии постепенно уменьшается и в конце, как и интенсивность вихревого движения, становится равным нулю (см. (6.34)).

6.6. Расчет пограничного слоя при наличии топливной пленки

Исследование пограничного слоя в потоке топливовоздушной смеси при наличии топливной пленки является актуальным не только для двигателей с внутренним (объемно-пленочным или объемным смесеобразованием), но и для двигателей с внешним смесеобразованием. В этих двигателях возникают проблемы, связанные с образованием топливной пленки, движущейся вдоль стенок впускного канала. В карбюраторных двигателях топливная пленка главным образом возникает за счет внезапного обогащения смеси, когда дроссельная заслонка быстро открывается, что сразу же приводит к увеличению воздушного потока, тогда как для изменения подачи топлива требуется больше времени. При этом происходит временное обеднение смеси, что может привести к пропуску вспышек, а также к падению мощности и повышению содержания токсичных веществ в выпускных газах. Этому явлению способствуют также центробежные силы, действующие в потоке топливовоздушной смеси, особенно на криволинейных участках и поворотах впускного тракта. В современных инжекторных двигателях с впрыскиванием бензина во впускную систему, несмотря на хорошее распыливание, часть топлива попадает на стенки впускных каналов и образует на них топливную пленку. В некоторых случаях во избежание обеднения смеси на установившихся режимах работы двигателя недостающее в ней топливо компенсируется подачей через дополнительную форсунку, расположенную во впускной системе. При использовании других типов топлива, например спиртового, которое отличается от бензина испаряемостью, эта проблема усугубляется.

Расчетно-теоретические исследования динамики топливной пленки на основе фундаментальной теории пограничного слоя [2, 11, 17, 19], как это показано в [3], требуется дополнить рядом

уточнений, обусловленных наличием топливной пленки. Из работ этого направления прежде всего следует назвать [16], в которой практически без изменения используются результаты, полученные в [3]. Исследования [21, 23, 24] посвящены расчету массы топлива, которое за цикл оседает на поверхности впускной системы, и попытками его компенсации.

В настоящем разделе изложен метод расчета динамического и теплового пограничного слоев в потоке топливовоздушной смеси при наличии топливной пленки. Результаты решения могут быть использованы для исследования топливной пленки как на поверхности стенки КС, так и на стенках впускного клапана.

6.6.1. Основные предпосылки

Рассмотрим пограничный слой на поверхности стенки, обтекаемой воздушным потоком с примесью капель жидкого топлива. Если меняется кривизна стенок, как, например, во впускных системах двигателей с внешним смесеобразованием, или воздушный поток с примесью капель направлен на поверхность стенки под определенным углом, как, например, топливный факел в двигателях с внутренним смесеобразованием, то часть капель будет оседать на стенке и образовывать топливную пленку. В этом случае пограничный слой состоит из двух частей: жидкой (топливной) пленки на поверхности стенки и пограничного слоя в газе, в котором движутся и капли топлива. Эти капли, проходя через пограничный слой в газе, турбулизируют его. Движение самого газа в поршневых двигателях, в том числе и в пограничных слоях, практически всегда турбулентное [8], в связи с чем далее будет рассмотрен турбулентный пограничный слой.

Пусть профиль динамического пограничного слоя задан. Тогда движение в нем отдельной капли топлива описывается уравнениями Стокса [3]

$$\frac{dv_k}{d\tau} = -kv_k, \quad (6.35)$$

$$\frac{du_k}{d\tau} = -k(u_k - u_b), \quad (6.36)$$

где v_k , u_k — поперечная и продольная компоненты вектора скорости капли топлива; $k = \frac{3\pi\mu_b a}{m_k} = \frac{18\mu_b}{\rho_\tau a^2}$, μ_b — динамическая вязкость

газа (воздуха); m_k — масса; ρ_τ — плотность топлива. Предположим, что капля топлива имеет неизменный диаметр a_k и динамическая вязкость воздуха не претерпевает существенных изменений. Тогда можно принять, что $k \approx \text{const}$, что облегчает решение задачи.

Пусть капля топлива пересекает границу пограничного слоя в момент времени $\tau = \tau_0$ со скоростью, направленной по нормали к поверхности стенке (т. е. со скоростью на границе пограничного слоя), равной v_{k0} . Интегрируя (6.35), имеем

$$v_k = \frac{dy_k}{d\tau} = v_{k0} \exp[-k(\tau - \tau_0)], \quad (6.37)$$

где y_k — текущее расстояние капли от поверхности стенки, определяется интегрированием этого выражения в пределах от $y_k = \delta$ (при $\tau = \tau_0$) до текущего значения y_k (при $\tau > \tau_0$):

$$y_k = \delta - \frac{v_{k0}}{k} [\exp[-k(\tau - \tau_0)] - 1]. \quad (6.38)$$

Здесь δ — толщина динамического пограничного слоя. Таким образом, полученное выражение определяет расстояние капли от поверхности стенки в произвольный момент времени $\tau > \tau_0$, т. е. после пересечения каплей границы пограничного слоя. Действительно, при $\tau = \tau_0$ следует, что $y_k = \delta$.

В момент времени $\tau \gg \tau_0$, когда $y_k = 0$, капля достигает поверхности стенки или в предельном случае, согласно последнему выражению, это происходит через бесконечно большой промежуток времени $\tau \rightarrow \infty$. С учетом этого из (6.38) следует условие достижения каплей поверхности стенки

$$\frac{\delta k}{v_{k0}} = -1. \quad (6.39)$$

Ясно, если $\frac{\delta k}{v_{k0}} \geq -1$, то капля достигает поверхности стенки, и

если $\frac{\delta k}{v_{k0}} < -1$, то в процессе своего движения в пограничном слое капля никогда не достигнет поверхности стенки. Следовательно, достигнет капля стенки или нет, зависит не только от начальной

поперечной скорости капли на границе пограничного слоя и толщины самого слоя, но также от значения k , т. е. от массы, размеров капли и от вязкости газа (воздуха) в пограничном слое.

Таким образом, можно выделить два случая: капли топлива, попадая в пограничный слой, доходят до поверхности стенки и образуют вдоль нее движущуюся топливную пленку, над которой формируется пограничный слой в газовой среде; капли топлива, попадая в пограничный слой, передвигаются в нем, но не достигают поверхности стенки. Вдоль поверхности образуется непосредственно пограничный слой в газовой среде, постепенно насыщающийся в процессе движения каплями топлива.

Применительно к поршневым двигателям в дальнейшем будем рассматривать только первый случай, предполагая, что выполняется условие $\frac{\delta k}{v_{к0}} \geq -1$.

6.6.2. Расчет динамического пограничного слоя в смеси воздуха и капель топлива

В пограничном слое капли топлива, передвигаясь в продольном направлении и передавая часть своей энергии газовой среде, постепенно теряют скорость. Найдем изменение продольной составляющей вектора скорости капли при ее движении в пограничном слое. Профиль скорости задан, тогда

$$\frac{u_{в}}{u_{вм}} = f\left(\frac{y}{\delta}\right), \quad (6.40)$$

где $u_{вм}$ — скорость движения воздуха на границе пограничного слоя, т. е. $u_{в} = u_{вм}$ при $y = \delta$. Тогда с учетом (6.38) запишем (6.36) в виде

$$\frac{du_{к}}{dy} = k \frac{u_{вм} f\left(\frac{y}{\delta}\right) - u_{к}}{v_{к0} + k(\delta - y_{к})}. \quad (6.41)$$

С использованием обозначений

$$\frac{u_{к}}{u_{вм}} = \bar{u}_{к}, \quad \frac{y}{\delta} = \bar{y}, \quad \frac{k\delta}{v_{к0}} = b \quad (6.42)$$

получим линейное неоднородное дифференциальное уравнение относительно переменной $\bar{u}_{к}$:

$$\frac{d\bar{u}_{к}}{d\bar{y}} = b \frac{f(\bar{y}) - \bar{u}_{к}}{1 + b(1 - \bar{y})}, \quad (6.43)$$

решение которого найдем в виде суммы его некоторого частного решения и общего решения соответствующего однородного уравнения

$$\bar{u}_{к} = [1 + b(1 - \bar{y})] \left\{ \bar{u}_{к0} + \int_1^{\bar{y}} \frac{bf(\bar{y})}{[1 + b(1 - \bar{y})]^2} d\bar{y} \right\}. \quad (6.44)$$

Постоянные интегрирования были определены из тех соображений, что при $\bar{y} = \frac{y}{\delta} = 1$ скорость $\bar{u}_{к} = \bar{u}_{к0}$.

Профиль скорости в турбулентном пограничном слое (рис. 6.7) подчиняется логарифмическому закону [11], который в случае необходимости можно аппроксимировать степенным законом [8, 11]

$$\frac{u_{в}}{u_{вм}} = f\left(\frac{y}{\delta}\right) = \left(\frac{y}{\delta}\right)^c = \bar{y}^c, \quad (6.45)$$

например законом одной седьмой, т. е. $c = 1/7$.

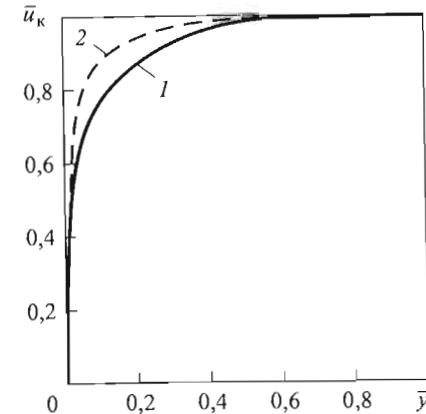


Рис. 6.7. Изменение относительной продольной скорости движения капли в пограничном слое:
 $c = 1/7$ (1); $c = 1/12$ (2)

Составляющую вектора скорости движения капли топлива в пограничном слое в продольном направлении запишем

$$\bar{u}_k = [1 + b(1 - \bar{y})] \left\{ 1 + \int_1^{\bar{y}} \frac{b\bar{y}^c}{[1 + b(1 - \bar{y})]^2} d\bar{y} \right\}. \quad (6.46)$$

Проанализируем полученное выражение. Для этого рассмотрим предельный случай $\tau \gg \tau_0$ (теоретически $\tau \rightarrow \infty$), т. е. когда капля достигает стенки.

Согласно (6.39), этому случаю соответствует значение параметра $b = -1$, и выражение (6.46) принимает вид

$$\bar{u}_k = \bar{y} \left(1 - \frac{\bar{y}^{c-1} - 1}{c-1} \right). \quad (6.47)$$

Формула (6.47) позволяет определить продольную скорость движения капли, когда она находится в пограничном слое на протяжении бесконечно большого интервала времени.

В качестве примера рассмотрим два случая, $c = 1/7$ и $c = 1/12$.

Согласно (6.47) в таких пограничных слоях $\bar{u}_k = \frac{7}{6}\bar{y}^{1/7} - \frac{1}{6}\bar{y}$ и

$\bar{u}_k = \frac{12}{11}\bar{y}^{1/12} - \frac{1}{11}\bar{y}$ соответственно. Из рис. 6.7 следует, что градиент скорости движения капли имеет место лишь в тонком слое

вблизи поверхности стенки. При этом чем меньше показатель c , тем тоньше слой, в котором происходит заметное изменение скорости движения капли. В реальных же случаях, когда капля находится в пограничном слое на протяжении конечного времени, т. е. при $b > -1$, скорость движения капли практически не успевает измениться. Действительно, при $c = 1/7$ и $b = -1/2$ скорость движения капли, согласно (6.46), при достижении ею поверхности стенки $\bar{u}_k|_{\bar{y}=0} = 0,9\bar{u}_{k0}$, т. е. всего на 10 % отличается от той скорости движения, которую имела капля при входе в пограничный слой. Параметр b (см. (6.42)) с учетом выражения для коэффициента k из

(6.35) и (6.36) равен $b = 18 \frac{\mu_v \delta}{\rho_\tau a_k^2 v_{k0}}$ и, следовательно, сильно зави-

сит от диаметра капли. При прочих равных условиях это выраже-

ние представим в виде $b = \frac{C}{a_k^2}$, где $C = \text{const}$. Тогда, например, при

диаметре капли a_k , в 2 раза большем, имеем $b = \frac{C}{(2a_k)^2} = 0,25 \frac{C}{a_k^2}$,

т. е. увеличение диаметра капли в 2 раза приводит к уменьшению параметра b в 4 раза.

Учитывая, что при $b < -1$ капли, вообще говоря, не достигают поверхности стенки, а при $b = -0,5$ скорость движения капли при достижении стенки равна 0,9 от ее скорости на границе пограничного слоя, можно заключить, что при прочих заданных параметрах в зависимости от диаметра капли возможны практически два случая: или капли не доходят до стенки, или, если доходят, то их скорость за время прохождения пограничного слоя практически не меняется.

Время пребывания капли в пограничном слое, согласно (6.38), с учетом условия достижения капли поверхности стенки, $u_k = 0$,

$$\tau - \tau_0 = -\frac{1}{k} \ln(b + 1). \quad (6.48)$$

Это время, как будет показано ниже, очень мало и составляет десятки и сотые доли миллисекунд, поэтому скорость капли при ее движении в пограничном слое, а также температура не успевают значительно меняться. Подтверждением этого факта являются также данные [2, 16] по изменению температуры поверхности капель дизельного топлива, полученные решением уравнения теплопроводности (уравнение Фурье) и приведенные на рис. 6.8. Задача решалась для сферических капель различных диаметров, диаметры капли принимались как постоянные, граничные условия 3-го рода соответствовали условиям в цилиндре дизеля ($T_v = 873$ К). Зная, что температура равновесного испарения дизельного топлива при этих условиях $T_v \approx 550...590$ К (см. рис. 6.8), можно оценить примерное время достижения этой температуры каплями различных диаметров. Поскольку время задержки самовоспламенения в данном случае $\tau_i \approx 1...3$ мс, можно определить, насколько условным является принятое предположение [1] о мгновенном нагревании поверхности капли до температуры равновесного испарения. Из рисунка также следует, что для нагрева капель даже малых размеров времени пребывания капель в по-

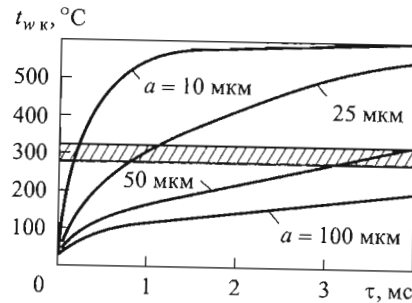


Рис. 6.8. Изменение температуры поверхности капли дизельного топлива при ее нагреве в воздушной среде ($t_b = 600^\circ\text{C}$):

▨ — область температуры равновесного испарения капель топлива

граничном слое порядка десятков и сотен долей миллисекунд недостаточно.

Рассмотрим пограничный слой в смеси воздуха и капель топлива на поверхности КС дизеля $S/D = 12/12$ см/см, образующийся в конце процесса сжатия в результате впрыскивания топлива. Параметры воздуха в цилиндре в конце сжатия $t_b = 800$ К, $p_b = 30$ бар. Динамическая вязкость воздуха в цилиндре $\mu_b = \mu_{b0} \left(\frac{t_b}{273}\right)^{0,754} = 17 \cdot 10^{-6} \left(\frac{800}{273}\right)^{0,754} = 32,2 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Н} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}$. Толщина теплового пограничного слоя в КС дизеля в

первом приближении определим по формуле $\delta_\tau \approx 0,0048 \cdot S^{0,68} = 0,0048 \times 0,12^{0,68} = 1,135$ мм [8]. Толщина динамического пограничного слоя в газе меньше, чем теплового, и ориентировочно возьмем $\delta \approx 1,0$ мм. Относительную скорость капли в поперечном направлении пограничного слоя при пересечении его границы в первом приближении определим как разницу скоростей струи топлива и потока воздуха. По данным [2] определим предельное значение этой относительной скорости, т. е. скорости, при которой наступает обязательное дробление струи на капли. При движении струи дизельного топлива в воздушной среде с параметрами $p_b = 30$ бар и $t_b = 800$ К эта скорость, например, равна 55 м/с. Осевая проекция этой скорости, конечно, не больше, и поэтому примем $v_{k0} = -55$ м/с (знак «-» указывает, что скорость направлена противоположно оси y). Тогда вычислим значение параметра $b = 18 \frac{\mu_b \delta}{\rho_\tau a_k^2 v_{k0}} = 18 \frac{32,2 \cdot 10^{-6} \cdot 0,001}{860 a_k^2 (-55)} = -\frac{1,225 \cdot 10^{-11}}{a_k^2}$. Из условия, что $b = -\frac{1,225 \cdot 10^{-11}}{a_k^2} < -1$, определим диа-

метр каплей $a_k < 3,5$ мкм, которые не достигают стенки. Диаметр каплей, которые достигают поверхности стенки, теряя всего 10 % начальной скорости, определим из условия $b = -\frac{1,225 \cdot 10^{-11}}{a_k^2} \geq -0,5$. Тогда получаем,

что этим условиям удовлетворяют капли, диаметр которых $a_k \geq 4,9$ мкм.

Определив параметр $k = \frac{18 \cdot 32,2 \cdot 10^{-6}}{860 \cdot 0,0000049^2} = 28069,7 \text{ с}^{-1}$, вычислим

время пребывания каплей в пограничном слое, т. е. для рассмотренного случая $\tau - \tau_0 = -\frac{1}{28069,7} \ln(-0,5 + 1) = 0,000025 \text{ с} = 0,025 \text{ мс}$.

Таким образом, капли диаметром $a_k \geq 4,9$ мкм проходят через пограничный слой в течение сотых долей миллисекунды, т. е. почти мгновенно. Очевидно, что за такой промежуток времени как скорость капли, так и ее температура меняются незначительно.

Проведенный анализ позволяет сделать следующие утверждения.

1. В случае как внешнего, так и внутреннего смесеобразования в поршневых двигателях наибольший интерес представляет случай, когда капли доходят до стенки, образуя при этом топливные пленки во впускных каналах и на поверхностях КС. Можно утверждать, что время пребывания капли в пограничном слое настолько мало, что продольная скорость капли, а также ее температура в пограничном слое меняются незначительно.

2. Плотность жидкого топлива, образующего капли, а затем жидкую пленку на стенке, значительно больше (примерно в 20 раз) плотности газа в цилиндре. Тогда, если частица газа, двигаясь в направлении стенки, передает свою кинетическую энергию частице жидкой пленки, последняя приобретает скорость примерно в 20 раз меньшую, чем имела частица газа, т. е. остается практически неподвижной. Это позволяет считать, что действие жидкой пленки на турбулентные пульсации практически такое же, как и в случае твердой стенки. В связи с этим будем считать, что профили скорости и температуры, а также другие характеристики турбулентного пограничного слоя в газе будут такие же, как и при обтекании твердой стенки. Как показывают результаты экспериментальных исследований [22], движение в самой пленке турбулентное, однако турбулентные пульсации в топливной пленке будут действовать на газ, очевидно, так же, как и шероховатость поверхности, т. е. будут способствовать турбулизации пограничного слоя в газе, но не будут менять характеристик развитого турбулентного

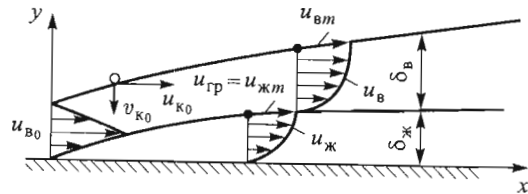


Рис. 6.9. Схема пограничного слоя в смеси воздуха и капель топлива при наличии жидкой топливной пленки

движения. Отличие от обтекания твердой стенки будет заключаться в том, что скорость газа (воздуха) относительно жидкой пленки не равна скорости потока $u_{вт}$ на границе пограничного слоя, а равна разности $u_{вт} - u_{жт}$, где $u_{жт}$ — скорость на границе жидкой пленки (рис. 6.9). Такой подход при расчете пограничного слоя позволяет использовать соотношения той или иной из известных теорий турбулентного пограничного слоя, заменяя в них скорость внешнего потока $u_{вт}$ на относительную скорость $u_{вт} - u_{жт}$. Очевидно, что в таком случае понадобится знание двух параметров — скорости на границе раздела фаз $u_{жт} \equiv u_{гр}$ и толщины жидкой (топливной) пленки топлива $\delta_{жт} \equiv y_{гр}$.

3. Увеличение массы топлива, протекающего в единицу времени через сечение жидкой пленки, происходит только за счет оседания новых капель. Масса жидкости, заключенная в каплях, оседающих в единицу времени на единицу поверхности, предполагается заранее известной из решения задачи о движении либо смеси капель и воздуха во впускном канале, либо топливного факела в камере сгорания вне пограничного слоя.

Конечно, везде принимается, что топливная пленка устойчива и под влиянием силы трения со стороны воздуха не разрывается, не деформируется и ее поверхность не приобретает волнистой формы.

Запишем граничные условия для уравнения (6.36) (см. рис. 6.9):

$$\begin{aligned} y = 0, \quad u = v = 0, \quad T = T_w; \\ y = \delta_{ж} + \delta_{в}, \quad u = u_{вт} = u_{в\infty}, \quad \rho = \rho_{в\infty}, \quad T = T_{в\infty}; \\ y = \delta_{ж}, \quad u_{в} = u_{жт} = u_{гр}, \quad T_{в} = T_{жт} = T_{гр}; \\ \tau_{wв}|_{y=\delta_{ж}} - \tau_{wж}|_{y=\delta_{ж}} = \frac{d\dot{m}_т}{dx} (u_{гр} - u_{к}); \\ q_{в}|_{y=\delta_{ж}} + q_{ж}|_{y=\delta_{ж}} = c_{т} \frac{d\dot{m}_т}{dx} (T_{к} - T_{гр}). \end{aligned} \quad (6.49)$$

Последнее условие записано из следующих соображений. Верхний слой жидкой пленки, граничащий с воздухом, состоит из вновь осевших на него капель. В момент оседания капли имеют скорость в направлении x , равную $u_{к}$. Масса жидкого топлива, проходящего через сечение единичной ширины за единицу времени, равна $\dot{m}_т(x)$. Следовательно, на единицу поверхности в единицу времени оседают капли, обладающие моментом количества движения $u_{к} \frac{d\dot{m}_т}{dx}$. В силу действия сил трения скорость вновь присоединившегося жидкого топлива становится равной $u_{гр}$, а количество движения $u_{гр} \frac{d\dot{m}_т}{dx}$. Поскольку движение установившееся, то в каждую единицу времени количество движения на участке единичной площади верхнего слоя жидкой пленки, состоящего из вновь осевших капель, изменится на величину $\frac{d\dot{m}_т}{dx} (u_{гр} - u_{к})$. Это изме-

нение количества движения происходит под действием сил вязкости и равно разности поверхностных напряжений трения. Аналогично составлено уравнение теплового баланса для поверхности раздела. Если бы капли, оседая на жидкую пленку, имели температуру $T_{гр}$, то сумма тепловых потоков, проходящих через поверхности раздела со стороны газа и со стороны жидкости, равнялась бы нулю. Но так как капли имеют температуру $T_{к} \neq T_{гр}$, то в единицу времени на единицу поверхности раздела выделяется (поглощается) количество теплоты $c_{т} \frac{d\dot{m}_т}{dx} (T_{к} - T_{гр})$. При установившемся режиме это количество теплоты должно полностью отводиться, т. е. равняться сумме тепловых потоков через поверхность раздела, что и учтено в (6.49).

В случае турбулентного течения в жидкой пленке топлива примем «степенной закон» распределения скорости

$$\frac{u_{ж}}{u_{жт}} = \frac{u_{ж}}{u_{гр}} = \left(\frac{y}{\delta_{ж}} \right)^c, \quad (6.50)$$

а для вычисления напряжения трения в жидкости воспользуемся формулой Прандтля

$$\tau_{\text{иж}} = \rho_{\text{т}} l^2 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2, \quad (6.51)$$

где $l = k_1 y$, обычно принимают $k_1 = 0,4$ [11].

Для определения скорости на границе раздела фаз $u_{\text{жм}} \equiv u_{\text{гр}}$ и толщины жидкой пленки топлива $\delta_{\text{ж}} \equiv y_{\text{гр}}$ воспользуемся выражением расхода жидкости через сечение единичной ширины:

$$\dot{m}_{\text{т}}(x) = \int_0^{\delta_{\text{ж}}} \rho_{\text{т}} u_{\text{ж}} dy = \frac{1}{c+1} \rho_{\text{т}} u_{\text{гр}} \delta_{\text{ж}}. \quad (6.52)$$

Второе уравнение, связывающее параметры $u_{\text{жм}} \equiv u_{\text{гр}}$ и $\delta_{\text{ж}} \equiv y_{\text{гр}}$ между собой, можно получить из (6.50) и (6.51):

$$\tau_{\text{иж}} = k_1^2 c^2 \rho_{\text{т}} u_{\text{гр}}^2 \left(\frac{y}{\delta_{\text{ж}}} \right)^{2c}, \quad (6.53)$$

из которого определим напряжение трения в жидкости на поверхности раздела

$$\tau_{\text{иж}}|_{y=\delta_{\text{ж}}} = k_1^2 c^2 \rho_{\text{т}} u_{\text{гр}}^2. \quad (6.54)$$

Напряжение трения в газе на границе с жидким топливом определим по известным экспериментальным формулам, общий вид которых $\tau_{\text{в}} = A \text{Re}^m$ [8, 11, 17, 19]. В цилиндре поршневых двигателей градиент давления в потоке вне пограничного слоя в газе невелик, а скорость газа дозвуковая. Поэтому воспользуемся формулой [3]

$$\tau_{\text{в}}|_{y=\delta_{\text{ж}}} = 0,03 \rho_{\text{в}\infty} (u_{\text{вм}} - u_{\text{гр}})^2 \left(\frac{\rho_{\text{в}\infty} (u_{\text{вм}} - u_{\text{гр}}) x}{\mu_{\text{в}\infty}} \right)^{-0,2}, \quad (6.55)$$

где последний множитель в скобках — число Рейнольдса, составленное параметрами воздуха вне пограничного слоя; x — расстояние от точки начала нарастания пограничного слоя в газе (эта точка, в общем, не совпадает с точкой начала нарастания жидкой пленки). С учетом последних двух уравнений, согласно (6.49), запишем

$$0,03 \rho_{\text{в}\infty} (u_{\text{вм}} - u_{\text{гр}})^2 \left(\frac{\rho_{\text{в}\infty} (u_{\text{вм}} - u_{\text{гр}}) x}{\mu_{\text{в}\infty}} \right)^{-0,2} - k_1^2 c^2 \rho_{\text{т}} u_{\text{гр}}^2 = \frac{d\dot{m}_{\text{т}}}{dx} (u_{\text{гр}} - u_{\text{вм}}), \quad (6.56)$$

где принято, что скорость капель вне пограничного слоя равна скорости потока, т. е. $u_{\text{к}} = u_{\text{к}\infty} = u_{\text{вм}}$. Из полученного уравнения нам необходимо определить скорость на границе раздела фаз $u_{\text{гр}}$. Это можно сделать численно, однако здесь воспользуемся приближенным аналитическим решением, обеспечивающим достаточно хорошую точность. Для этого воспользуемся тем обстоятельством, что скорость $u_{\text{гр}}$ на границе раздела фаз жидкости и газа в случае турбулентного движения в жидкой пленке мала по сравнению со скоростью $u_{\text{вм}}$ потока вне пограничного слоя, т. е. $u_{\text{гр}} \ll u_{\text{вм}}$. Тогда запишем последний множитель первого члена, выражающего число Рейнольдса, с учетом $u_{\text{гр}} \approx 0$. Погрешность при такой замене этого множителя мала, например, при $u_{\text{гр}}/u_{\text{вм}} = 0,1$ она составляет $< 2\%$. Введем обозначения

$$k_1^2 c^2 \rho_{\text{т}} u_{\text{гр}}^2 = b_1, \quad 0,03 \rho_{\text{в}\infty} u_{\text{вм}}^2 \left(\frac{\rho_{\text{в}\infty} u_{\text{вм}} x}{\mu_{\text{в}\infty}} \right)^{-0,2} = b_2, \quad \frac{d\dot{m}_{\text{т}}}{dx} u_{\text{вм}} = b_3, \quad \frac{u_{\text{гр}}}{u_{\text{вм}}} = \bar{u}_{\text{гр}}, \quad (6.57)$$

которые приводят (6.56) к квадратному уравнению относительно $\bar{u}_{\text{гр}}$:

$$\left(1 - \frac{b_2}{b_1} \right) \bar{u}_{\text{гр}}^2 + \left(2 \frac{b_2}{b_1} + \frac{b_3}{b_1} \right) \bar{u}_{\text{гр}} - \left(\frac{b_2}{b_1} + \frac{b_3}{b_1} \right) = 0.$$

Решив это уравнение, а затем оценив порядок дробей $\frac{b_2}{b_1}$ и $\frac{b_3}{b_1}$, получим выражение

$$\bar{u}_{\text{гр}} \approx \sqrt{\frac{b_2}{b_1} + \frac{b_3}{b_1}},$$

из которого с учетом обозначений (6.57) найдем скорость в пограничном слое на границе раздела фаз

$$u_{гр} = u_{вм} \frac{1}{k_1 c} \left(0,03 \frac{\rho_{в\infty}}{\rho_T} \left(\frac{\rho_{вм} u_{вм} x}{\mu_{в\infty}} \right)^{-0,2} + \frac{1}{\rho_T u_{вм}} \frac{dm_T}{dx} \right)^{0,5}. \quad (6.58)$$

Оценка величин, входящих в эту формулу, показывает, что $u_{гр}/u_{вм} \approx 0,05 \dots 0,06$. Это подтверждает правильность сделанного предположения о малости скорости $u_{гр}$ по сравнению со скоростью $u_{вм}$. Зная значение этой скорости из (6.52), находим толщину жидкой пленки

$$\delta_{ж} = (c+1) \frac{\dot{m}_T(x)}{\rho_T u_{гр}}. \quad (6.59)$$

Толщину пограничного слоя в газе определим по формуле [17, 19]

$$\delta_v = 0,37 Re^{-0,2} x, \quad (6.60)$$

где $Re = u_{вм} \rho_{в\infty} x / \mu_{в\infty}$. Оценка толщин пограничных слоев показывает, что $\frac{\delta_v}{\delta_{ж}} \ll 1$. Тем не менее, несмотря на столь малый размер образующейся жидкой пленки, оседание капель оказывает весьма существенное влияние на течение вблизи стенки.

После того как определены величины $u_{гр}$ и $\delta_{ж}$, пограничный слой в газе легко может быть рассчитан с привлечением известных зависимостей из теории турбулентного пограничного слоя [8, 11, 17, 19], например, напряжение трения вычисляется по формуле (6.55). Однако в данном случае наибольший интерес представляет расчет течения в жидкой пленке, в частности, вычисление напряжения трения на стенке. Здесь необходимо принимать во внимание следующие особенности.

1. Несмотря на то что жидкая пленка и подчиняется общим закономерностям турбулентного пограничного слоя, применять известные соотношения для напряжения на стенке не следует, так как формулы в теории турбулентного пограничного слоя [17, 19] обычно получены для случая, когда напряжение трения на границе пограничного слоя (на линии перегиба профиля скорости) равно нулю.

2. В теории пограничного слоя скорость на внешней границе пограничного слоя связана с давлением согласно уравнению Бернулли. На внешней границе жидкой пленки это условие нарушается.

В связи с этим для определения напряжения трения на стенке $\tau_{вж0} = \tau_{вж}|_{y=0}$ при наличии жидкой пленки воспользуемся общими уравнениями движения и неразрывности для случая пограничного слоя несжимаемой жидкости

$$\begin{aligned} \rho_T u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho_T v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{\partial \tau_w}{\partial y}, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0. \end{aligned} \quad (6.61)$$

В этих уравнениях параметры без индексов относятся к жидкой пленке. Из последнего уравнения находим $v = -\int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy$. Подстав-

ляя это значение в уравнение движения и учитывая, что $\int_0^{\delta_{ж}} \frac{\partial p}{\partial x} dy = \delta_{ж} \frac{\partial p}{\partial x}$, получаем

$$2\rho_T \int_0^{\delta_{ж}} u \frac{\partial u}{\partial x} dy - \rho_T u_{гр} \int_0^{\delta_{ж}} \frac{\partial u}{\partial x} dy + \delta_{ж} \frac{\partial p}{\partial x} = \tau_{вж}|_{y=\delta_{ж}} - \tau_{вж0}. \quad (6.62)$$

Подчеркнем, что это уравнение получено в общем виде, и оно справедливо как для турбулентных, так и для ламинарных течений. Из уравнения профиля скорости (6.59) определяем $\frac{\partial u}{\partial x} = \left(\frac{y}{\delta_{ж}} \right)^c \frac{\partial u_{гр}}{\partial x} - c \left(\frac{y}{\delta_{ж}} \right)^c \frac{u_{гр}}{\delta_{ж}} \frac{\partial \delta_{ж}}{\partial x}$. Подстановка этого значения в уравнение (6.62) и вычисление интегралов дает выражение для расчета напряжения трения на стенке ($y=0$) при наличии жидкой пленки

$$\tau_{вж0} = \tau_{вж}|_{y=\delta_{ж}} - \delta_{ж} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{2c^2 + 3c + 1} \rho_T \delta_{ж} u_{гр} \frac{\partial u_{гр}}{\partial x} + \frac{1}{2c^2 + 3c + 1} \rho_T u_{гр}^2 \frac{\partial \delta_{ж}}{\partial x}. \quad (6.63)$$

Полученное уравнение переписывается с учетом того, что скорость капель u_k вне пограничного слоя равна скорости газа $u_{вм}$. В таком случае на основе (6.49) и (6.59) оно принимает окончательный вид

$$\tau_{wж0} = \tau_{wж}|_{y=\delta_{ж}} + \left(u_{вм} - \frac{c^2 + 2c + 1}{2c^2 + 3c + 1} u_{гр} \right) \frac{dm_{т}}{dx} - \frac{c + 1}{2c^2 + 3c + 1} \rho \delta_{ж} u_{гр} \frac{\partial u_{гр}}{\partial x} - \delta_{ж} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (6.64)$$

Подчеркнем, что здесь $\tau_{wж}|_{y=\delta_{ж}}$, $u_{гр}$ и $\delta_{ж}$ — известные величины, вычисляемые по вышеприведенным формулам.

Выведенное соотношение позволяет заключить:

1) при турбулентном течении в жидкой пленке топлива напряжение трения на стенке существенно больше, чем напряжение трения, которое было бы на стенке в случае обтекания ее газом (воздухом) без образования жидкой пленки. В связи с этим безразмерный коэффициент сопротивления трению $c_f = \frac{\tau_w}{\rho_{\infty} \frac{u_{т}^2}{2}}$ в случае наличия жидкой пленки существенно выше, чем при ее отсутствии;

2) при вычислении напряжения трения в области оседания капель необходимо учитывать образование жидкой пленки;

3) в области, где нет оседания капель, напряжение трения на стенке в первом приближении можно рассчитывать без учета наличия жидкой пленки.

6.6.3. Расчет тепловых потоков в турбулентном пограничном слое в смеси воздуха и капель топлива

Для того чтобы рассчитать тепловые потоки, необходимо прежде всего определить температуру на поверхности раздела фаз (рис. 6.9). Профиль температуры в турбулентном пограничном слое жидкого топлива, согласно степенному закону,

$$\frac{T - T_w}{T_{гр} - T_w} = \left(\frac{y}{\delta_{жм}} \right)^c = \left(\frac{y}{\xi \delta_{ж}} \right)^c = \frac{1}{\xi^c} \frac{u}{u_{гр}}, \quad (6.65)$$

где $\xi = \delta_{жм}/\delta_{ж}$ — отношение толщины теплового пограничного слоя к толщине динамического пограничного слоя для жидкости.

Определив из этого выражения градиент температуры $\partial T/\partial y$ и подставив его значение в известную формулу теплового потока для турбулентного пограничного слоя [11, 17, 19]

$$q_{ж} = c_{т} \rho_{т} l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (6.66)$$

получаем соотношение для теплового потока в жидкости на границе раздела фаз

$$q_{ж}|_{y=\delta_{ж}} = k_1^2 c^2 c_{т} \rho_{т} u_{гр} (T_{гр} - T_w) \frac{1}{\xi^c}, \quad (6.67)$$

где $c_{т}$ — удельная теплоемкость топлива; $l = k_1 y$ — длина пути перемешивания Прандтля ($k_1 = 0,4$).

Тепловой поток в газе (воздухе) на границе раздела фаз определим по уравнению, заимствованному из теории турбулентного пограничного слоя [11, 17, 19],

$$q_{в}|_{y=\delta_{ж}} = -\frac{c_{fв.гр}}{1 + Pr_B} c_{рв} \rho_{в\infty} (u_{вм} - u_{гр}) (T_{w0} - T_{гр}). \quad (6.68)$$

Здесь $c_{fв.гр}$ — коэффициент сопротивления воздуха на границе раздела фаз.

Выражение в правой части этого уравнения со знаком + означает тепловой поток от газа к обтекаемой поверхности, в нашем случае знак – определяет выражение теплового потока от поверхности к газу. Температура T_{w0} есть условная температура, равная равновесной температуре теплоизолированной стенки, обтекаемой тем же потоком газа, при этом $T_{w0} \equiv T_{гр0}$. Подстановка этих двух выражений в последнее выражение из (6.49) дает уравнение для определения температуры на границе раздела фаз газ — жидкость:

$$-\frac{c_{fв.гр}}{1 + Pr_B} c_{рв} \rho_{в\infty} (u_{вм} - u_{гр}) (T_{гр0} - T_{гр}) + k_1^2 c^2 c_{т} \rho_{т} u_{гр} (T_{гр} - T_w) \frac{1}{\xi^c} = c_{т} \frac{dm_{т}}{dx} (T_{к} - T_{гр}). \quad (6.69)$$

Из этого уравнения легко определяется значение температуры на границе раздела фаз

$$T_{гр} = T_w + \frac{\frac{c_{fv,гр}}{1 + Pr_B} c_{pв} \rho_{в\infty} (u_{вм} - u_{гр})(T_{гр0} - T_w) + c_{т} \frac{dm_{т}}{dx} (T_k - T_w)}{\frac{c_{fv,гр}}{1 + Pr_B} c_{pв} \rho_{в\infty} (u_{вм} - u_{гр}) + \frac{1}{\xi^c} k_1^2 c^2 c_{т} \rho_{т} u_{гр} + c_{т} \frac{dm_{т}}{dx}} \quad (6.70)$$

Зная эту температуру, можно определить тепловой поток на поверхности стенки КС. Известные формулы [11, 17, 19] теории теплообмена в турбулентных течениях здесь также нельзя использовать, так как они обычно не предусматривают условия на границе жидкой пленки. Запишем уравнение энергии [8] для пограничного слоя в виде

$$c_{т} \rho_{т} u \frac{\partial T}{\partial x} + c_{т} \rho_{т} v \frac{\partial T}{\partial y} = u \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial q_{ж}}{\partial y} + \tau_{wj} \frac{\partial u}{\partial y} \quad (6.71)$$

Проинтегрировав это уравнение и используя для вычисления отдельных интегралов уравнения движения и неразрывности (6.61), получим интегральное уравнение для теплового потока на стенки

$$q_w^{\text{def}} = q_{ж}|_{y=0} = q_{ж}|_{y=\delta_{ж}} + u_{гр} \tau_{wj}|_{y=\delta_{ж}} - \frac{3}{2} \rho_{т} \int_0^{\delta_{ж}} u^2 \frac{\partial u}{\partial x} dy + \frac{1}{2} \rho_{т} u_{гр}^2 \int_0^{\delta_{ж}} \frac{\partial u}{\partial x} dy - c_{т} \rho_{т} \int_0^{\delta_{ж}} \frac{\partial T}{\partial x} dy - c_{т} \rho_{т} \int_0^{\delta_{ж}} T \frac{\partial u}{\partial x} dy + c_{т} \rho_{т} T_{гр} \int_0^{\delta_{ж}} \frac{\partial u}{\partial x} dy \quad (6.72)$$

При выводе этого интегрального соотношения не были использованы какие-нибудь предположения о режиме течения, поэтому оно справедливо как для турбулентного, так и для ламинарного течения.

В случае турбулентного пограничного слоя со «степенным законом» для профиля температуры справедливо выражение (6.65), из которого определим значения скорости u и температуры T , подставим эти значения в последнее интегральное соотношение и вычислим входящие в него интегралы. Тогда окончательно получим соотношение для расчета теплового потока

$$q_w^{\text{def}} = q_{ж}|_{y=0} = q_{ж}|_{y=\delta_{ж}} + u_{гр} \tau_{wj}|_{y=\delta_{ж}} + \left[\left(\frac{1}{2} \frac{1}{c+1} - \frac{3}{2} \frac{1}{3c+1} \right) u_{гр}^2 + \left(\frac{1}{c+1} - \frac{1}{2c+1} \frac{1}{\xi^c} \right) c_{т} (T_{гр} - T_w) \right] \rho_{т} \delta_{ж} \frac{\partial u_{гр}}{\partial x} + \left[\left(\frac{3}{2} \frac{c}{3c+1} - \frac{1}{2} \frac{c}{c+1} \right) u_{гр}^2 - \left(\frac{c}{c+1} - \frac{2c}{2c+1} \frac{1}{\xi^c} \right) c_{т} (T_{гр} - T_w) \right] \rho_{т} u_{гр} \frac{\partial \delta_{ж}}{\partial x} - \left(\frac{1}{c+1} - \frac{1}{2c+1} \cdot \frac{1}{\xi^c} \right) c_{ж} \rho_{т} \delta_{ж} u_{гр} \frac{\partial T_w}{\partial x} - \frac{1}{2c+1} \frac{1}{\xi^c} \delta_{ж} c_{т} \rho_{т} u_{гр} \frac{\partial T_{гр}}{\partial x} + \frac{c}{2c+1} \frac{1}{\xi^{c+1}} c_{т} (T_{гр} - T_w) \rho_{т} \delta_{ж} u_{гр} \frac{\partial \xi}{\partial x} \quad (6.73)$$

Отметим, что интегралы, вычисленные при выводе соотношений для расчета напряжения трения и теплового потока, строго говоря, следовало бы разбить на две части: на интегралы по толщине турбулентной части слоя, где справедливы степенные законы для профилей скорости и температур, и на интегралы по ламинарному подслою, в котором эти профили будут совсем другими. Поэтому используемые профили при $y \rightarrow 0$ будут несправедливыми. Это известное ограничение фундаментальной теории пограничного слоя [11, 17, 19], согласно которой при интегрировании погрешность в связи с пренебрежением ламинарным подслоем будет невелика, так как толщина ламинарного подслоя по сравнению с толщиной всего пограничного слоя пренебрежимо мала. Кроме того, если тепловой поток очень мал и приближается к нулю, хотя абсолютная ошибка при вычислении каждого из интегралов остается малой, относительная ошибка при вычислении теплового потока может оказаться большой. В связи с этим не рекомендуется применение последнего выражения в случае, когда тепловой поток стремится к нулю. Правда, такой случай в поршневых двигателях практически не встречается.

1. В работах [3, 16] профиль температуры (6.65) в тепловом пограничном слое применяется с учетом того, что $\xi = 1$. Это допущение означает равенство толщины динамического и теплового пограничных слоев, что имеет место при числе $Pr = 1$. Однако это не соответствует реальности физических процессов, протекающих

в пограничных слоях газов и жидкостей, так как обычно для газов $\xi > 1$, а для жидкостей $\xi < 1$. Первое слагаемое в левой части уравнения (6.69) в этих работах записано с учетом того, что число $Pr \neq 1$, т. е. существует различие между толщиной динамического и теплового пограничных слоев. В то же время второе слагаемое этого уравнения предусматривает, что $\xi = 1$. В приведенном выше выводе указанных уравнений это противоречие устранено, так как учтено, что $\xi \neq 1$. Очевидно, что при допущении $\xi = 1$ из полученных выше уравнений получаются соотношения, используемые в [3, 16].

2. Толщина слоя $\delta_{ж}$ в работах [3, 16] принимается постоянной и независимой от продольной координаты, т. е. $d\delta_{ж}/dx = 0$, что для движущейся пленки жидкости также не соответствует реальности. Кроме того, такое допущение, согласно (6.59), противоречит условию, согласно которому $\dot{m}_T = f(x)$. Приняв такое допущение в формуле (6.73) теплового потока и рассмотрев частный случай профиля скорости, когда $c = 1/7$, в точности получим формулу, выведенную в [3] и используемую в [16] для расчета параметров топливной пленки в КС поршневых двигателей.

7. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ В ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

7.1. Понятие горения. Скорость химической реакции. Закон действующих масс

Горением обычно называют сложные, быстропротекающие химические реакции, сопровождаемые свечением и тепловыделением. В большинстве случаев такие химические реакции являются окислительными и вещество, которое окисляется кислородом (или воздухом, содержащим кислород), называют *горючим*. От агрегатных состояний окислителя и горючего зависит характер самого горения, которое может быть *гомогенным* или *гетерогенным*. *Гомогенным* является, например, горение газообразного топлива в среде газообразного окислителя (воздуха), а *гетерогенным* — горение жидкого горючего в среде газообразного окислителя. Окислительные реакции, протекающие медленно (например, коррозия металлов при их контакте с воздухом), практически не сопровождающиеся тепловыделением и проходящие в отсутствие свечения, не относятся к горению. В связи с этим горением считают сложное быстропротекающее химическое превращение, сопровождающееся выделением теплоты, когда скорость химической реакции сильно зависит от температуры.

В теплоэнергетических установках под горением понимают процессы, обусловленные наличием пламени. Термин «пламя» в теплотехнике связывают с окислительными реакциями, сопровождающимися тепловыделением и свечением. Если температура реакции снижается до такой степени, что свечение не наблюдается, то говорят, что отсутствует и пламя. При весьма слабых свечении и тепловыделении, когда высвобождается только небольшая часть энергии реагентов, пламя называют *холодным*. Большая часть теплоты выделяется в тот момент, когда появляется *горячее пламя*. В поршневых двигателях, где горение используют для осуществления механической работы, в основном рассматривают горячее

пламя, которое обычно называют *пламенем*. На начальных стадиях многостадийного процесса окисления возможно также существование и *холодного пламени*.

Несмотря на то что по сути горение — это один из видов химических реакций, при его протекании происходят такие физические процессы, как тепло- и массообмен, поэтому горение следует рассматривать в двух аспектах — химическом и физическом. Закономерности осуществления химических превращений во времени и пространстве, сопровождаемых физическими процессами тепло- и массообмена и фазовых переходов, изучаются наукой, называемой макрокинетикой.

Процессы воспламенения и сгорания топлива в поршневых двигателях, как и в других теплоэнергетических установках, изучаются на основе химической кинетики — учении о химических процессах, о законах их протекания во времени, скоростях и механизмах. Характерным для химической кинетики является рассмотрение сложных химических превращений в виде последовательности элементарных актов.

Началом развития классической химической кинетики послужило открытие норвежскими учеными К. Гульдбергом и П. Вааге закона действующих масс, выражавшего количественную зависимость скорости реакции от концентрации реагирующих веществ (1867). Нобелевские лауреаты Я. Вант-Гофф из Голландии и С. Аррениус из Швеции, получив на основе молекулярно-кинетической теории математические выражения кинетических закономерностей для простейших химических реакций, в частности, определяющие зависимость скорости реакции от температуры, в 80-х годах XIX в. придали классической химической кинетике практический завершённый вид. Согласно этой теории скорость химической реакции в различные моменты времени обусловлена физическими факторами. В связи с чем она, например, позволяет определить теоретически необходимое количество воздуха для процесса сгорания при заданном количестве топлива, состав и доли компонентов в продуктах сгорания и другие важные параметры химических реакций, однако не даёт представления о промежуточных преобразованиях и о динамике процесса сгорания.

Современная химическая кинетика, основанная на теории цепных реакций, позволяет проследить динамику и механизм протекания химической реакции. Она была создана в 30-е годы XX в. русским ученым Н.Н. Семеновым, получившим за работу в этом направлении Нобелевскую премию совместно с английским ученым С.Н. Хиншелвудом.

Следует подчеркнуть роль поршневых двигателей в развитии теории горения и химической кинетики. В связи с изобретением во второй поло-

вине XIX в. поршневых двигателей внутреннего сгорания расширились исследования в области горения и постепенно сформировалась наука, называемая теорией горения. Эта область науки особенно бурно развивалась в начале XX в., а также перед Второй мировой войной, когда поршневые двигатели нашли широкое применение в автомобильной и авиационной промышленности. Исследования процесса горения в поршневых двигателях внутреннего сгорания не только способствовали усовершенствованию последних, но и внесли важный вклад в учение о горении. Интенсивные исследования в этой области продолжаются и сегодня, так как в основном именно процесс сгорания топлива определяет экологичность двигателя.

Горение топлива в КС поршневых двигателей — сложный физико-химический процесс взаимодействия топлива и окислителя, сопровождающийся, как уже отмечалось, выделением теплоты и свечением. Сложные химические превращения вещества в цилиндре двигателя сопровождаются рядом физических явлений, таких, как испарение жидкого топлива, диффузия паров топлива, воздуха и продуктов сгорания, движение газа, теплообмен и др. В связи с этим на скорость горения топлива в поршневых двигателях влияют взаимосвязанные химические реакции и физические процессы. Однако горение топлива прежде всего обусловлено его химическими превращениями, поэтому скорость горения, согласно фундаментальной теории химической кинетики, определяется как скорость химической реакции.

Реагенты и продукты химической реакции связаны между собой стехиометрическими уравнениями, а следовательно, нет необходимости изучать изменение концентраций всех реагентов. За скорость химической реакции принимают убывание концентрации $C_{исх}$ одного из исходных веществ (топлива или воздуха) или возрастание концентрации $C_{пр.ср}$ одного из полученных продуктов сгорания за время τ , т. е.

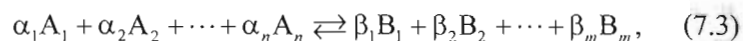
$$u_{рсак} = -\frac{dC_{исх}}{d\tau} = \frac{dC_{пр.ср}}{d\tau}. \quad (7.1)$$

Определим скорость химической реакции, основываясь на законе действующих масс, сущность которого проясним на примере сгорания водорода. Пусть в объеме находится смесь из водорода (H), кислорода (O) и водяного пара (H₂O). Тогда обратимая химическая реакция имеет вид



В случае химического равновесия количество водяного пара остается неизменным, но это не означает, что прямая реакция (реакция образования H_2O) и обратная реакция (реакция диссоциации H_2O) не осуществляются. При равновесии эти реакции протекают с одинаковой скоростью в обоих направлениях, поэтому количество водяного пара не меняется. Если после того, как установится равновесие, из объема удалить некоторое количество водяного пара, то прямая реакция будет проходить быстрее, чем обратная. Это продолжается до тех пор, пока не образуется достаточное количество водяного пара, необходимого для нового состояния равновесия. Если при равновесном состоянии в химическую систему добавить водяной пар, то на некотором отрезке времени, до установления нового равновесного состояния, преобладающей станет обратная реакция. Этот пример показывает, что химическое равновесие в газовых системах обусловлено *законом действующих масс*.

Запишем химическую реакцию в обобщенной форме



где A_1, A_2, \dots, A_n — молекулы, участвующие в реакции; B_1, B_2, \dots, B_m — молекулы, полученные в результате реакции; $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n; \beta_1, \beta_2, \dots, \beta_m$ — целочисленные (стехиометрические) коэффициенты, указывающие на количество молекул (молей), участвующих в реакции и полученных в результате реакции соответственно. Например, для обратимой химической реакции (7.2) $\alpha_{H_2} = 2; \alpha_{O_2} = 1; \beta_{H_2O} = 2$. Пусть $C_{A_1}, C_{A_2}, \dots, C_{A_n}; C_{B_1}, C_{B_2}, \dots, C_{B_m}$ — равновесные концентрации различных веществ, моль/м³, $C_i = \frac{M_i}{V}$,

где M_i — число молей i -го вещества в объеме V . Тогда закон действующих масс для химического равновесия формулируется следующим образом: при достижении *химического равновесия* справедливо выражение

$$\frac{C_{B_1}^{\beta_1} C_{B_2}^{\beta_2} \dots C_{B_m}^{\beta_m}}{C_{A_1}^{\alpha_1} C_{A_2}^{\alpha_2} \dots C_{A_n}^{\alpha_n}} = K_C(T), \quad (7.4)$$

где K_C — коэффициент пропорциональности, называемый константой равновесия, является функцией только температуры T .

Приведем наиболее простое так называемое кинетическое доказательство закона действующих масс (7.4). Следуя Э. Ферми [13], покажем, что скорость химических реакций при постоянной температуре пропорциональна произведению концентраций реагирующих веществ в степенях, равных их стехиометрическим коэффициентам. Прямая реакция (7.3) происходит в результате многократных столкновений: α_1 — молекул типа A_1 ; α_2 — молекул типа A_2, \dots, A_n ; α_n — молекул типа A_n .

Частота таких столкновений нескольких молекул, очевидно, пропорциональна степени концентрации α_1 вещества A_1 , степени концентрации α_2 вещества A_2, \dots , степени концентрации α_n вещества A_n , т. е. мультипликации $C_{A_1}^{\alpha_1} C_{A_2}^{\alpha_2} \dots C_{A_n}^{\alpha_n}$, а значит, скорость прямой реакции пропорциональна этому выражению. При этом коэффициент пропорциональности K'_C есть функция температуры, т. е. для скорости прямой реакции (7.3) получаем выражение $K'_C(T) [C_{A_1}^{\alpha_1} C_{A_2}^{\alpha_2} \dots C_{A_n}^{\alpha_n}]$. Аналогично для скорости обратной реакции (7.3) имеем выражение $K''_C(T) [C_{B_1}^{\beta_1} C_{B_2}^{\beta_2} \dots C_{B_m}^{\beta_m}]$. При химическом равновесии эти скорости равны, тогда с учетом обозначения $K_C(T) = \frac{K'_C(T)}{K''_C(T)}$ получаем (7.4), таким образом, закон действующих масс (7.4) доказан.

Запишем этот закон в другой форме. Пусть концентрации заданы парциальными давлениями $p_{A_1}, p_{A_2}, \dots, p_{A_n}; p_{B_1}, p_{B_2}, \dots, p_{B_m}$. Согласно закону действующих масс константа равновесия определяется следующим выражением:

$$\frac{p_{B_1}^{\beta_1} p_{B_2}^{\beta_2} \dots p_{B_m}^{\beta_m}}{p_{A_1}^{\alpha_1} p_{A_2}^{\alpha_2} \dots p_{A_n}^{\alpha_n}} = K_p(T). \quad (7.5)$$

Взаимосвязь между константами равновесия K_p и K_C можно установить с помощью уравнения Клапейрона — Менделеева. Для i -й компоненты $p_i V = M_i \tilde{R} T$ (где R — универсальная газовая постоянная), соответственно, $C_i = \frac{M_i}{V} = \frac{p_i}{\tilde{R} T}$. После преобразований (7.4) принимает вид

$$K_C = \frac{P_{B_1}^{\beta_1} P_{B_2}^{\beta_2} \dots P_{B_m}^{\beta_m}}{P_{A_1}^{\alpha_1} P_{A_2}^{\alpha_2} \dots P_{A_n}^{\alpha_n}} \left(\frac{1}{\tilde{R}T} \right)^{\beta_1 + \beta_2 + \dots + \beta_m - (\alpha_1 + \alpha_2 + \dots + \alpha_n)} = K_p \left(\frac{1}{\tilde{R}T} \right)^{\beta_1 + \beta_2 + \dots + \beta_m - (\alpha_1 + \alpha_2 + \dots + \alpha_n)}, \quad (7.6)$$

где $\beta_1 + \beta_2 + \dots + \beta_m - (\alpha_1 + \alpha_2 + \dots + \alpha_n)$ — изменение числа молей газа в реакции рассматриваемого типа.

Ясно, что при выводе закона действующих масс не требуется детально знать механизм протекания химической реакции, определяющий ее скорость. Достаточно иметь итоговое стехиометрическое соотношение для реакции типа (7.3), определяющее баланс масс компонентов реакции. Например, соотношения (7.4) и (7.5) применимы для расчета химического равновесия обратимой реакции (7.2), которая протекает в соответствии со сложным цепным механизмом, проходя при этом ряд промежуточных стадий. Однако эти промежуточные реакции не играют никакой роли при расчете химического равновесия. Для реакции (7.2), согласно (7.5) и

$$(7.6), \text{ имеем } K_p = \frac{P_{\text{H}_2\text{O}}^2}{P_{\text{H}_2}^2 P_{\text{O}_2}} \text{ и } K_C = K_p \left(\frac{1}{\tilde{R}T} \right)^{2-(2+1)} = K_p \tilde{R}T. \text{ Если в}$$

реакции участвуют твердые или жидкие вещества, то в (7.5) войдут только парциальные давления веществ в газовой фазе. Например, для реакции с твердым углеродом $\text{C} + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2$ можно за-

писать $K_p = \frac{P_{\text{CO}_2}}{P_{\text{O}_2}}$. Отметим, что закон действующих масс, строго

говоря, справедлив только для идеальных газов, однако его применяют и для реальных газов, предполагая, что они подчиняются законам идеальных газов. В тех случаях, когда газы нельзя считать идеальными (например, при высоких давлениях), в (7.5) парциальные давления заменяют фугитивностями. Фугитивность (летучесть) f_i — некоторая функция давления, которую при подстановке в уравнения для идеальных газов можно применять и к реальным системам. Фугитивность пропорциональна давлению, $f_i = \gamma_i P_i$, где γ_i — коэффициент фугитивности, имеющий определенное значение при данном давлении. При низком давлении ($p \rightarrow 0$) в неидеальном газе силы взаимодействия между молеку-

лами так малы, что газ можно считать идеальным, $f_i = p_i$, и, следовательно, $\gamma_i = 1$. При таком определении безразмерный коэффициент γ_i можно рассматривать как нормировку. Он характеризует отклонение газа от идеального состояния. При невысоком давлении, когда между молекулами действуют силы притяжения, $\gamma_i < 1$, при высоком давлении между молекулами действуют силы отталкивания и $\gamma_i > 1$. Так, например, при $t = 0^\circ\text{C}$ и $p = 1200$ бар имеем для CO_2 $f_{\text{CO}} = 2663$ бар, а при $t = -75^\circ\text{C}$, $p = 6000$ бар для N_2 — $f_{\text{N}_2} \approx 2 \cdot 10^6$ бар, т. е. фугитивность становится несоизмеримой с да-

влением. В области невысоких давлений $f_i = \frac{P_i^2}{P_{\text{ид}i}}$, где $P_{\text{ид}i} = \frac{\tilde{R}T}{v_i}$ — давление идеального газа; v_i — молярный объем газа.

Влияние изменения внешних условий на состояние химического равновесия устанавливается термодинамическим положением, впервые сформулированным А. Ле Шателье в 1885 г. и затем в 1887 г. теоретически обоснованным К. Брауном, которое называют принципом Ле Шателье — Брауна. Согласно этому принципу при внешнем воздействии на равновесную систему химическое равновесие смещается в сторону, противоположную этому воздействию. Действительно, из закона действующих масс следует, что внешние воздействия (например, уменьшение или увеличение водяного пара в (7.2)), выводящие систему из состояния равновесия, обуславливают в системе процессы (изменение скоростей прямых или обратных реакций), которые ослабляют эффект этого воздействия. Принцип Ле Шателье — Брауна в отличие от закона действующих масс имеет ограниченное практическое применение, поскольку не позволяет проводить расчеты концентраций продуктов химической реакции.

7.2. Тепловой эффект химической реакции. Закон Гесса

Химическая реакция сопровождается тепловым эффектом — количеством выделенной или поглощенной теплоты. Химическую реакцию, протекающую с выделением теплоты, называют экзотермической, а с поглощением — эндотермическими. Реакция го-

рения в поршневых двигателях, как и все реакции, связанные с взаимодействием кислорода с топливом, относятся к экзотермическим. Вследствие выделения теплоты эти реакции, возникнув в одной точке, способны распространиться на всю массу реагирующих веществ. Примером эндотермической реакции служит диссоциация продуктов полного сгорания CO_2 и H_2O при высоких температурах. В эндотермических реакциях подвод теплоты необходим не только для возникновения реакции в одной точке, но и на протяжении всего времени протекания реакции. С прекращением подвода теплоты извне протекание эндотермической реакции заканчивается.

Согласно первому закону термодинамики тепловой эффект химической реакции для системы реагирующих веществ $Q = \Delta U + L$. При постоянном объеме ($V = \text{const}$) тепловой эффект Q_V равен изменению внутренней энергии, механическая работа $L = \int_1^2 p dV = 0$. Тогда изохорный тепловой эффект реакции равен изменению внутренней энергии, т. е.

$$Q = Q_V = U_2 - U_1. \quad (7.7)$$

При постоянном давлении ($p = \text{const}$) тепловой эффект Q_p равен изменению энтальпии

$$Q = Q_p = U_2 - U_1 + p(V_2 - V_1) = (U_2 + pV_2) - (U_1 + pV_1) = H_2 - H_1. \quad (7.8)$$

Из (7.8) следует, что

$$Q_p = Q_V + p(V_2 - V_1) = Q_V + M_2 \tilde{R}T - M_1 \tilde{R}T = Q_V + \Delta M \tilde{R}T, \quad (7.9)$$

т. е. если химическая реакция протекает без изменения объема (число молей веществ, вступивших в реакцию, равно числу молей продуктов реакции), то изохорный и изобарный тепловые эффекты равны, $Q_V = Q_p$. В термохимии в отличие от термодинамики теплоту, выделяемую системой, считают положительной, а теплоту, подводимую к системе, — отрицательной. В связи с этим в термохимии (7.9) имеет вид $Q_p = Q_V - p(V_2 - V_1)$, следовательно, при протекании химической реакции с уменьшением объема $Q_p > Q_V$,

и, наоборот, если реакция сопровождается увеличением объема, то $Q_p < Q_V$. Например, прямая реакция (7.2) протекает с уменьшением объема, так как число молей реагентов $M_1 = \alpha_1 + \alpha_2 = 2 + 1 = 3$, а число молей продуктов реакции $M_2 = \beta_1 = 2$. Соответственно изменение объема (числа молей) $\Delta M = M_2 - M_1 = -1$, т. е. для прямой реакции (7.2) имеем $Q_p > Q_V$.

Уравнение химической реакции образования воды при постоянном объеме ($V = \text{const}$) имеет вид $\text{H}_2 + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightarrow (\text{H}_2\text{O})_{\text{ж}} + Q_V$, при $T = 298 \text{ K}$ изохорный тепловой эффект $Q_V = -285\,840 \text{ Дж/моль}$. Чтобы определить изобарный тепловой эффект при той же температуре, необходимо вычислить $\Delta M = 0 - \frac{3}{2} = -\frac{3}{2}$. Согласно (7.9) $Q_p = Q_V + \Delta M \tilde{R}T = -285\,840 - \frac{3}{2} \cdot 8,314 \cdot 298 = -289\,556 \text{ Дж/моль}$. Таким образом, тепловые эффекты Q_V и Q_p в данном случае различаются примерно на 1,3 %.

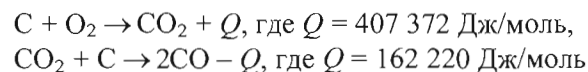
Следует подчеркнуть, что для всех реакций между жидкими и твердыми веществами изменение объема системы можно не учитывать и определить тепловой эффект, пренебрегая ограничительными условиями ($p = \text{const}$ и $T = \text{const}$). Для химических реакций между газами это может оказаться неверным.

Русский ученый Г.И. Гесс экспериментально установил основной закон термохимии: *тепловой эффект химической реакции* не зависит от пути, по которому протекает реакция, а определяется только начальным и конечным состоянием системы. Рассмотрим закон Гесса на примере реакции горения углерода. При достаточном количестве воздуха, $\alpha_{\text{в}} \geq 1$, реакция может протекать до получения диоксида углерода, $\text{C} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2 + Q_{p1}$ (первая стадия получения CO_2). При подаче половины количества воздуха, необходимого для полного сгорания, вначале идет реакция получения оксида углерода, $\text{C} + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightarrow \text{CO} + Q_{p2}$, а затем диоксида углерода,

$\text{CO} + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2 + Q_{p3}$ (вторая стадия получения CO_2). В соответствии с законом Гесса $Q_{p1} = Q_{p2} + Q_{p3}$. Строго говоря, закон Гесса выполняется для реакций, протекающих при $p = \text{const}$ или

$V = \text{const}$, т. е. по существу его можно рассматривать как первый закон термодинамики. Действительно, если предположить, что количество энергии, выделяющейся на разных стадиях реакции, различно, то из этого следует, что, направляя в замкнутом цикле реакцию в одном направлении по одному пути и в обратном направлении по другому пути, энергию можно получить из ничего. Отметим, что закон Гесса был открыт еще до того, как Р. Майер в 1842 г. сформулировал закон сохранения энергии.

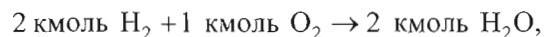
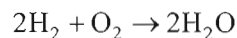
Практическая значимость закона Гесса заключается в том, что он позволяет рассчитывать тепловые эффекты таких реакций, для которых эти эффекты еще не определены экспериментально (из-за сложности эксперимента или в силу других причин). Например, экспериментально определить тепловой эффект реакции $2C + O_2 \rightarrow 2CO + Q_p$ практически невозможно, так как горение углерода в кислороде, помимо образования CO , всегда сопровождается образованием некоторого количества CO_2 . Однако если известны тепловые эффекты практически реализуемых реакций, то на основании закона Гесса получаем



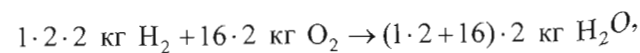
Стехиометрическое уравнение реакции, записанное с указанием агрегатных состояний исходных веществ и продуктов, а также теплового эффекта, называют термохимическим.

7.3. Коэффициент молекулярного изменения и его зависимость от способа смесеобразования

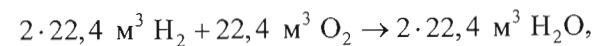
Рассмотрим изменение объема и массы исходных веществ на примере обратимой химической реакции (см. (7.2)):



т. е. 3 кмоль \rightarrow 2 кмоль;



т. е. 4 кг + 32 кг \rightarrow 36 кг;

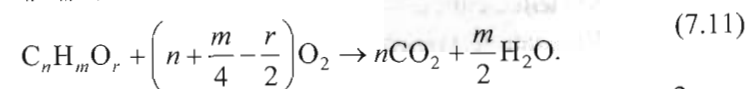


т. е. 44,8 м³ + 22,4 м³ \rightarrow 44,8 м³,

где учтено, что, согласно закону Авогадро, 1 моль газа при нормальных условиях занимает объем $22,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$. Ясно, что закон сохранения массы в процессе протекания реакции соблюдается, однако имеет место изменение объема. Изменение объема характеризуется коэффициентом молекулярного изменения, представляющего собой отношение числа молей продуктов реакции к числу молей реагентов, т. е.

$$\mu_0 \stackrel{\text{def}}{=} \frac{M_2}{M_1} = 1 + \frac{\Delta M}{M_1}. \quad (7.10)$$

В общем случае значение $\mu_0 \neq 1$; это означает, что в поршневых двигателях при одинаковых значениях температуры и давления объем горючей смеси может отличаться от объема продуктов сгорания. Уравнение реакции полного сгорания углеводородного топлива $C_n H_m O_r$ в поршневых двигателях имеет вид



Для этой химической реакции $\Delta M = M_2 - M_1 = \frac{m - 4 + 2r}{4}$ и, следовательно, коэффициент молекулярного изменения определяется числами атомов водорода m и кислорода r в соединении вида $C_n H_m O_r$. Если $m = 4 - 2r$, то $\mu_0 = 1$ и если $m < 4 - 2r$ или $m > 4 - 2r$, то $\mu_0 < 1$ или $\mu_0 > 1$ соответственно. При сгорании бензина или дизельного топлива $\mu_0 > 1$, что для поршневых двигателей рассматривается как положительный фактор. Действительно, при росте количества молей объем заряда увеличивается, что способствует увеличению полезной работы при расширении. При окислении метана (CH_4) $\mu_0 = 1$, так как $m = 4, r = 0$ и $\Delta M = 0$, т. е. объем не изменяется, а при использовании в качестве топлива генераторных газов, $\mu_0 < 1$, наблюдается уменьшение объема.

В цилиндре двигателя в реальных условиях происходит сгорание рабочей смеси, которая состоит из свежего заряда — горючей смеси — и остаточных продуктов сгорания. В связи с этим вместо коэффициента химического молекулярного изменения целесообразно использовать действительный коэффициент молекулярного изменения

$$\mu \stackrel{\text{def}}{=} \frac{M_2 + M_r}{M_1 + M_r} = \frac{\beta_0 + \gamma_r}{1 + \gamma_r}, \quad (7.12)$$

где M_r — число молей остаточных продуктов сгорания; $\gamma_r \stackrel{\text{def}}{=} \frac{M_r}{M_1}$ —

коэффициент остаточных газов, который характеризует качество очистки цилиндра от отработавших газов. Для четырехтактных бензиновых двигателей $\gamma_r = 0,04 \dots 0,10$, для четырехтактных дизелей $\gamma_r = 0,01 \dots 0,05$. У двухтактных двигателей его значение прежде всего зависит от схемы продувки: в случае петлевой $\gamma_r = 0,07 \dots 0,22$, прямоочной $\gamma_r = 0,05 \dots 0,15$, а кривошипно-камерной $\gamma_r = 0,20 \dots 0,35$.

Для горючей смеси коэффициент молекулярного изменения возрастает с уменьшением коэффициента избытка воздуха (рис. 7.1). Заметное повышение коэффициента μ_0 при значении $\alpha_b < 1$ объясняется тем, что реакция (7.11) осуществляется с выделением

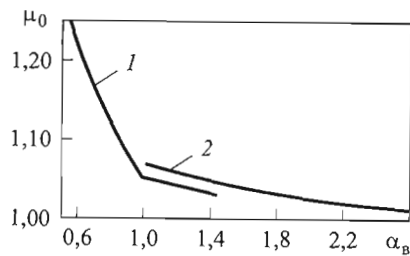


Рис. 7.1. Зависимость коэффициента молекулярного изменения горючей смеси от коэффициента избытка воздуха:

1 — смесь бензина с воздухом; 2 — смесь дизельного топлива с воздухом

продуктов как полного, так и неполного сгорания диоксида углерода (CO_2) и оксида углерода (CO). Действительный коэффициент молекулярного изменения для бензиновых двигателей составляет $1,02 \dots 1,12$, для дизелей — $1,01 \dots 1,06$ при $\gamma_r \leq 0,10$.

Рассмотрим изменение коэффициента μ_0 в условиях поршневого двигателя и установим его зависимость от вида углеводородного топлива, ко-

эффицента избытка воздуха и способа смесеобразования. Отметим, что анализ зависимостей $\mu_0 = f(\alpha_b)$ (см. рис. 7.1) позволяет определить более эффективный с термодинамической точки зрения способ смесеобразования для данного топлива. Действительно, согласно (7.11) при полном сгорании топлива вида $\text{C}_m\text{H}_r\text{O}_r$

$M_{\text{т}} = M_{\text{C}_m\text{H}_r\text{O}_r} = 1$ моль израсходуется $M_{\text{O}_2\text{расх}} = n + \frac{m}{4} - \frac{r}{2}$ моль воздуха, а в результате протекания реакции имеем $M_{\text{пр.сг}} = M_{\text{CO}_2} + M_{\text{H}_2\text{O}} = n + \frac{m}{2}$ моль продуктов сгорания, т. е.

$$\frac{M_{\text{пр.сг}}}{M_{\text{т}}} = n + \frac{m}{2}; \quad \frac{M_{\text{O}_2\text{расх}}}{M_{\text{пр.сг}}} = \frac{4n + m - 2r}{4n + 2m}; \quad \frac{M_{\text{O}_2\text{расх}}}{M_{\text{т}}} = n + \frac{m}{4} - \frac{r}{2}.$$

Количество свежего заряда в цилиндре двигателя в случае внутреннего смесеобразования определяется как число молей воздуха M_b , попавшего в цилиндр к моменту закрытия впускного клапана, т. е. $M_1 = M_b$, а в случае внешнего смесеобразования — как сумма числа молей воздуха и топлива, т. е. $M_1 = M_b + M_{\text{т}}$. После осуществления реакции полного сгорания в цилиндре двигателя $M_2 = M_b - M_{\text{O}_2\text{расх}} + M_{\text{CO}_2} + M_{\text{H}_2\text{O}}$. Подчеркнем, уравнение (7.11) описывает реакцию полного сгорания, поэтому значение

$\alpha_b = \frac{M_b}{M_{\text{т}}L_0} = \frac{M_b}{M_{\text{в.расх}}} \geq 1$, где L_0 — стехиометрическое количество

воздуха, моль/моль. Число молей израсходованного в реакции кислорода определим как объемную долю израсходованного воздуха:

$M_{\text{O}_2\text{расх}} = 0,21M_{\text{в.расх}} = 0,21M_{\text{т}}L_0 = 0,21\frac{M_b}{\alpha_b}$. При подстановке этого

значения получим, что

$$M_{\text{т}} = \frac{4}{4n + m - 2r} 0,21 \frac{M_b}{\alpha_b}.$$

Тогда коэффициент молекулярного изменения (см. (7.10)) при внутреннем смесеобразовании

$$\mu_0 = \frac{M_B - M_{O_2 \text{ расх}} + M_{\text{пр.сг}}}{M_B} = 1 + 0,21 \frac{m + 2r}{4n + m - 2r} \frac{1}{\alpha_B},$$

при внешнем смесеобразовании

$$\mu_0 = \frac{M_B - M_{O_2 \text{ расх}} + M_{\text{пр.сг}}}{M_B + M_T} = \frac{1 - 0,21 \frac{1}{\alpha_B} + \frac{4n + 2m}{4n + m - 2r} 0,21 \frac{1}{\alpha_B}}{1 + \frac{4}{4n + m - 2r} 0,21 \frac{1}{\alpha_B}}.$$

Согласно этим выражениям коэффициент молекулярного изменения в процессе сгорания топлива в цилиндре двигателя зависит не только от вида углеводородного топлива и коэффициента избытка воздуха, но и от способа смесеобразования. Например, при использовании метанола (CH_3OH) в качестве топлива при внутреннем смесеобразовании $\mu_0 = 1 + 0,21 \frac{1}{\alpha_B}$, а при внешнем

$$\text{смесеобразовании } \mu_0 = \frac{\alpha_B + 0,21}{\alpha_B + 0,14}.$$

В ряде случаев в отсутствие точных химических формул типа $\text{C}_n\text{H}_m\text{O}_r$ для некоторых моторных топлив иногда используют приближенные химические формулы: например, для бензина химическую формулу изооктана (C_8H_{18}) или гептана (C_7H_{16}), имеющих близкие к бензину теплофизические параметры (теплота сгорания, плотность, теплоемкость и др.) и сильно различающихся антидетонационными свойствами; для дизельного топлива — химическую формулу цетана ($\text{C}_{16}\text{H}_{34}$). Однако коэффициент молекулярного изменения можно рассчитать и без формулы, основываясь на элементарном составе топлива. При выводе формул для коэффициента молекулярного изменения принято, что диссоциация продуктов сгорания отсутствует и их состав определяется только стехиометрическим соотношением. В действительности, вследствие диссоциации продуктов сгорания значения μ_0 всегда больше по сравнению с вычисленными в соответствии с этими уравнениями значениями.

В качестве примера найдем коэффициент химического молекулярного изменения в поршневом двигателе при различных способах смесеобразования и использовании в качестве топлива водорода, бензина и дизельного топлива (рис. 7.2). Выясним, какой способ смесеобразования с

термодинамической точки зрения имеет преимущества для рассмотренных топлив.

При $\alpha_B \geq 1$ химическая реакция протекает согласно (7.2). Тогда для водорода получим с учетом того, что $m = 2, n = r = 0$, при внутреннем смесеобразовании

$$\mu_0 = 1 + 0,21 \frac{1}{\alpha_B},$$

при внешнем смесеобразовании

$$\mu_0 = \frac{\alpha_B + 0,21}{\alpha_B + 0,42}.$$

Кроме того, при сгорании водорода, $\alpha_B \geq 1$, число молей топлива (водорода) равно числу молей продуктов сгорания (водяного пара) и в 2 раза превышает число молей израсходованного в реакции кислорода. При внутреннем смесеобразовании, т. е. при введении водорода (в газовом или жидком состоянии) непосредственно в цилиндр двигателя, с увеличением значения α_B уменьшается значение μ_0 , при этом $\mu_0 > 1$. При внешнем смесеобразовании, наоборот, с увеличением значения α_B уменьшается значение μ_0 , при этом $\mu_0 < 1$.

Для бензина и дизельного топлива точный вид химической формулы типа $\text{C}_n\text{H}_m\text{O}_r$ не известен, поэтому функцию $\mu_0 = \mu_0(\alpha_B)$ можно определить исходя из их элементарного состава: содержание углерода $g_C = 0,87$ кг углерода/кг топлива, содержание водорода $g_H = 0,13$ кг водорода/кг топлива. Содержание кислорода в этих топливах незначительное, поэтому можно принять $g_O = 0$. Как известно, для полного сгорания g_C кг углерода необходимо $\frac{8}{3} g_C$ кг (или $\frac{g_C}{12}$ кмоль) кислорода, а для полного сгорания g_H кг водорода — $8g_H$ кг (или $\frac{g_H}{4}$ кмоль) кислорода, тогда стехиометрическое количество воздуха равно соответственно:

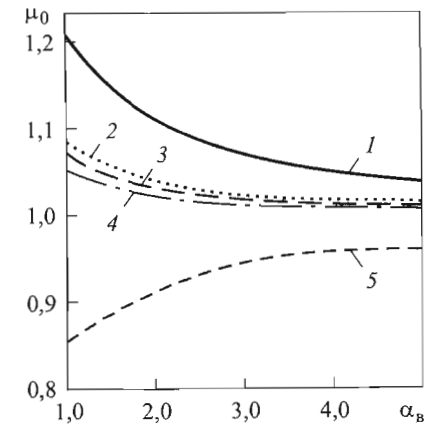


Рис. 7.2. Зависимость химического коэффициента молекулярного изменения для различных видов топлива и способов смесеобразования: 1, 5 — водород, внутреннее и внешнее смесеобразование соответственно; 2 — дизельное топливо, внутреннее смесеобразование; 3, 4 — бензин, внутреннее и внешнее смесеобразование соответственно

$$l_0 = \frac{1}{0,23} \left(\frac{8}{3} g_C + 8g_H - g_O \right) = \frac{1}{0,23} \left(\frac{8}{3} \cdot 0,87 + 8 \cdot 0,13 - 0 \right) = 14,6 \text{ кг воздуха/кг топлива,}$$

$$L_0 = \frac{1}{0,21} \left(\frac{1}{12} g_C + \frac{1}{4} g_H - \frac{1}{32} g_O \right) = \frac{1}{0,21} \left(\frac{1}{12} \cdot 0,87 + \frac{1}{4} \cdot 0,13 - 0 \right) = 0,5 \text{ кмоль воздуха/кг топлива.}$$

При полном сгорании топлива ($\alpha_b \geq 1$) продукты сгорания состоят из диоксида углерода, $M_{CO_2} = \frac{g_C}{12}$ кмоль CO_2 /кг топлива, водяного пара,

$M_{H_2O} = \frac{g_H}{2}$ кмоль H_2O /кг топлива, не принимавшего участия в образовании избыточного воздуха, $M_{в,изб} = M_b - M_{O_2,расх} = \alpha_b L_0 - 0,21L_0$. В данном случае M — число киломолей, приходящихся на 1 кг топлива, а в выражениях для коэффициента молекулярного изменения (см. (7.10)) — число молей, участвующих в стехиометрической реакции (7.11).

При внутреннем смесеобразовании

$$\mu_0 = \frac{M_b - M_{O_2,расх} + M_{пр,сг}}{M_b} = 1 + \frac{\frac{g_C}{12} + \frac{g_H}{2} - 0,21L_0}{\alpha_b L_0} = 1 + \frac{0,87}{12} + \frac{0,13}{2} - 0,21 \cdot 0,5}{0,5\alpha_b} = 1 + 0,065 \frac{1}{\alpha_b},$$

при внешнем смесеобразовании

$$\mu_0 = \frac{M_b - M_{O_2,расх} + M_{пр,сг}}{M_b + M_T} = \frac{\alpha_b L_0 - 0,21L_0 + \frac{g_C}{12} + \frac{g_H}{2}}{\alpha_b L_0 + \frac{1}{m_\mu}} = \frac{0,5\alpha_b - 0,21 \cdot 0,5 + \frac{0,87}{12} + \frac{0,13}{2}}{0,5\alpha_b + \frac{1}{110}} = \frac{\alpha_b + 0,065}{\alpha_b + 0,018},$$

где $m_\mu \approx 110 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}$ — молярная масса бензина. Из графиков на рис. 7.2, построенных по полученным формулам, следует, что для двигателя с

внутренним смесеобразованием, работающего на любом из рассмотренных топлив, $\mu_0 > 1$. Для двигателя с внешним смесеобразованием, работающего на бензине также $\mu_0 > 1$, однако для двигателя, работающего на водороде, $\mu_0 < 1$. Этот эффект в наибольшей мере проявляется при значении $\alpha_b = 1$. При $\mu_0 > 1$ в результате увеличения объема среднее эффективное давление повышается. С термодинамической точки зрения преимущество водородного дизеля по сравнению с водородным двигателем с внешним смесеобразованием заключается в том, что, согласно (7.2), каждый моль исходного вещества (кислорода) после подачи в цилиндр водорода переходит в 2 моль воды; это приводит к увеличению объема газов в цилиндре двигателя. В случае использования водорода в двигателях с внешним смесеобразованием, согласно (7.2), 3 моль исходного вещества (2 моль водорода + 1 моль кислорода) в результате реакции переходит в 2 моль воды, что приводит к уменьшению объема газов в цилиндре двигателя.

К недостаткам водородного дизеля можно отнести следующие: подача водорода в цилиндр двигателя осуществляется под высоким давлением, что требует определенных затрат энергии; при использовании жидкого водорода в качестве моторного топлива дополнительно затрачивается энергия на сжижение водорода.

При неполном сгорании топлива, $\alpha_b < 1$, продукты сгорания представляют собой смесь оксида углерода, $M_{CO} = 2 \frac{1 - \alpha_b}{1 + k} 0,21L_0$ кмоль CO /кг

топлива, диоксида углерода, $M_{CO_2} = \frac{g_C}{12} - 2 \frac{1 - \alpha_b}{1 + k} 0,21L_0$ кмоль CO_2 /кг

топлива, водяного пара, $M_{H_2O} = \frac{g_H}{2} - 2k \frac{1 - \alpha_b}{1 + k} 0,21L_0$ кмоль H_2O /кг топ-

лива, свободного водорода, $M_{H_2} = 2k \frac{1 - \alpha_b}{1 + k} 0,21L_0$ кмоль H_2 /кг топлива

и азота, $M_{N_2} = 0,79\alpha_b L_0$ кмоль N_2 /кг топлива. Здесь $k = \frac{M_{H_2}}{M_{CO}}$ — посто-

янная величина, зависящая от соотношения количества водорода и оксида углерода, содержащихся в продуктах сгорания (для бензина $k = 0,45 \dots 0,50$). Тогда общее число молей (кмоль продуктов сгорания/кг топлива) продуктов неполного сгорания жидкого топлива $M_2 = M_{CO_2} +$

$+ M_{CO} + M_{H_2O} + M_{H_2} + M_{N_2} = \frac{g_C}{12} + \frac{g_H}{2} + 0,79\alpha_b L_0$. На основе этого вы-

ражения можно получить зависимости для коэффициента молекулярного изменения при неполном сгорании топлива.

7.4. Влияние температуры на тепловой эффект реакции. Молекулярность и порядок реакции

Тепловой эффект химической реакции зависит от температуры, при которой она протекает. На практике тепловой эффект реакции, полученный при различных температурах, имеет большое значение, например, для расчета химического равновесия и потерь теплоты от диссоциации продуктов сгорания при высокой температуре. Найдем зависимость теплового эффекта от температуры путем дифференцирования уравнений (7.7) и (7.8) по температуре при $V = \text{const}$ и $p = \text{const}$ соответственно:

$$\left(\frac{\partial Q_V}{\partial T}\right)_V = \left(\frac{\partial U_2}{\partial T}\right)_V - \left(\frac{\partial U_1}{\partial T}\right)_V = c_{V2} - c_{V1}; \quad (7.13)$$

$$\left(\frac{\partial Q_p}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial H_2}{\partial T}\right)_p - \left(\frac{\partial H_1}{\partial T}\right)_p = c_{p2} - c_{p1}. \quad (7.14)$$

Здесь c_{V1} , c_{p1} — суммарная молярная теплоемкость реагентов с учетом стехиометрических коэффициентов; c_{V2} , c_{p2} — то же для продуктов реакции. Таким образом, изменение тепловых эффектов в зависимости от температуры равно разности теплоемкостей конечных и начальных веществ. Из этого утверждения, известного как закон Кирхгофа, следует, что тепловой эффект не зависит от температуры только в том случае, если суммарные теплоемкости исходных и конечных веществ равны, т. е. когда выражения (7.13) и (7.14) равны нулю. Таким образом, согласно закону Кирхгофа, если известны тепловой эффект химической реакции при какой-либо температуре и зависимость теплоемкости от этой температуры, то можно вычислить тепловой эффект для любой другой температуры.

Для многих химических реакций тепловой эффект мало зависит от температуры и в практических расчетах его можно считать постоянной величиной. Однако в некоторых случаях такое допущение может привести к существенным погрешностям. Например, в

реакции горения метанола $\text{CH}_3\text{OH} + \frac{3}{2}\text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2 + 2\text{H}_2\text{O}$, используемого в качестве альтернативного топлива в поршневых двигателях, при $T = 1273$ К тепловой эффект составляет 756 500 Дж/моль, а при $T = 2273$ К — 874 000 Дж/моль, т. е. их значения различаются примерно на 15 %.

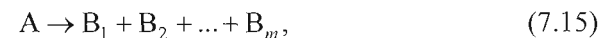
Химическая реакция происходит в результате взаимного столкновения молекул. При этом электроны и атомы одной молекулы попадают в сферу действия электрических полей другой молекулы, в связи с чем возникают условия для перехода электронов из одних атомов в другие и перегруппировки атомов, в результате чего образуются новые молекулы. Частота столкновений зависит от скорости движения молекул, от их числа в единице объема и определяет скорость химической реакции.

Для классификации элементарных реакций используют понятия молекулярности и порядка реакции.

Молекулярность реакции — число молекул реагентов, одновременно участвующих в акте химического превращения. Показатель степени, в которой концентрация реагента входит в кинетическое уравнение, называют порядком реакции по данному реагенту. Общий порядок реакции представляет собой алгебраическую сумму показателей степеней при концентрациях всех реагентов в этом уравнении.

Согласно методу Вант-Гоффа число участвующих в реакции молекул определяет ее порядок и из этого следует, что *порядок реакции* совпадает с молекулярностью. Ниже будет показано, что такое соответствие не всегда соблюдается, например, для сложных реакций. Различают мономолекулярные, биомолекулярные и тримолекулярные реакции.

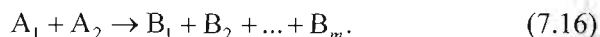
1. *Мономолекулярная реакция*, в которой участвует одна молекула реагента



является, как правило, реакцией разложения. К мономолекулярной относится и реакция радиоактивного распада. По сути мономолекулярная реакция не связана с взаимными соударениями молекул и распад молекул происходит спонтанно. Источником энергии для распада в данном случае, по мнению С. Хиншелвуда, служат внутримолекулярные движения (колебательные, вращательные и др.).

Несмотря на это, скорость реакции зависит от концентрации реагентов, причем не все молекулы способны участвовать в реакции, а только активная часть. Примером мономолекулярной реакции служит реакция разложения метана: $\text{CH}_4 \rightarrow \text{C} + 2\text{H}_2$, скорость которой $\frac{d[\text{CH}_4]}{d\tau} = -K(T)[\text{CH}_4]$. Уравнение, описывающее зависимость скорости химического процесса от концентрации участников реакции, называют кинетическим уравнением реакции. Показатель степени концентрации реагирующего вещества (здесь и далее для концентрации наравне с обозначением C_A будем использовать также обозначение $[A]$, т. е. $C_{\text{CH}_4} = [\text{CH}_4]$) равен единице, следовательно, это реакция первого порядка.

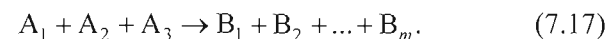
2. *Бимолекулярная реакция*, в которой две молекулы взаимодействуют с образованием одной или нескольких молекул продукта, может быть реакцией соединения или разложения:



К такой реакции относится реакция образования диоксида углерода, уравнение химической реакции которого имеет вид $\text{CO} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{CO}_2 + \text{H}_2$. Скорость этой реакции выражается кинетическим уравнением $\frac{d[\text{CO}]}{d\tau} = \frac{d[\text{H}_2\text{O}]}{d\tau} = -K(T)[\text{CO}][\text{H}_2\text{O}]$. К бимолекулярной также относится реакция разложения, например, оксида углерода: $2\text{CO} \rightarrow \text{C} + \text{CO}_2$, скорость которой $\frac{d[\text{CO}]}{d\tau} = -K(T)[\text{CO}]^2$.

Сумма показателей степеней концентрации реагирующих веществ равна двум, следовательно, эти реакции являются реакциями второго порядка. Согласно молекулярно-кинетической теории реакция второго порядка может быть инициирована только в результате избирательных столкновений молекул, а именно при столкновении типа $A_1 + A_2$. При столкновениях типа $A_1 + A_1$ или типа $A_2 + A_2$ молекулы не участвуют в реакции, т. е. из трех возможных столкновений только в одном случае осуществляется химическая реакция. Эта вероятность определяется активностью молекул.

3. *Тримолекулярная реакция* происходит при одновременном столкновении трех молекул с образованием продукта:



Примером может служить рассмотренная выше реакция горения водорода: $2\text{H}_2 + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{H}_2\text{O}$. Скорость этой реакции $\frac{d[\text{H}_2]}{d\tau} = \frac{d[\text{O}_2]}{d\tau} = -K(T)[\text{H}_2]^2[\text{O}_2]$. Для протекания реакции необходимо, чтобы в определенной комбинации столкнулись сразу три молекулы. Можно предположить, что тримолекулярные реакции осуществляются сложнее, чем моно- и бимолекулярные. Однако хорошо известно, что реакция горения водорода проходит очень легко. Это означает, что простейшая картина столкновений не объясняет всю сложность химических превращений, а стехиометрические уравнения устанавливают лишь конечный результат процесса. В данном случае кинетическое уравнение реакции не соответствует суммарному химическому уравнению процесса.

Сложная мономолекулярная реакция состоит из совокупности элементарных стадий, т. е. различных (параллельных и последовательных) реакций, имеющих в основном моно- или бимолекулярный характер. Такую реакцию называют *сложной*, или *комплексной*. Большинство реакций горения, в том числе реакции горения бензина или дизельного топлива, являются сложными. Порядок сложной реакции может быть дробным и, как правило, он не совпадает с молекулярностью реакции, определяемой стехиометрическим уравнением.

Таким образом, вычисление порядка реакции в соответствии с методом Вант-Гоффа справедливо только для элементарных реакций стехиометрических смесей. Сложные реакции могут протекать как моно- или бимолекулярные реакции, что происходит в том случае, когда определяющая часть реакции, т. е. медленная, является реакцией первого или второго порядка. Например, для реакции разложения пятиоксида азота вместо стехиометрического уравнения $2\text{N}_2\text{O}_5 \rightarrow 2\text{N}_2\text{O}_4 + \text{O}_2$ можно использовать кинетическое уравнение $\frac{d[\text{N}_2\text{O}_5]}{d\tau} = -K(T)[\text{N}_2\text{O}_5]^2$, из которого следует, что порядок реакции равен двум. Однако в действительности порядок этой реакции равен единице, поскольку реакция разложения $2\text{N}_2\text{O}_5$ протекает за несколько стадий, из которых одна является доминирующей и лимитирует весь процесс, т. е.

медленная



быстрые



Лимитирующей является реакция первого порядка, следовательно, и общая реакция разложения $2\text{N}_2\text{O}_5$ — реакция первого порядка. Таким образом, если химическая реакция состоит из некоторых последовательных элементарных реакций, то скорость общей реакции определяется скоростью наиболее медленной реакции.

Вероятность того, что одновременно столкнутся более чем три разноименные молекулы, ничтожно мала, поэтому осуществление реакций с более высокой молекулярностью практически невозможно.

Влияние температуры на скорость химической реакции устанавливает уравнение Аррениуса, позволяющее определить константу скорости реакции:

$$K(T) = K_0 \exp\left[-E/(RT)\right], \quad (7.18)$$

где K_0 — предэкспоненциальный множитель, имеющий ту же размерность, что и константа скорости K реакции; E — энергия активации, Дж/моль, постоянная величина для данной реагирующей системы. Размерность предэкспоненциального множителя, как и размерность константы скорости реакции, изменяется в зависимости от порядка реакции.

Это уравнение было выведено Аррениусом в 1889 г. по результатам экспериментальных исследований, а позднее теоретически обосновано кинетической теорией газов, как и закон действующих масс, без учета промежуточных и цепных реакций. Исходя из предположения, что не все столкновения между молекулами приводят к их химическому взаимодействию, а число столкновений каждой молекулы газа в нормальных условиях очень велико, Аррениус отметил, что химические реакции протекают не мгновенно, а с конечными скоростями. Это обстоятельство указывает на то, что к химическому взаимодействию приводит лишь небольшая часть всех столкновений. Вероятность химического взаимодействия зависит от состояния молекул в момент столкновения, а также от продолжительности акта. Эффективными оказываются

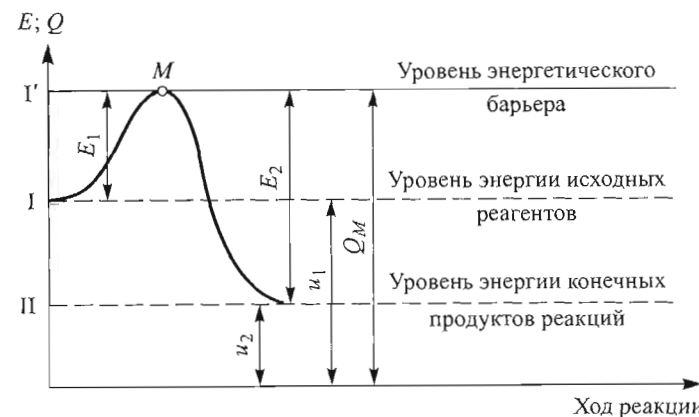


Рис. 7.3. К определению энергии активации прямой (\rightarrow) и обратной (\leftarrow) реакций

столкновения между активными молекулами. *Активными* называют молекулы, которые в момент столкновения обладают повышенной внутренней энергией по сравнению со средним значением внутренней энергии при данной температуре. Минимальный избыток внутренней энергии над ее средним значением при данной температуре, который делает молекулы активными, называют *энергией активации* (рис. 7.3). Из рисунка следует, что исходные продукты реакции обладают общей энергией, соответствующей энергетическому уровню I, конечные продукты реакции — энергией, соответствующей энергетическому уровню II. Это означает, что прямая реакция (переход из состояния, соответствующего уровню I, в состояние, соответствующее более низкому энергетическому уровню II) будет экзотермической. Тогда обратная реакция (переход из состояния, соответствующего энергетическому уровню II, в состояние, соответствующее более высокому энергетическому уровню I) будет эндотермической. Энергетический уровень I' определяет минимальный запас энергии, которым должны обладать молекулы для того, чтобы при их столкновении стало возможным химическое взаимодействие.

Таким образом, для осуществления прямой реакции молекулы для перехода в состояние II из состояния I должны преодолеть энергетический барьер, соответствующий максимуму в точке M (см. рис. 7.3). При этом они должны обладать энергией E_1 . Соглас-

но (7.7) и (7.8) изохорный и изобарный тепловые эффекты этой реакции равны: $Q_V = U_2 - U_1$ и $Q_p = H_2 - H_1$, где индексы 1 и 2 соответствуют состояниям I и II. Часто для инициирования реакции требуется провести дополнительные мероприятия, например, зажигание смеси электрической искрой в бензиновых двигателях или предварительное сжатие реагента (воздуха) путем повышения температуры в дизелях.

Для осуществления обратной эндотермической реакции затрачивается дополнительная энергия $E_2 > E_1$, чтобы молекулы могли перейти из состояния II в состояние I', т. е. оказались в точке M (см. рис. 7.3). При этом тепловые эффекты реакции (поглощенная теплота) равны: $Q_V = U_M - U_2$ и $Q_p = H_M - H_2$.

Разность между энергией, соответствующей энергетическому уровню I', и энергией, соответствующей энергетическому уровню I, равную E_1 , называют энергией активации прямой реакции. Разность между энергией, соответствующей уровню энергетического барьера, и энергией, соответствующей уровню II, равную E_2 , называют энергией активации обратной реакции. Из (7.18) следует, что при $E \rightarrow \infty$ константа скорости реакции $K \rightarrow 0$, а при $E \rightarrow 0$ $K = K_0$, следовательно, чем больше энергия активации, тем сложнее осуществить химическую реакцию. Константа скорости реакции зависит от температуры, так при $T \rightarrow 0$ (рис. 7.4) $K \rightarrow 0$ и, соответственно, скорость реакции становится равной нулю. Однако скорость реакции не может быть равна нулю (абсолютный нуль не достижим!), она только экспоненциально уменьшается с понижением температуры T . Следовательно, ка-

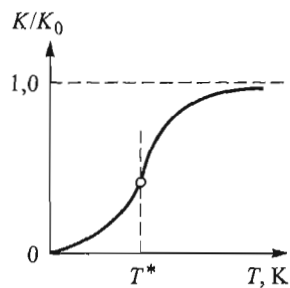


Рис. 7.4. Зависимость константы скорости реакции от температуры

кой бы низкой ни была начальная температура смеси, эта смесь все равно должна прореагировать за достаточно продолжительный период времени [14]. Константа скорости реакции и, естественно, скорость реакции стремительно увеличиваются до некоторого значения температуры $T = T^*$, а затем при $T > T^*$ константа скорости реакции асимптотически приближается к прямой $K = K_0$ (см. рис. 7.4). Поскольку температура T^* соответствует точке перегиба на графе-

ке функции $\frac{K}{K_0} = f(T)$, для ее определения следует найти вторую производную этой функции по температуре T из (7.18) и приравнять нулю. Тогда

$$\frac{E}{\tilde{R}T^3} \exp\left[-\frac{E}{\tilde{R}T}\right] \left(\frac{E}{\tilde{R}T} - 2\right) = 0 \quad \text{и} \\ T^* = \frac{T}{2}. \quad (7.19)$$

Реакция горения углеводородных топлив в поршневых двигателях протекает при температуре $T^* \sim 10^4$ К, которая гораздо выше максимального значения температуры, достигаемого в цилиндре двигателя. Соответственно, для процесса сгорания этого топлива интерес представляет лишь начальный участок кривой на рис. 7.4, где с ростом температуры смеси наблюдается стремительное увеличение скорости реакции.

Для большинства химических реакций, в том числе и сложных реакций с дробными порядками, энергию активации можно вычислить с помощью уравнения Аррениуса (7.18) в логарифмической форме

$$\ln K = \ln K_0 - \frac{E}{\tilde{R}} \frac{1}{T},$$

удобной для графического определения энергии E (рис. 7.5). Угол наклона θ определяется коэффициентом $\frac{E}{\tilde{R}}$, т. е. $\operatorname{tg} \theta = \frac{E}{\tilde{R}}$. Ясно, что величина K_0 зависит от природы реагирующих веществ и характеризует максимальное значение константы скорости реакции, $T \rightarrow \infty$. При такой температуре все молекулы становятся активными и скорость реакции имеет максимальное значение.

7.5. Определение константы скорости реакции на основе теории Максвелла — Больцмана

Согласно кинетической теории газов предэкспоненциальный множитель K_0 характеризует полное число z_0 соударений молекул, т. е. уравнение Аррениуса (7.18) можно представить в виде

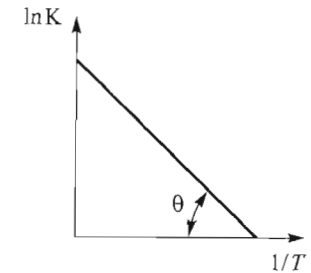


Рис. 7.5. Характер изменения функции $\ln K = f\left(\frac{1}{T}\right)$

$$\frac{z_E}{z_0} = \exp\left[-\frac{E}{\tilde{R}T}\right], \quad (7.20)$$

где z_E — число соударений активных молекул. В кинетической теории газов (7.20) часто называют *фактором Больцмана*, или *частотным фактором*. Рассмотрим акт химического превращения на примере бимолекулярной реакции (7.16). При соударении молекул A_1 и A_2 (т. е. при достаточном их сближении) начинают проявляться силы отталкивания. При этом нормальная составляющая кинетической энергии соударяющихся молекул переходит в потенциальную и может быть затрачена на разрушение первоначальных связей в молекулах. Однако эти связи будут нарушены только при условии, что возникающая при соударении потенциальная энергия превысит энергию активации:

$$\frac{mu_n^2}{2} \geq E, \quad (7.21)$$

где $m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ — приведенная масса молекул (m_1 и m_2 — массы молекул A_1 и A_2 соответственно); u_n — нормальная составляющая относительной скорости молекул. Как известно из курса молекулярной физики, распределение молекул по скоростям (по энергиям) в состоянии термодинамического равновесия подчиняется распределению Максвелла, и полное число соударений молекул A_1 и A_2 за единицу времени в единицу объема газа

$$z_0 = \bar{u} \sigma n_1 n_2, \quad (7.22)$$

где $\bar{u} = \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{1/2}$ — средняя относительная скорость молекул при

температуре T (средняя тепловая скорость); $k = \frac{\tilde{R}}{N_A}$ — постоянная

Больцмана ($N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ — число молекул в 1 моль — число Авогадро); σ — сечение соударения молекул; n_1 и n_2 — число молекул A_1 и A_2 в единице объема (концентрации молекул). Для простейшей модели, в которой молекулы A_1 и A_2 рассматриваются как сферы радиусами r_1 и r_2 , сечение $\sigma = \pi(r_1 + r_2)^2$ и пред-

ставляет собой сечение сферы радиусом $r_1 + r_2$, очерченной, например, вокруг молекулы A_1 . При попадании центра молекулы A_2 в это сечение происходит соударение молекул.

Очевидно, что *скорость реакции* определяется числом z_E , которое можно получить из (7.20) с учетом (7.22)

$$\begin{aligned} z_E &= z_0 \exp\left[-\frac{E}{\tilde{R}T}\right] = \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{1/2} \sigma n_1 n_2 \exp\left[-\frac{E}{\tilde{R}T}\right] = \\ &= CT^{1/2} [A_1][A_2] \exp\left[-\frac{E}{\tilde{R}T}\right], \end{aligned}$$

где $C = \sigma \left(\frac{8k}{\pi m}\right)^{1/2} \cdot N_A^2 = \text{const}$, а число молекул в объеме (концентра-

ция молекул) $n_1 = [A_1]N_A$ и $n_2 = [A_2]N_A$. Множитель $\exp\left[-\frac{E}{\tilde{R}T}\right]$ в

(7.20) представляет собой долю молекул (от их общего числа), скорость которых превышает минимальную скорость u_n и удовлетворяет условию (7.21). Рассматривая соударения молекул, необходимо иметь в виду, что не все столкновения, при которых кинетическая энергия превышает энергию активации, могут привести к химическим превращениям. Для протекания реакции необходимо также, чтобы соударяющиеся молекулы были должным образом сориентированы между собой. Другими словами, удар одной молекулы о другую должен произойти в наиболее уязвимом месте. Тогда, очевидно, скорость реакции $u_{\text{реак}} = Pz_E$, а не $u_{\text{реак}} = z_E$, где P — вероятностный фактор, называемый стерическим (или геометрическим) фактором, $P \in [1, 10^{-7}]$. С учетом этого фактора из последнего выражения следует, что

$$u_{\text{реак}} = Pz_E = PCT^{1/2} [A_1][A_2] \exp\left[-\frac{E}{\tilde{R}T}\right], \quad C = \text{const}, \quad (7.23)$$

или

$$u_{\text{реак}} = -K_{\text{МВ}}[A_1][A_2], \quad (7.24)$$

где

$$K_{\text{МВ}}(T) = PCT^{1/2} \exp\left[-\frac{E}{\tilde{R}T}\right] \quad (7.25)$$

представляет собой константу скорости реакции, полученную на основе молекулярно-кинетической теории Максвелла — Больцмана. Ясно, что она отличается от константы скорости реакции, определенной из закона Аррениуса (7.18), $K_{Ap}(T) = K_0 \exp\left[-\frac{E}{\tilde{R}T}\right]$, т. е. $K_{Ap} \neq K_2$. Прологарифмировав, а потом продифференцировав по T , из двух последних выражений получим

$$E_{Ap} = E_{M-B} + \frac{\tilde{R}T}{2}, \quad (7.26)$$

т. е. энергия активации по Аррениусу больше, чем энергия активации по Максвеллу — Больцману. Как следует из результатов экспериментальных исследований, различие между этими энергиями незначительно, поскольку обычно $E_{M-B} \gg \frac{\tilde{R}T}{2}$. Отметим, что ни энергия активации, ни стерический фактор в рамках приведенной упрощенной теории не вычисляются, задача этой теории заключается в выяснении характера влияния основных физических величин на скорость реакции. Существуют более развитые теории, основанные на квантовой механике и статистической физике, позволяющие в простейших случаях рассчитать энергию активации и предэкспоненциальный множитель, не прибегая к результатам экспериментов. Однако наиболее надежным путем при определении этих параметров является эксперимент.

Наряду с простотой и удобством при решении практических задач кинетическая теория Аррениуса имеет недостаток, заключающийся в том, что значения кинетических постоянных не являются однозначными. Например, число работ, так или иначе связанных с определением констант скоростей реакций, насчитывает не одну тысячу наименований, и этот список литературы все время растет. За последние годы Международный комитет по сбору и оценке числовых данных для науки и техники, а также соответствующие национальные комитеты ведут большую работу по сбору и, что особенно важно, оценке достоверности числовых данных. Подобная оценка проводится специалистами высокой квалификации. Справочник [9], а также периодические издания журнала *High Temperature Reaction Rate Data*, выходящего в Англии, содержат оценочные данные. Как справедливо отмечается в [1], даже в таких изданиях для многих реакций приводится набор существенно раз-

личающихся значений константы скорости реакции. В связи с этим при исследовании процесса сгорания топлива в теплоэнергетических установках, в частности в поршневых двигателях, подбору констант скоростей реакций, а также экспериментальному определению энергии активации и порядка реакции, как это будет видно в дальнейшем, придается большое значение.

7.6. Влияние давления на скорость химической реакции

Во многих энергетических установках, в частности в поршневых двигателях, химические реакции горения протекают при различных начальных значениях давления реагирующих компонентов: окислителя (воздуха) и топлива в газообразном состоянии. Значения давления и температуры в поршневых двигателях в конце такта сжатия, когда обычно начинается химическая реакция горения, составляют в зависимости от типа двигателя примерно 15...90 бар и 550...1100 К соответственно.

Закон Аррениуса, а также молекулярно-кинетическая теория Максвелла—Больцмана определяют зависимость скорости реакции от температуры. Скорость химической реакции зависит также от давления. Чтобы рассмотреть эту зависимость, предположим, что отдельные компоненты A_1, A_2, \dots, A_n реагирующей газовой смеси подчиняются законам идеальных газов. Парциальные давления для этих компонентов, согласно уравнению состояния, представим в виде

$$\begin{aligned} p_1 &= C_1 \tilde{R}T; \\ p_2 &= C_2 \tilde{R}T; \\ &\dots\dots\dots \\ p_n &= C_n \tilde{R}T; \\ p &= C \tilde{R}T, \end{aligned} \quad (7.27)$$

где p_1, p_2, \dots, p_n — парциальные давления компонентов смеси A_1, A_2, \dots, A_n ; C_1, C_2, \dots, C_n — молярные концентрации компонентов A_1, A_2, \dots, A_n ; p — общее давление смеси и C — общее число молей в единице объема. Поделив первые n уравнений на последнее, получим относительные молярные концентрации отдельных

$$\text{компонентов } \frac{p_1}{p} = \frac{C_1}{C} = \bar{C}_1, \dots, \frac{p_n}{p} = \frac{C_n}{C} = \bar{C}_n.$$

Тогда из (7.27) имеем

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{p}{\tilde{R}T} \bar{C}_1; \\ C_2 &= \frac{p}{\tilde{R}T} \bar{C}_2; \\ &\dots\dots\dots \\ C_n &= \frac{p}{\tilde{R}T} \bar{C}_n. \end{aligned} \quad (7.28)$$

Подставив (7.28) в кинетические уравнения скоростей реакций, получим уравнения:

мономолекулярной реакции (7.15)

$$\frac{dC_1}{d\tau} = -K(T)C_1 = -K(T)\frac{p}{\tilde{R}T}\bar{C}_1; \quad (7.29)$$

бимолекулярной реакции (7.16)

$$\frac{dC_1}{d\tau} = \frac{dC_2}{d\tau} = -K(T)C_1C_2 = -K(T)\frac{p^2}{(\tilde{R}T)^2}\bar{C}_1\bar{C}_2; \quad (7.30)$$

тримолекулярной реакции (7.17)

$$\frac{dC_1}{d\tau} = \frac{dC_2}{d\tau} = \frac{dC_3}{d\tau} = -K(T)C_1C_2C_3 = -K(T)\frac{p^3}{(\tilde{R}T)^3}\bar{C}_1\bar{C}_2\bar{C}_3. \quad (7.31)$$

Из (7.29)–(7.31) следует, что зависимость скорости химической реакции n -го порядка от давления, моль/(м³·с), выражается соотношением

$$u_{\text{реак}}(T, C_n) \sim p^n, \quad (7.32)$$

т. е. скорость химической реакции зависит от давления в степени, соответствующей n -му порядку реакций. Подчеркнем, это утверждение справедливо только в том случае, когда скорость реакции определяется как изменение во времени концентрации C_n некоторого компонента n газовой смеси. Действительно, если скорость реакции вычислить как изменение во времени относительной концентрации \bar{C}_n некоторого компонента n газовой смеси, то, проинтегрировав по времени (7.28), получим, что

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{C}_1}{d\tau} = \frac{d\bar{C}_2}{d\tau} = \dots = \frac{d\bar{C}_n}{d\tau} &= \frac{\tilde{R}T}{p} \frac{dC_n}{d\tau} = -\frac{\tilde{R}T}{p} K(T)C_1C_2 \dots C_n = \\ &= -\frac{\tilde{R}T}{p} K(T) \frac{p^n}{(\tilde{R}T)^n} \bar{C}_1\bar{C}_2 \dots \bar{C}_n = -K(T) \frac{p^{n-1}}{(\tilde{R}T)^{n-1}} \bar{C}_1\bar{C}_2 \dots \bar{C}_n, \end{aligned}$$

т. е.

$$u_{\text{реак}}(T, \bar{C}_n) \sim p^{n-1}, \quad \frac{1}{c}. \quad (7.33)$$

Таким образом, скорость реакции первого порядка, определенная как изменение относительной концентрации во времени, не зависит от давления, а скорость реакции более высокого порядка пропорциональна давлению в степени, на единицу меньше порядка реакции.

7.7. Механизм и кинетика цепных химических реакций

Согласно экспериментальным исследованиям многие реакции, в том числе и химические реакции горения газов, не подчиняются законам классической кинетики. Например, при взаимодействии пропана (C_3H_8) с кислородом происходит повышение температуры смеси от значений 330...340 °С до 410 °С и наблюдается снижение скорости реакции, что противоречит закону Аррениуса. Было обнаружено также, что даже ничтожные количества примесей сильно замедляют или ускоряют скорость реакции. Эти обстоятельства указывают на то, что механизм этих реакций иной, чем это следует из стехиометрических уравнений. Действительно, в процессе протекания промежуточной реакции возникают активные частицы, называемые активными центрами, в виде свободных радикалов и атомов, чаще всего это радикалы ОН и атомы О, Н. За счет свободной валентности их энергия активации примерно в 10 раз меньше, чем у молекул с насыщенной валентностью, поэтому атомы и свободные радикалы могут образовывать новые активные центры в таком количестве, что реакция будет продолжаться. В таком случае говорят, что имеет место цепная химическая реакция. Упомянутые выше некоторые несоответствия с классической кинетикой не означают, что теория цепных химических реакций оп-

ровергает основные законы классической кинетики. Наоборот, она использует их для описания промежуточных элементарных реакций, которые могут иметь различные (моно-, бимолекулярные и т. д.) виды.

Активные центры возникают вследствие термической диссоциации отдельных молекул, при столкновении двух молекул, при химическом воздействии с атомами и ионами поверхности стенки сосуда и т. п. Процесс образования активных центров называют *зарождением цепи*.

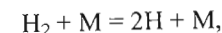
Процесс развития цепной химической реакции может протекать как без разветвления цепи, так и с разветвлением. Цепные химические реакции, у которых один активный центр, вступая в реакцию с исходными веществами, образуют конечные продукты и один новый активный центр, называют *неразветвленными*. В таких реакциях концентрация активных центров не зависит от хода реакции и определяется только равновесием процессов зарождения и обрыва цепей. Процесс гибели активных центров называют *обрывом цепи*. Отметим, что неразветвленные цепные реакции в теории горения практически не встречаются. Цепные химические реакции называют *разветвленными*, если один активный центр, вступая в реакцию, приводит к образованию двух или более новых активных центров. В таком случае концентрация активных центров не определяется уже равновесием процессов зарождения и обрыва цепей и может быть существенно выше равновесной, нарастая по ходу реакции. Это приводит к резкому увеличению скорости реакции и процесс обычно заканчивается взрывом.

Активные центры не только взаимодействуют с исходными веществами, но и участвуют в побочных реакциях и погибают. Гибель активных центров происходит при их столкновении со стенкой сосуда, с молекулами инертных веществ, при взаимном столкновении и т. п. Так, при использовании в бензиновых двигателях в качестве присадки к моторному топливу некоторых соединений свинца, например, этиловой жидкости (смесь тетраэтилсвинца с бромистыми и хлористыми соединениями) в цилиндре образуется очень тонкая пыль свинца, которая способствует обрыву цепи реакции [2]. Подчеркнем, что моторные топлива с антидетонатором обладают повышенной токсичностью и их применение с точки зрения экологичности во многих странах запрещено. Бездетонационное горение топлива можно повысить также путем введения кислородсодержащих компонентов, таких, как спирты, эфиры, вода.

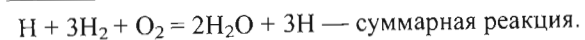
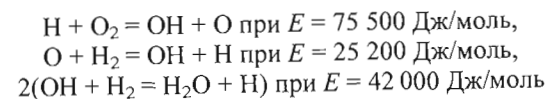
С помощью обрыва цепи таким образом удастся избежать чрезмерно больших скоростей сгорания топлива в цилиндре двигателя.

Рассмотрим реакцию горения водорода $2\text{H}_2 + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{H}_2\text{O}$ (см. (7.2)). Согласно закону действующих масс скорость этой реакции описывается кинетическим уравнением $\frac{d[\text{H}_2]}{d\tau} = \frac{d[\text{O}_2]}{d\tau} = -K(T)[\text{H}_2]^2[\text{O}_2]$, из которого

следует, что скорость реакции должна уменьшаться по мере выгорания водорода. Однако, как показывают экспериментальные исследования, скорость увеличивается в процессе протекания реакции (тримолекулярной). Цепная реакция горения водорода имеет промежуточные стадии образования активных центров, в частности, атомов водорода, кислорода и свободных радикалов:



где M — инертная молекула газа или поверхности стенки сосуда. Последовательная цепь реакций имеет вид [4]



В первой из этих трех реакций энергия активации значительно больше, чем в двух остальных, и поэтому она протекает медленнее других и определяет суммарную скорость процесса. Тогда скорость реакции горения водорода описывается уравнением $\frac{d[\text{H}]}{d\tau} = \frac{d[\text{O}_2]}{d\tau} = -K(T)[\text{H}][\text{O}_2]$, полученным

на основе медленной реакции $\text{H} + \text{O}_2 = \text{OH} + \text{O}$. Атомы водорода в данной реакции являются основными активными центрами. Из суммарной реакции (иногда ее называют брутто-реакцией) следует, что при вступлении в реакцию одного атома водорода появляются три новых атома H, а также образуются две молекулы воды, т. е. в этой реакции осуществляется разветвление цепи.

Запишем уравнение скорости образования активных центров в следующем виде:

$$\frac{dn}{d\tau} = u_0 + \alpha n - \beta n, \quad (7.34)$$

где n — число активных центров; u_0 — скорость зарождения активных центров; α — постоянная величина, характеризующая процесс образования новых активных центров за счет разветвле-

ния цепи; β — постоянная величина, характеризующая процесс гибели активных центров вследствие обрыва цепи. При изменении внешних условий происходит изменение величин α и β , однако α в большей степени зависит от температуры, чем β . Это объясняется тем, что гибель активного центра не связана с энергией активации (такие реакции идут без разрыва цепи) [4, 12]. Введя обозначение

$$\alpha - \beta = \gamma,$$

из (7.34) получим неоднородное дифференциальное уравнение

$$\frac{dn}{d\tau} - \gamma n = u_0, \quad (7.35)$$

решением которого является сумма общего решения $n = Ce^{\gamma\tau}$ соответствующего однородного уравнения $\frac{dn}{d\tau} - \gamma n = 0$ и частного

решения $n = -\frac{u_0}{\gamma}$ неоднородного уравнения (7.35), т. е.

$$n = Ce^{\gamma\tau} - \frac{u_0}{\gamma}. \quad (7.36)$$

С учетом граничных условий, $n = 0$ при $\tau = 0$, из (7.36) получаем, что $C = \frac{u_0}{\gamma}$ и соответственно

$$n = \frac{u_0}{\gamma} [\exp(\gamma\tau) - 1]. \quad (7.37)$$

Следует иметь в виду, что в результате реакции каждого активного центра получается a молекул конечного продукта, поэтому скорость реакции

$$u_{\text{реак}} = au_{\text{разв}} = a\alpha n = a\alpha \frac{u_0}{\gamma} [\exp(\gamma\tau) - 1], \quad (7.38)$$

где a — целое число, указывающее, сколько молекул конечного продукта образуется в результате вступления в реакцию одного активного центра. Для рассмотренной выше брутто-реакции горе-

ния водорода $a = 2$, так как вступление в реакцию одного атома водорода вызывает образование двух молекул воды (конечного продукта).

Очевидно, что разность величин α и β является фактором самоускорения химической реакции, и она меняет знак с изменением температуры, при этом возможны три случая.

1. При высокой температуре ($\gamma > 0$) частота реакции разветвления цепи больше, чем частота реакции обрыва цепи, поэтому реакция идет с положительным ускорением $\frac{dn}{d\tau} > 0$. Следует выде-

лить две стадии химической реакции. На первой стадии скорость реакции небольшая и ее невозможно измерить приборами регистрации. Реакция с такой скоростью продолжается в течение времени τ_i , называемого периодом индукции. На второй стадии скорость реакции увеличивается до значений $u'_{\text{реак}}$, наблюдаемых с помощью приборов. Таким образом, *под периодом индукции* понимается время, необходимое для накопления в реагирующей смеси такого количества активных центров, при котором скорость реакции принимает наименьшую, практически наблюдаемую величину $u'_{\text{реак}}$.

В теории поршневых двигателей вместо термина «период индукции» чаще используют термины «время задержки воспламенения» и «период задержки воспламенения», являющиеся синонимами. Кроме того, в дальнейшем термин «задержка воспламенения» означает как процесс задержки воспламенения, так и его продолжительность. Такая терминология принята в теории рабочих процессов двигателей и суть каждого из этих понятий очевидна из контекста излагаемого материала.

Величину τ_i можно оценить, исходя из следующих соображений. При $u_{\text{реак}} = u'_{\text{реак}}$ начальная стадия реакции заканчивается и наступает следующая стадия, характеризующаяся бурным развитием. К этому моменту времени $\alpha \gg \beta$ и даже при сравнительно малых значениях τ величина $e^{\gamma\tau} \gg 1$. Тогда из (7.38) следует (поз. 1 на рис. 7.6), что

$$u_{\text{реак}} \approx a\alpha \frac{u_0}{\gamma} \exp(\gamma\tau). \quad (7.39)$$

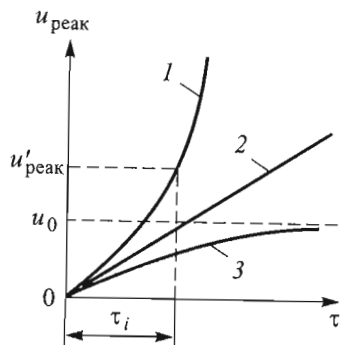


Рис. 7.6. Изменение во времени скорости цепной химической реакции:

$$1 - u_{\text{реак}} = \frac{\alpha \alpha u_0}{\gamma} \exp(\gamma \tau) \text{ при}$$

$$\gamma > 0; 2 - u_{\text{реак}} = \alpha \alpha u_0 \tau \text{ при}$$

$$\gamma = 0; 3 - u_{\text{реак}} = -\frac{\alpha \alpha u_0}{\gamma}$$

при $\gamma < 0$

Для определения величины τ_i в теории поршневых двигателях используются специальные методы (см. далее гл. 8).

Таким образом, за период задержки воспламенения τ_i скорость реакции в основном увеличивается за счет протекания цепных химических реакций, а при $\tau > \tau_i$ самоускорение реакции происходит за счет тепловыделения. Реакция саморазгоняется до очень высоких, но конечных значений скорости и затем начинает замедляться по мере расходования реагирующих веществ и соответствующего уменьшения концентрации активных центров.

2. При уменьшении величины γ реакция замедляется и наступает момент, когда $\gamma = 0$, т. е. когда скорости разветвления и обрыва цепей одинаковы, $\alpha = \beta$. Из (7.38) с учетом правила Лопиталья получаем (поз. 2 на рис. 7.6)

$$u_{\text{реак}} = \alpha \alpha u_0 \lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{\exp(\gamma \tau) - 1}{\gamma} = \alpha \alpha u_0 \tau. \quad (7.43)$$

При $\tau = \tau_i$ имеем

$$\tau_i \approx \frac{1}{\gamma} \ln \frac{\gamma u_{\text{реак}}}{\alpha \alpha u_0} = \frac{B}{\gamma}, \text{ где } B = \text{const}, \quad (7.40)$$

с учетом того, что зависимость величины τ_i от начальной скорости u_0 и от целого числа α можно пренебречь, так как они стоят под знаком логарифма. Для длинных цепных реакций, которые характеризуются быстрым возрастанием скорости реакции, приводящих к *тепловому взрыву*, справедливо выражение [12]

$$\gamma = B p^n \exp\left[-\frac{E}{\tilde{R}T}\right]. \quad (7.41)$$

Тогда из (7.40) и (7.41) получаем

$$\tau_i = B p^{-n} \exp\left[\frac{E}{\tilde{R}T}\right]. \quad (7.42)$$

3. При низкой температуре ($\gamma < 0$) характер процесса существенно меняется. В этом случае, согласно (7.38), скорость реакции не будет возрастать неограниченно, как при $\gamma > 0$, а будет стремиться к определенному предельному значению. Действительно, $\exp(\gamma \tau) \rightarrow 0$ при $\tau \rightarrow \infty$, $\gamma < 0$, тогда из (7.38) получаем (поз. 3 на рис. 7.6)

$$u_{\text{реак}} = -\frac{\alpha \alpha u_0}{\gamma}. \quad (7.44)$$

Эта скорость по порядку величины близка u_0 , но в то же время u_0 настолько мала, что практически не может быть наблюдаема, поэтому можно считать, что реакция практически не идет. При малых отрицательных значениях γ достаточно лишь небольшого изменения внешних условий (p , T), приводящих к незначительному увеличению значения α , чтобы величина γ переменяла знак и реакция начала самоускоряться.

Таким образом, анализ уравнения (7.38) показывает, что для цепных химических реакций в зависимости от температуры следует различать два кинетических режима. Области низких температур ($\gamma < 0$) соответствует почти стационарный режим цепной реакции с очень малой, практически ненаблюдаемой скоростью. Области высоких температур ($\gamma > 0$) соответствует нестационарный режим, сопровождающийся непрерывным самоускорением реакции. Температура, при которой скорости разветвления и обрыва цепей равны ($\gamma = 0$), представляет собой границу между этими областями и является *температурой самовоспламенения*.

7.8. Образование токсичных веществ

7.8.1. Состав отработавших газов

При полном сгорании топлива, общая химическая формула которого имеет вид $C_m H_n$, отработавшие в цилиндре двигателя газы состоят из кислорода (O_2), азота (N_2), диоксида углерода (CO_2) и водяного пара (H_2O). В реальном процессе, когда не происходит полного сгорания топлива, в отработавших газах содержатся также

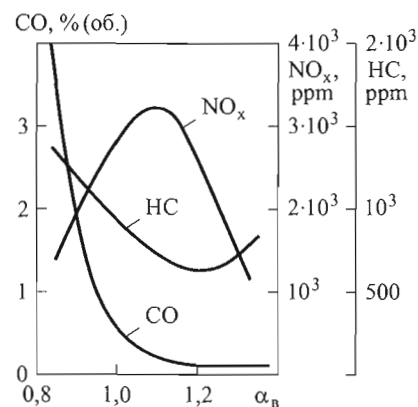


Рис. 7.7. Зависимость концентрации токсичных веществ от коэффициента избытка воздуха ($V_h = 1,61$ л; $n = 3000$ об⁻¹; $p_c = 4$ бар; $\varepsilon = 9,4$)

у традиционного углеводородного топлива, имеют малое содержание углерода.

Образование токсичных веществ в цилиндре двигателя прежде всего обусловлено коэффициентом избытка воздуха и, как следствие, температурой реакции горения. Концентрация продуктов неполного сгорания (CO и CH) при обогащении смеси ($\alpha_v < 1$) растет, а концентрация оксидов азота (NO_x) максимальна при высокой температуре и коэффициенте избытка воздуха $\alpha_v = 1,1$ (рис. 7.7). Обеднение смеси ($\alpha_v > 1,2$) приводит к снижению температуры в цилиндре двигателя, вследствие чего концентрация NO_x уменьшается, а концентрация CH растет.

На рис. 7.8 приведен примерный состав отработавших газов (без катализатора) бензинового двигателя и дизеля. Из рисунка следует, что доля токсичных веществ в отработавших газах поршневых двигателей с энергетической точки зрения не имеет практического значения. Тем не менее они представляют собой большую потенциальную опасность для здоровья человека и окружающей среды в целом. Несмотря на то что в дизеле в отработавших газах содержится примерно в 5 раз меньше токсичных веществ, чем в отработавших газах бензинового двигателя, абсолютные значения [NO_x] у этих двигателей различаются незначительно. Кроме высо-

опасные для здоровья человека и окружающей среды вещества, такие, как оксид углерода (CO), несгоревшие углеводороды (CH), оксиды азота (NO_x), а также твердые частицы. Несмотря на то что диоксид углерода не является вредным для здоровья человека веществом, наличие его в атмосфере приводит к образованию парникового эффекта. Очевидно, что снизить концентрацию CO₂ в отработавших

газах поршневого двигателя можно путем уменьшения расхода топлива или за счет применения топлив, которые при такой же теплоте сгорания, как

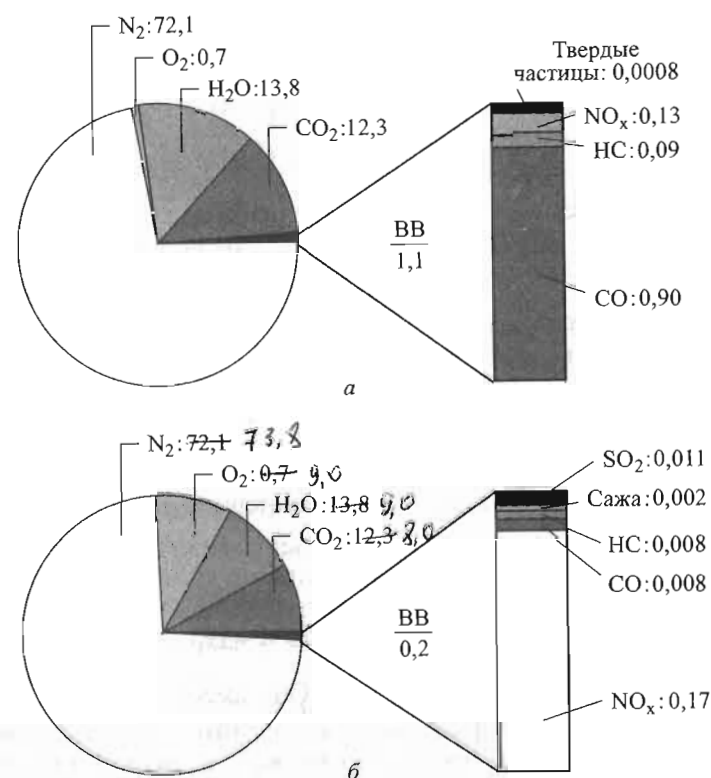


Рис. 7.8. Примерный состав отработавших газов и вредных веществ (ВВ) в объемных процентах:

а — бензиновый двигатель; б — дизель

ких значений концентраций NO_x типичным для отработавших газов дизелей является существование сажи, а в отработавших газах бензинового двигателя доминирует оксид углерода.

7.8.2. Оксид углерода

Оксид углерода (CO) образуется при неполном сгорании топлива в цилиндре двигателя в случае локального недостатка воздуха ($\alpha_v < 1$). Окисление CO в зависимости от коэффициента избытка воздуха протекает по-разному. При $\alpha_v < 1$ реакция окисления оксида углерода вследствие недостатка воздуха конкурирует с реак-

цией окисления водорода. При этом в цепных реакциях участвуют свободный радикал OH и атомарный водород H , т. е.

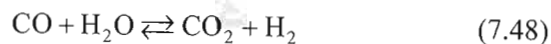


Химическая реакция (7.46) протекает практически в условиях равновесия, а (7.45) при $\alpha_b < 1$ идет гораздо медленнее и определяет скорость цепной реакции. При увеличении коэффициента избытка воздуха и температуры отклонение химической кинетики от равновесия мало и скорость образования CO равна

$$\frac{d[\text{CO}]}{d\tau} = f(\alpha_b, T), \quad (7.47)$$

т. е. концентрация CO снижается с увеличением α_b .

При $\alpha_b = 1$ можно промежуточные реакции (7.45) и (7.46) заменить одной общей реакцией



называемой реакцией водяного газа. Она имеет близкий к равновесному химическому процессу характер, что обусловлено высокими значениями избыточной концентрации атомарного водорода и свободного радикала OH , играющих основную роль в развитии цепных реакций.

При $\alpha_b > 1$ реакция окисления оксида углерода уже не может конкурировать с реакцией окисления водорода и протекает по следующей схеме:



При этом во время процесса расширения более заметен неравновесный характер реакций (7.49), концентрация атомарного водорода превышает концентрацию свободного радикала OH , поэтому реакция окисления CO замедляется.

При $\alpha_b > 1,4$ образование оксида углерода связано с низким значением температуры и неполным сгоранием топлива в пристеночных зонах КС . В целом реакция окисления оксида углерода

(7.49) сильно зависит от температуры и в процессе расширения замедляется вследствие снижения температуры. В связи с этим концентрация оксида углерода в отработавших газах двигателя практически соответствует его равновесной концентрации при температуре 1700 К.

7.8.3. Несгоревшие углеводороды

В процессе сгорания углеводородных топлив C_mH_n при условии, что $\alpha_b > 1$, за фронтом пламени несгоревшие углеводороды СН (их обозначают также как НС) не присутствуют. Они образуются в зонах, которые не были охвачены (или охвачены частично) горением. В связи с этим в состав несгоревших углеводородов может входить множество различных компонентов, которые или полностью не сгорели, или сгорели частично. В настоящее время законодательные акты ограничивают только суммарное количество компонентов СН , никак не указывая при этом на их состав, т. е. не учитывают потенциальную опасность отдельных компонентов для здоровья человека и окружающей среды.

В бензиновых двигателях большая часть несгоревших углеводородов выбрасывается в атмосферу сначала при холодном пуске, а затем и в эксплуатационном режиме работы. Они образуются вследствие гашения пламени при его приближении к холодной поверхности стенки КС , в зазорах и щелях за счет сильного охлаждения сго фронта, а также при малой скорости перемещения фронта пламени в процессе расширения (при резком падении температуры).

Известно, что пламя гаснет, когда отношение теплоты, выделенной в пламени, к теплоте, отводимой от пламени к поверхности стенки, достигает определенного значения, что приближенно можно описать числом Пекле

$$\text{Pe}_{1,2} = \frac{\rho c_p u}{\lambda} x_{1,2}, \quad (7.51)$$

в которое кроме термодинамических параметров газа входит скорость фронта пламени u . Индексы 1 и 2 соответственно указывают на оба случая (стенка и щель) гашения пламени, а величины x_1 и x_2 представляют собой характерные размеры — расстояние до поверхности стенки КС и линейный размер зазора соответственно.

Многочисленные экспериментальные наблюдения позволили установить, что критическими значениями числа Пекле, приводящими к гашению пламени, являются $Pe_1 = 8$ и $Pe_2 = 40$. При этом $x_1/x_2 = 0,2$, а характерные размеры x_1 , x_2 находятся в диапазонах значений $0,02 < x_1 < 0,2$ мм и $0,1 < x_2 < 1,0$ мм [27].

В то же время, исходя из приблизительной оценки чисел Нуссельта и Рейнольдса, можно принять, что толщина термического пограничного слоя у поверхности стенки КС $\delta_T \approx 1$ мм. Следовательно, гашение пламени происходит при температуре, близкой к температуре стенки, а не к температуре газа.

В начале процесса сгорания около 6 % смеси попадает в зазор между поршнем и гильзой и только 2 % к концу процесса сгорания возвращается обратно в цилиндр двигателя. К этому моменту времени температура в цилиндре чаще всего успеваеет снизиться до такого уровня, что дальнейшее полное догорание смеси становится невозможным. При движении поршня вверх несгоревшие углеводороды вместе с продуктами сгорания вытесняются из КС. Влияние формы камеры сгорания на концентрацию несгоревших углеводородов в отработавших газах подробно проанализировано в [19].

В настоящее время существуют различные варианты механизмов образования СН в бензиновых двигателях [27], однако они сложны и не отличаются высокой достоверностью. в связи с чем получить надежные расчетные данные концентрации СН проблематично. Для оценки скорости реакции окислации несгоревших углеводородов, образующихся в цилиндре двигателя, можно воспользоваться следующим соотношением:

$$\frac{d[CH]}{d\tau} = -C_R A [CH][O_2] \exp[-E/(\tilde{R}T)], \quad (7.52)$$

где $E = 156$ Дж/моль; $A = 6,7 \cdot 10^{21}$ м³/(моль · с). Безразмерный коэффициент C_R , обеспечивающий удовлетворительное согласование с опытными данными, меняется в довольно широких пределах: $C_R = 0,1 \dots 1,0$.

Несгоревшие углеводороды обычно разбивают на четыре группы: ароматические (45 %), алканы (20 %), алкены (30 %) и альдегиды (5 %). В ароматические углеводороды входят так называемые полициклические углеводороды, играющие значительную роль в образовании сажи в дизелях.

Образование несгоревших углеводородов СН в КС дизелей носит более сложный характер, чем в КС бензиновых двигателей и поэтому в настоящее время нет надежных методов расчета их концентрации. Основными источниками происхождения СН в дизелях являются:

внешняя грань (поверхность) топливного факела, в области которой локальный состав смеси настолько обеднен, что находится за пределами воспламенения;

внутренняя область топливного факела с переобогащенной топливом смесью;

диффузионное пламя, гашение которого связано с резким снижением температуры и давления в процессе расширения;

попавшее на поверхность стенки КС топливо, не сгоревшее полностью вследствие невысокой температуры;

образовавшиеся при дополнительном впрыскивании или подвпрыскивании, сопровождающихся повторным открытием соплового отверстия, капли топлива крайне больших размеров, испарение и сгорание которых затягивается;

несгоревшее к концу процесса сгорания топливо, осевшее в так называемых мертвых (вредных) объемах распылителя (см. далее гл. 10). При этом установлено, что концентрация несгоревших углеводородов в отработавших газах зависит от мертвых объемов почти прямолинейно [27].

Очевидно, что указанные источники влияют на образование СН и в бензиновых двигателях с непосредственным впрыскиванием топлива.

В общую массу несгоревших углеводородов кроме указанных выше входит также ряд субстанций, содержание которых на сегодняшний день еще не ограничивается, но они представляют опасность для здоровья человека и окружающей среды. К ним относятся карбонильные соединения, а также диоксины и фураны [26].

Карбонильные соединения могут воздействовать на человеческий организм как непосредственно, так и через другие вещества, имеющиеся в атмосфере. Например, они совместно с диоксидами азота способствуют образованию озона в околоземном пространстве, т. е. так называемого фотохимического смога. К карбонильным соединениям причисляют альдегиды и кетоны, которые имеют, как минимум, одну характерную карбонильную группу. Они возникают в виде частично сгоревших компонен-

тов топлива, полная оксидация которых преждевременно была прервана.

Диоксины представляют собой ароматические углеводороды с химическими соединениями различного характера — от полностью нетоксичных до крайне токсичных. Под диоксинами часто понимают также близкий к ним как с химической, так и с токсической точки зрения класс фуранов. В 1976 г. в Севесо (Италия) произошла крупная промышленная авария, сопровождающаяся выделением токсичного 2,3,7,8-тетрахлордibenзо-*p*-диоксина, названного впоследствии Севесо-яд. В настоящее время все диоксины часто объединяют под этим термином. Их химическое строение проанализировано в [27].

В заключение отметим, что концентрация всех диоксинов и фуранов достигает порядка 10^{-9} кг на 1 кг отработавших газов, а концентрация собственно Севесо-яда еще меньше и составляет 10^{-14} кг на 1 кг отработавших газов. Такие низкие концентрации обычно находятся за пределами обнаружения современными методами измерения.

7.8.4. Твердые частицы

Под твердыми частицами в отработавших газах понимают все вещества, которые улавливаются специальным фильтром после того, как отработавшие газы определенным способом разбавляются и охлаждаются до температуры ниже $52\text{ }^{\circ}\text{C}$. В дизелях различают твердые частицы двух видов: органические ($\sim 95\%$) и неорганические ($\sim 5\%$). К органическим относятся углерод (чистая сажа) и полициклические ароматические углеводороды, а к неорганическим — зола от присадок моторного масла, частицы солей и ржавчины, металлические частицы, а также керамическое волокно (рис. 7.9). Сложные химико-физические процессы образования твердых частиц или сажи в настоящее время недостаточно изучены, поэтому не существует надежных методов для расчета их концентраций. Современное понятие процесса образования сажи основано на следующей поэтапной схеме:

химическое преобразование молекул топлива в молекулы ацетилен (C_2H_2) и в C_3H_3 -ионы, образование первого бензольного кольца;

образование полициклических ароматических углеводородов путем полимеризации и дегидрирования, при этом происходит рост относительного числа атомов углерода (C);

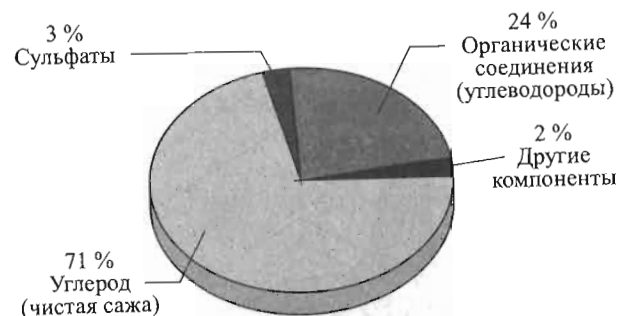


Рис. 7.9. Состав твердых частиц в отработавших газах дизеля

конденсация и образование сажистых ядер (нуклеация) с размерами порядка $1\text{...}2\text{ нм}$;

объединение сажистых ядер в первичные частицы сажи (процесс роста поверхности частиц), диаметры которых достигают $20\text{...}30\text{ нм}$, с последующим наслоением на них других субстанций;

объединение первичных частиц сажи в удлиненные структуры цепочной формы (процесс агломерации);

разрушение частиц сажи вследствие взаимодействия (окисации) с молекулой кислорода (O_2) и свободным радикалом (ОН).

Размеры частиц сажи, образованных в КС дизелей, изменяются в довольно широких пределах — от $0,01\text{ мкм}$ до $10,0\text{ мкм}$, при этом максимум распределения по размерам приходится приблизительно на $0,1\text{ мкм}$ (100 нм). Плотность частиц сажи составляет $1700\text{...}2000\text{ кг/м}^3$, а отношение площади поверхности частицы к ее массе лежит в пределах $20\text{...}200\text{ м}^2/\text{г}$ [27].

Роль температуры в процессе образования сажи пока еще остается предметом дискуссий, поскольку высокая температура способствует как возникновению сажи (пиролиз), так и ее уничтожению (окисация). Критическим считается интервал температуры $1500 < T < 1900\text{ К}$ (рис. 7.10), называемый критическим окном. Как следует из рисунка, выброс сажи особенно ощутим при коэффициенте избытка воздуха $\alpha_v < 0,6$. На рис. 7.11 приведено изменение концентрации сажи в дизеле в зависимости от времени, наиболее интенсивно сажа образуется в начале процесса сгорания. При развитии процессе сгорания и догорания большая часть выделенной сажи выгорает. Поэтому концентрация сажи, обнаруженная в отработавших газах измерительными приборами, составляет только

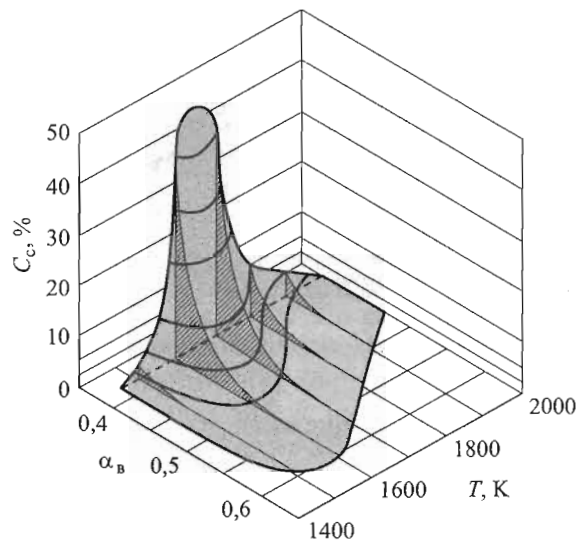


Рис. 7.10. Изменение концентрации сажи в зависимости от коэффициента избытка воздуха и температуры

небольшую долю (~ 0,1...1,0 %) максимальной концентрации сажи в КС. Это является одной из причин, усложнивших изучение химических и физических процессов, доминирующих в процессе образования сажи. В связи с этим моделирование процессов образования и выгорания (оксидации) сажи в настоящее время только начинает развиваться. Однако достоверно установлено, что решающие значения в этих процессах имеют локальные значения температуры, массы кислорода и массы паров топлива. Эти параметры оказывают влияние прежде всего на скорость реакции образования и выгорания сажи. В связи с этим часто применяют простую модель [28], основанную на двух уравнениях с эмпирическими коэффициентами:

$$\frac{dm_{с.об}}{d\tau} = A_{с.об} m_{г.т} p^{0,5} \exp\left(-\frac{6313}{T}\right),$$

где $m_{с.об}$ — масса сажи, образующейся в отработавших газах; $m_{г.т}$ — масса газообразного топлива,

$$\frac{dm_{с.выг}}{d\tau} = A_{с.выг} m_c x_{O_2} p^{1,8} \exp\left(-\frac{7070}{T}\right), \quad (7.53)$$

$m_{с.выг}$ — масса сажи, выгоревшая в процессе сгорания топлива.

Тогда скорость изменения массы сажи

$$\frac{dm_c}{d\tau} = \frac{dm_{с.об}}{d\tau} - \frac{dm_{с.выг}}{d\tau}. \quad (7.54)$$

В этих уравнениях $A_{с.об}$ и $A_{с.выг}$ — постоянные величины, характеризующие скорость образования и выгорания сажи соответственно, $\text{бар}^{-0,5}\text{с}^{-1}$; $m_{исп.т}$ — масса испарившегося топлива, г; m_c — масса сажи, г; x_{O_2} — безразмерная молярная доля кислорода; p — давление в цилиндре двигателя, бар; T — температура в цилиндре, К.

Модель, описанная в [31], имеет вид

$$\frac{dm_{с.об}}{d\varphi} = A_{с.об} \frac{dm_{сг.т}}{d\varphi} \Big|_{\text{диф}} \frac{p}{p_0} \exp\left(-\frac{21300}{T}\right), \quad (7.55)$$

$$\frac{dm_{с.выг}}{d\varphi} = A_{с.выг} \frac{1}{\tau_0} m_c \left(\frac{p}{p_{O_2}}\right)^{1,3} \exp\left(-\frac{15000}{T}\right).$$

Здесь $A_{с.об} = 1000$ и $A_{с.выг} = 175$ — безразмерные величины; $m_{сг.т}$ — масса топлива, выгоревшего в процессе диффузионного сгорания, кг; m_c — масса сажи, кг; τ_0 — характерное время смешения, град. угла поворота коленчатого вала; p — давление в цилиндре, Па; p_0 — давление окружающей среды, Па; $p_{O_2} = 0,21p_0$ — парциальное давление кислорода в окружающей среде, Па; T — средняя температура в цилиндре, К. Более подробно вопросы образования сажи изложены в [18].

7.8.5. Оксиды азота

При сгорании топлива в поршневых двигателях в основном образуется оксид азота (NO), который при долгом пребывании в атмосферных условиях почти полностью превращается в диоксид азота (NO₂). В зависимости от происхождения различают три ме-

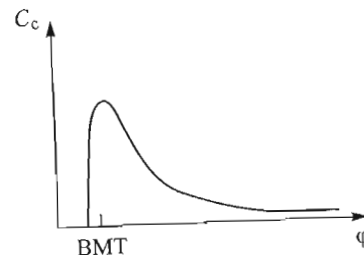


Рис. 7.11. Изменение концентрации сажи с течением времени

ханизма образования оксида азота: топливный, образующийся из азота, находящегося в топливе; «быстрый», образующийся во фронте пламени из азота, находившегося в воздухе в соответствии с механизмом, описанным в [24]; термический, образующийся в высокотемпературных продуктах сгорания из азота, находившегося в воздухе согласно механизму, описанному в [4, 17].

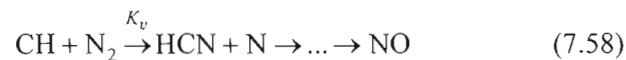
Преобразование азота, содержащегося в топливе, в оксид азота в процессе сгорания в поршневых двигателях практически не играет роли, так как топливо для этих двигателей почти не содержит связанного азота. Этот механизм возникновения NO действует в случае горения так называемого «очищенного» угля, содержащего примерно 1 % азота.

Скорость образования топливного NO определяется скоростью двух реакций:



для которых, как известно, имеются достаточно надежные данные констант скоростей реакций.

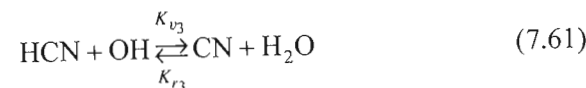
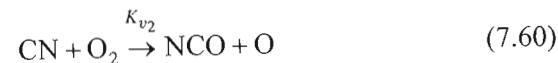
Механизм образования «быстрого» NO принципиально отличается от механизма образования термического NO и носит более сложный характер, так как тесно связан с образованием свободного радикала (CH). Механизм образования «быстрых» NO впервые описал С. Фенимор [24]. Скорость образования оксида азота определяется скоростью реакции между промежуточным свободным радикалом (CH) и молекулой азота (N₂). В результате этой реакции получается цианисто-водородная (синильная) кислота (HCN), которая входит в реакцию со свободным радикалом (N) и очень быстро образуется NO. Реакция образования «быстрых» NO имеет вид



где $K_v = 4,4 \cdot 10^9 \exp\left(-\frac{11060}{T}\right), \frac{\text{м}^3}{\text{кмоль}}$. Возникновению свободного

радикала (CH) предшествует образование этина (ацетилен C₂H₂) во фронте пламени в условиях обогащенной смеси. Вследствие относительно низких значений энергии активации образование

«быстрых» оксидов начинается уже при температуре $T > 1000$ К. Оксидация промежуточных продуктов (HCN и CN) происходит согласно следующим реакциям:



где константы скорости прямой K_v и обратной K_r реакций равны соответственно:

$$K_{v_1} = 2,3 \cdot 10^4 \cdot T^{1,71} \exp\left(-\frac{3521}{T}\right), \frac{\text{м}^3}{\text{кмоль}};$$

$$K_{v_2} = 8,7 \cdot 10^9 \exp\left(\frac{216}{T}\right), \frac{\text{м}^3}{\text{кмоль}};$$

$$K_{v_3} = 4,7 \cdot 10^9 \exp\left(-\frac{5174}{T}\right), \frac{\text{м}^3}{\text{кмоль}};$$

$$K_r = 7,4 \cdot 10^9 \exp\left(-\frac{3715}{T}\right), \frac{\text{м}^3}{\text{кмоль}}.$$

Промежуточные реакции превращения NCO в оксид азота протекают относительно быстро, поэтому скорость образования «быстрого» NO

$$\frac{d[\text{NO}]}{d\tau} = K_{v_1} [\text{HCN}][\text{O}] + K_{v_2} [\text{CN}][\text{O}_2], \quad (7.62)$$

Концентрации [OH] и [O], как и в случае термических образований оксидов азота, определяются на основе так называемой ОНС-системы реакций, рассмотренных ниже. Следует отметить, что в литературе, как это показано в [33], имеются противоречивые данные относительно константы скорости реакции (7.58). Поэтому расчет «быстрого» NO по сравнению с термическим NO характеризуется меньшей достоверностью. Образование «быстрого» NO, в отличие от термического NO, не так существенно зависит от тем-

пературы и происходит при низких температурах. Однако образование «быстрого» NO сильно зависит от локальных значений концентрации топлива (от локального коэффициента избытка воздуха). Это объясняется тем, что от локального коэффициента избытка воздуха в значительной степени зависит возникновение свободного радикала (СН) и синильной кислоты (HCN).

Веселящий газ (N_2O), обладающий наркотическим воздействием, является причиной образования оксида азота в том случае, когда обедненная топливовоздушная смесь ограничивает образование свободного радикала СН и тем самым блокирует возникновение «быстрых» NO, и тогда дальнейший незначительный рост температуры мешает образованию термических NO. При этом диоксид азота образуется по схеме, аналогичной схеме первой определяющей реакции механизма Зельдовича:



Молекула М какого-либо вещества, не участвующего в реакции, способствует возникновению именно N_2O , а не NO, который образуется уже после оксидации N_2O :



Поскольку образование N_2O происходит в результате соударения трех молекул, то вероятность осуществления этой реакции предпочтительнее для случаев с высокими давлениями. Низкие температуры не способны затормозить эту реакцию. Подчеркнем, что N_2O является основным источником возникновения NO в газовых турбинах при их работе на обедненных смесях. Этот механизм может играть определенную роль и в бензиновых двигателях, работающих на значительно обедненных смесях [27].

Образование термического NO происходит в зонах сгоревшего топлива (в продуктах сгорания) вслед за фронтом пламени, и его механизм впервые был описан и обоснован Я.Б. Зельдовичем [5]:



В дальнейшем механизм Зельдовича был развит Д. Баулхом [16], который к этим двум реакциям добавил еще одну



Константы скорости реакции определяют экспериментально. Термический механизм Зельдовича является наиболее подробно изученным из всех известных механизмов образования оксидов азота, тем не менее существует опасность получения неточных результатов, связанная с выбором указанных констант из литературных источников.

Анализ российских и зарубежных расчетных моделей образования NO в поршневых двигателях показывает, что характерным для них является не только использование различных уравнений химической кинетики, но и чрезмерное упрощение условий в КС. В.А. Звонов для дизелей [6] в отличие от А. Урлауба, Г. Хайдера и других исследователей [7, 25, 30, 32] применяет не расширенный, а классический механизм Зельдовича, при этом реакцию (7.67) он предлагает учитывать только для двигателей с электрическим зажиганием. Параллельно с механизмом Зельдовича Звонов рассматривает бимолекулярный механизм (реакция $N_2 + O_2 \rightleftharpoons 2NO$) и приходит к выводу, что расчеты образования NO в двигателях можно провести с помощью либо двух реакций (классический механизм Зельдовича), либо трех (классический механизма Зельдовича + бимолекулярная реакция). Отметим, что одна из причин создания расширенного механизма Зельдовича — недостоверность бимолекулярной модели [17].

В последнее время используют схемы образования оксидов азота с большим количеством промежуточных реакций. К ним относятся: модель Клейншмидта [30], в которой к трем реакциям расширенного механизма Зельдовича добавлены еще 17; модель образования NO при горении метана, предложенная в [3] и содержащая 196 реакций для 32 компонентов. Заслуживают также интерес работы, посвященные решению сопряженных задач тепломассообмена и химической кинетики [15]. Полученные при этом поля температур и диффузий позволяют определить локальные зоны, где компоненты смеси интенсивно реагируют, а смесь получается слабореагирующей. Во всех этих моделях непременно присутст-

вуют три реакции расширенного механизма Зельдовича, наиболее широко распространенного в теории поршневых двигателей.

Расчет концентрации оксидов азота. Согласно (7.65)–(7.67) кинетическое уравнение образования оксида азота имеет вид

$$\frac{d[\text{NO}]}{d\tau} = K_{v_1}[\text{N}_2][\text{O}] - K_{r_1}[\text{NO}][\text{N}] + K_{v_2}[\text{O}_2][\text{N}] - K_{r_2}[\text{NO}][\text{O}] + K_{v_3}[\text{N}][\text{OH}] - K_{r_3}[\text{NO}][\text{H}] \quad (7.68)$$

кинетическое уравнение изменения концентрации азота

$$\frac{d[\text{N}]}{d\tau} = K_{v_1}[\text{O}][\text{N}_2] - K_{r_1}[\text{NO}][\text{N}] + K_{r_2}[\text{NO}][\text{O}] - K_{v_2}[\text{N}][\text{O}_2] + K_{r_3}[\text{NO}][\text{H}] - K_{v_3}[\text{N}][\text{OH}] \quad (7.69)$$

Здесь, как и выше, квадратные скобки обозначают концентрации соответствующих компонентов реакций. Для решения этих уравнений необходимо предварительно определить концентрации O, N, O₂, N₂, OH и H, которые в данном случае приняты известными (метод их определения изложен ниже). Тогда в результате решения обыкновенного дифференциального уравнения (7.68) можно получить изменение концентраций [NO] по времени (по углу поворота коленчатого вала).

Однако для этого прежде всего требуется задание констант скоростей химических реакций. При этом зависимость этих констант от температуры определяется на основе закона Аррениуса (7.18), который в данном случае применяется в следующем виде:

$$K = 10^{-3} A T^B \exp(-E/(\tilde{R}T)), \quad (7.70)$$

где K в м³/(кмоль · с); A — см³/(моль · с); E — энергия активации, кДж/кмоль; B — безразмерная постоянная величина; $\tilde{R} = 8,134$ кДж/(кмоль · К) — универсальная газовая постоянная (табл. 7.1). Коэффициенты A , B , а также энергию активации E , как правило, определяют на основании анализа эмпирических данных [8, 10, 16, 17, 20–23, 29, 32, 34], которые обычно различаются. В связи с этим при их выборе необходимо исходить из следующих соображений:

константы для всех кинетических реакций при использовании расширенного механизма Зельдовича следует по возможности подбирать из одного источника;

граничные условия (температура и коэффициент избытка воздуха), при которых определены эти константы, максимально должны соответствовать условиям процесса сгорания в поршневых двигателях.

С этой точки зрения работа [29] является наиболее удобной, так как в ней приведены значения констант для прямой и обратной реакций, которые определены с применением статистической обработки многочисленных данных, полученных другими исследователями.

Таблица 7.1

K_v	A , см ³ /(моль · с)	B	E , кДж/кмоль	Источник
K_{v_1}	$4,93 \cdot 10^{13}$	0,0472	316480	[29]
K_{r_1}	$1,6 \cdot 10^{13}$	0	0	[29]
K_{v_2}	$1,48 \cdot 10^8$	1,5	23781	[29]
K_{r_2}	$1,25 \cdot 10^7$	1,612	157800	[29]
K_{v_3}	$4,22 \cdot 10^{13}$	0	0	[29]
K_{r_3}	$6,76 \cdot 10^{14}$	-0,212	206577	[29]
K_{v_1}	$7,0 \cdot 10^{13}$	0	316103	[34]
K_{r_1}	$1,55 \cdot 10^{13}$	0	0	[34]
K_{v_2}	$1,33 \cdot 10^{10}$	1,0	29643	[34]
K_{r_2}	$3,2 \cdot 10^9$	1,0	163704	[34]
K_{v_3}	$4,0 \cdot 10^{13}$	0	0	[23]
K_{r_3}	$1,30 \cdot 10^{14}$	0	190101	[32]
K_{v_1}	$1,36 \cdot 10^{14}$	0	315685	[16, 17], [20]
K_{r_1}	$3,10 \cdot 10^{13}$	0	1398	[16, 17], [20]
K_{v_2}	$6,4 \cdot 10^9$	1,0	26168	[16, 17], [20]
K_{r_2}	$1,5 \cdot 10^9$	1,0	161778	[20]
K_{v_3}	$4,2 \cdot 10^{13}$	0	0	[22]
K_{r_3}	$1,30 \cdot 10^{14}$	0	190101	[32]

Окончание табл. 7.1

K_v	$A, \text{см}^3/(\text{моль} \cdot \text{с})$	B	$E, \text{кДж/кмоль}$	Источник
K_{v_1}	$1,3 \cdot 10^{14}$	0	317849	[32]
K_{r_1}	$2,8 \cdot 10^{13}$	0	0	[32]
K_{v_2}	$6,4 \cdot 10^9$	1,0	26147	[32]
K_{r_2}	$1,5 \cdot 10^9$	1,0	163248	[32]
K_{v_3}	$4,2 \cdot 10^{13}$	0	0	[32]
K_{r_3}	$1,30 \cdot 10^{14}$	0	190101	[32]

В то же время константы, полученные в [34], часто используют при расчете образований NO в соответствии с механизмом Зельдовича, т. е. согласно первым двум реакциям в (7.65) и (7.66). В случае использования расширенного механизма Зельдовича для третьей реакции в (7.67) следует добавить данные, предложенные в [32]. Четыре различных комбинации констант скорости кинетической реакции, т. е. эмпирических коэффициентов A и B , а также энергии активации E , приведены в табл. 7.1. По результатам многочисленных расчетов и их сравнения с результатами экспериментальных исследований дизелей КамАЗ, ЯМЗ и ЗМЗ были выбраны значения коэффициентов для вычисления констант скоростей реакций (в табл. 7.1 выделены полужирным шрифтом) [7].

При повышении температуры от 2000 до 2500 К концентрация NO термического происхождения может повыситься почти в 50 раз

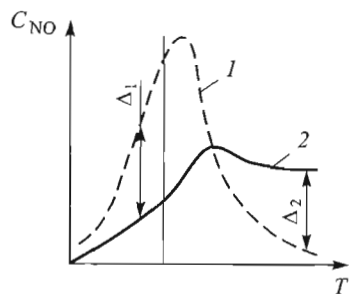


Рис. 7.12. Изменение концентрации NO при равновесном процессе (1) и кинетическом механизме его образования (2)

[27], что, из-за такой сильной зависимости от температуры, позволяет говорить о кинетически регулируемом механизме образования NO (рис. 7.12). В начале кинетически регулируемого процесса в соответствии с механизмом Зельдовича образуются оксиды азота с меньшей концентрацией (разность составляет Δ_1), однако в заключительной фазе процесса сгорания, когда температура снижается, медленно протекающий процесс образования NO

не сопровождается заметным обратным процессом его распада (Δ_2). В таком случае говорят, что происходит «замораживание» обратной реакции, или «закалка», образованного NO. Соответственно скорость распада NO в обратных реакциях зависит от температуры несколько слабее, чем в прямых. Таким образом концентрация оксидов азота при резком падении температуры (на такте расширения) остается на уровне, близком к тому, который имеется при максимальных значениях температуры.

Скорости прямых реакций (7.66) и (7.67) значительно выше по сравнению со скоростью реакции (7.65), поэтому атомы азота (см. (7.65)) в последующих реакциях (7.66) и (7.67) практически сразу преобразуются в NO. В связи с этим концентрация атомарного азота за короткий промежуток времени практически не меняется или, можно сказать, меняется квазистационарно, т. е.

$$\frac{d[\text{N}]}{d\tau} \approx 0.$$

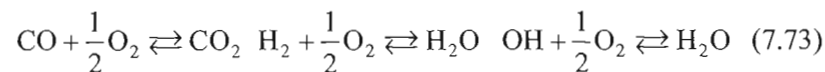
Тогда из (7.68) и (7.69) имеем

$$\frac{d[\text{NO}]}{d\tau} = 2K_{v_1}[\text{O}][\text{N}_2] - 2K_{r_1}[\text{NO}][\text{N}] \quad (7.71)$$

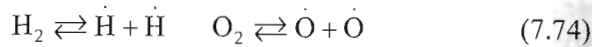
Чтобы рассчитать концентрацию атомов азота, из (7.68) с учетом (7.69) получим уравнение

$$[\text{N}] = \frac{K_{v_1}[\text{O}][\text{N}_2] + K_{r_2}[\text{NO}][\text{O}] + K_{r_3}[\text{NO}][\text{H}]}{K_{r_1}[\text{NO}] + K_{v_2}[\text{O}_2] + K_{v_3}[\text{OH}]} \quad (7.72)$$

Ясно, что (7.68) и (7.69) кроме концентрации NO содержат концентрации еще пяти химических промежуточных компонентов: O, O₂, H, N₂, OH, приводящих к образованию NO, причем они образуются гораздо быстрее, чем NO. Если принять, что для каждого момента времени осуществляется химическое равновесие, то концентрации этих веществ можно вычислить, используя закон действующих масс. Расчет основан на трех химических реакциях окисления:



на двух реакциях диссоциации



с учетом атомарных давлений $\frac{p_{\text{O}}}{p_{\text{N}}}$, $\frac{p_{\text{H}}}{p_{\text{C}}}$, $\frac{p_{\text{O}}}{p_{\text{C}}}$ и баланса давлений,

согласно закону Дальтона. Систему уравнений (7.73) и (7.74) называют ОНС-системой. Ясно, что кроме указанных выше пяти промежуточных компонентов требуется учитывать изменение концентраций еще четырех реагентов: водяного пара (H_2O), водорода (H_2), диоксида углерода (CO_2) и оксида углерода (CO), т. е. девяти компонентов: H_2O , O_2 , H_2 , CO , CO_2 , N_2 , OH , O , H .

Тогда для пяти реакций окисления (7.73) и диссоциации (7.74) константы скорости реакции соответственно равны:

$$K_{p_1} = \frac{p_{\text{CO}_2}}{p_{\text{CO}} (p_{\text{O}_2})^{\frac{1}{2}}}, \quad K_{p_2} = \frac{p_{\text{H}_2\text{O}}}{p_{\text{H}_2} (p_{\text{O}_2})^{\frac{1}{2}}}, \quad K_{p_3} = \frac{p_{\text{H}_2\text{O}}}{p_{\text{OH}} (p_{\text{H}_2})^{\frac{1}{2}}}, \quad (7.75)$$

$$K_{p_4} = \frac{p_{\text{H}}}{(p_{\text{H}_2})^{\frac{1}{2}}}, \quad K_{p_5} = \frac{p_{\text{O}}}{(p_{\text{O}_2})^{\frac{1}{2}}}.$$

Отношения атомарных давлений можно определить по формулам, предложенным в [25, 30]:

$$\frac{p_{\text{O}}}{p_{\text{N}}} = \frac{2p_{\text{CO}_2} + 2p_{\text{O}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{O}} + p_{\text{NO}} + p_{\text{OH}}}{2p_{\text{N}_2} + p_{\text{N}} + p_{\text{NO}}}, \quad (7.76)$$

$$\frac{p_{\text{H}}}{p_{\text{C}}} = \frac{2p_{\text{H}_2\text{O}} + 2p_{\text{H}_2} + p_{\text{H}} + p_{\text{OH}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}},$$

$$\frac{p_{\text{O}}}{p_{\text{C}}} = \frac{2p_{\text{CO}_2} + 2p_{\text{O}_2} + p_{\text{CO}} + p_{\text{H}_2\text{O}} + p_{\text{O}} + p_{\text{NO}} + p_{\text{OH}}}{p_{\text{CO}_2} + p_{\text{CO}}}.$$

Учитывая, что атмосферный воздух имеет постоянный по объему состав (21 % O_2 + 79 % N_2), топливо состоит из углеводородов (C_mH_n), из (7.76) получаем

$$\frac{p_{\text{O}}}{p_{\text{N}}} = \frac{2 \cdot 0,21 \alpha_{\text{B}} L_0}{2 \cdot 0,79 \alpha_{\text{B}} L_0} = 0,2658, \quad (7.77)$$

$$\frac{p_{\text{H}}}{p_{\text{C}}} = \frac{n}{m},$$

$$\frac{p_{\text{O}}}{p_{\text{C}}} = \frac{2 \cdot 0,21 \alpha_{\text{B}} L_0}{\frac{4m}{n+4m} 0,21 \alpha_{\text{B}} L_0} = \frac{n+4m}{2m} \alpha_{\text{B}}.$$

Так можно определить парциальные давления (концентрации) компонентов, участвующих в химических реакциях образования NO . На рис. 7.13 приведен пример изменения концентраций отдельных компонентов в зависимости от температуры. После расчета концентраций этих компонентов оксиды азота вычисляют в виде функциональной зависимости $[\text{NO}] = f(\tau)$ путем решения обыкновенного дифференциального уравнения (7.68) или (7.71).

Для приближенной оценки процессов образования NO вместо метода, изложенного выше, иногда применяют упрощенные подходы. Из них наиболее типичным является подход, базирующийся на пренебрежении влиянием обратных реакций. Из (7.71) следует, что

$$\frac{d[\text{NO}]}{d\tau} = 2K_{v1}[\text{O}][\text{N}_2]. \quad (7.78)$$

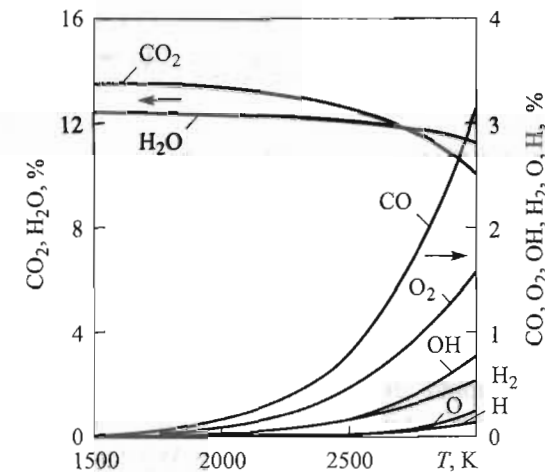


Рис. 7.13. Концентрация компонентов ОНС-системы при равновесном процессе

Концентрация кислорода в соответствии с формулой, предложенной Бокхорном [18, 27]:

$$[O] = 0,13[O_2]^{0,5} \exp\left(-\frac{29468}{T}\right), \quad (7.79)$$

где $[O]$ и $[O_2]$ в кмоль/м³. После подстановки (7.79) в (7.78) с учетом значения $K_{v_1} = 10^{-3} \cdot 4,93 \cdot 10^{13} T^{0,0472} \exp\left(-\frac{316480}{8,314T}\right)$ (см. табл. 7.1)

получим

$$\frac{d[NO]}{d\tau} = 1,28 \cdot 10^{10} T^{0,0472} [O_2]^{0,5} [N_2] \exp\left(-\frac{68376}{T}\right). \quad (7.80)$$

Уравнение (7.80) позволяет только приближенно оценить концентрацию оксида азота, поскольку обычно значения $[NO]$ завышены по сравнению с реальными. Это объясняется тем, что обратные реакции в расширенном механизме Зельдовича (7.65), (7.66) и (7.67), которыми при выводе (7.80) пренебрегают, в реальном случае замедляют процесс образования оксидов азота и в конце рабочего хода поршня приводят к тому, что концентрация $[NO]$, наоборот, понижается.

Для приближенных оценок можно использовать также эмпирическое уравнение

$$[NO] = 4,7 \cdot 10^9 \exp\left(-\frac{36656}{T_{\max}}\right), \quad (7.81)$$

где T_{\max} — максимальная температура в цилиндре двигателя; $[NO]$ в ppm.

Подчеркнем, уравнения, аналогичные уравнениям (7.80) и (7.81), часто встречавшиеся в литературе, получены для определенных конкретных случаев. Они не обобщены для различных двигателей и поэтому пригодны только для приближенной оценки процесса образования NO в поршневых двигателях.

На рис. 7.14 приведены диаграммы образования и распада оксида азота в термическом реакторе при значениях $p = 60$ бар и $\alpha_b = 1,0$ для различных значений температуры. Ясно, что химическое равновесие достигается тем быстрее, чем выше температура. Например, при значении $T = 2400$ К за промежуток времени, рав-

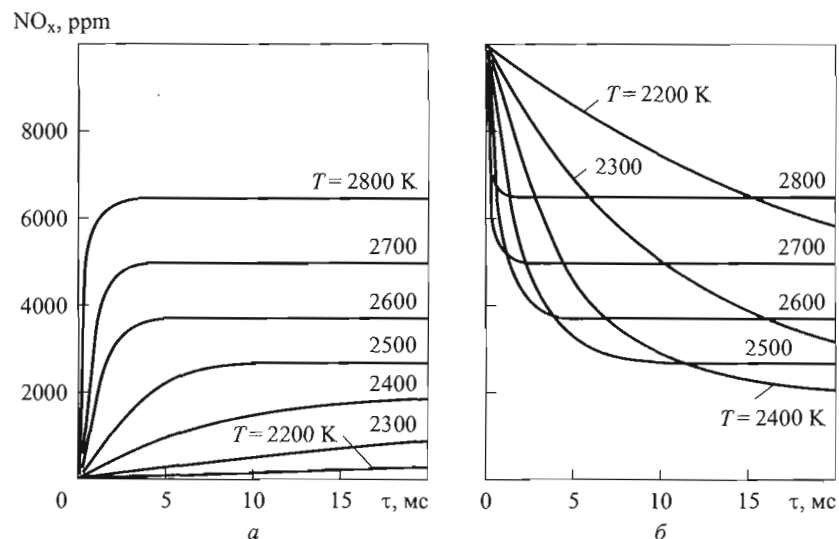


Рис. 7.14. Образование NO (а) и его распад (б) в термическом реакторе ($p = 60$ бар, $\alpha_b = 1,0$)

ный 20 мс, а при $T = 2800$ К равный 3 мс. Однако в поршневых двигателях значение $T = 2800$ К достигается непосредственно во фронте пламени в течение короткого промежутка времени. Поскольку температура в зоне сгоревшей смеси вследствие перемешивания со свежим воздухом быстро падает, вполне возможно, что имеющийся в распоряжении короткий промежуток времени недостаточен для достижения химического равновесия. Поэтому образование оксидов азота в процессе сгорания в поршневых двигателях следует рассматривать на основе химической кинетики. При этом необходимо определить локальные нестационарные температуры рабочего тела, используя многозонную модель (см. гл. 3), как, например в [8]. На рис. 7.15 приведены результаты расчета концентрации оксидов азота по локальным температурам и по средней по объему цилиндра температуре. Из рисунка следует, что расчет, выполненный на основе многозонной модели, дает хорошее приближение к экспериментальным данным.

В заключение отметим, что в процессе сгорания в поршневых двигателях около 5...10 % суммарных оксидов азота образуются в соответствии с механизмом Фенимора («быстрые» NO) и примерно 90...95 % — Зельдовича (термические NO) [27]. Это подтвержда-

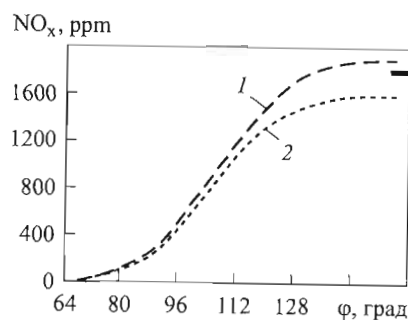


Рис. 7.15. Концентрации оксидов азота (NO_x), рассчитанные на основе многозонной модели (1) и по усредненной температуре (2); — — — опытные данные для двигателя ЯМЗ-7511

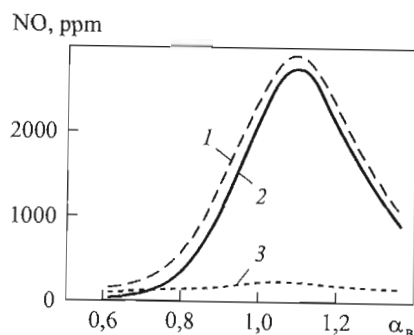


Рис. 7.16. Вклад различных механизмов в образование NO:

— — — суммарные; — — — термические; — «быстрые»

ются результатами исследований (рис. 7.16), приведенных в работах [21, 33], посвященных анализу отдельных механизмов образования оксидов азота в поршневых двигателях.

8. ЗАДЕРЖКА ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

8.1. Высоко- и низкотемпературное воспламенение. Химическая задержка воспламенения

8.1.1. Воспламенение

Воспламенение — процесс ускорения химической реакции, скорость которой возрастает практически от нулевого значения до конечного. В зависимости от причины ускорения реакции различают:

тепловое воспламенение, при котором скорость реакции увеличивается вследствие роста температуры реагирующей системы;

цепное воспламенение, при котором скорость реакции увеличивается вследствие роста числа активных центров.

Процесс воспламенения называют *гомогенным*, если он происходит в гомогенной термодинамической системе, и *гетерогенным*, если он происходит на границе раздела сред гетерогенной термодинамической системы.

В поршневых двигателях используется два вида воспламенения:

самовоспламенение — автоускорение химической реакции, обусловленное нагревом окислителя (воздуха) за счет сжатия. Очаги пламени возникают во всем объеме и градиенты температуры внутри реагирующей системы невелики. Вся масса реагента воспламеняется практически одновременно без внешнего воздействия, т. е. имеет место так называемый *тепловой взрыв*;

вынужденное воспламенение, или *принудительное зажигание*, — воспламенение рабочей смеси инициируется вводом энергии (активных центров) в реагирующую систему извне с помощью, например, электрической искры. В этом случае воспламеняется только незначительная часть массы реагирующей системы, после чего горение распространяется по всему объему системы, соответ-

ственно, известно место возникновения очага пламени (место подачи искры).

Очевидно, что процесс сгорания рабочей смеси в поршневых двигателях можно рассматривать как последовательность двух явлений — возникновения и распространения пламени в объеме КС. Ясно также, что самовоспламенение и принудительное зажигание — это предельные случаи физического явления воспламенения. Причиной воспламенения может быть также высокая температура поверхности КС двигателя, в результате чего возникает нежелательное явление — *преждевременное воспламенение*.

В настоящее время все промежуточные стадии процесса сгорания в КС поршневых двигателей еще не изучены. Согласно теории Семенова при различных условиях преобладает цепное, или тепловое, воспламенение, которое имеет характер высокотемпературного одностадийного процесса или низкотемпературного многостадийного процесса.

8.1.2. Высокотемпературное одностадийное воспламенение

В процесс подачи электрической искры между электродами свечи зажигания образуется токопроводящий канал с высокой температурой (до 10000 К), что приводит к разрыву внутримолекулярных связей углеводородной молекулы и образованию актив-

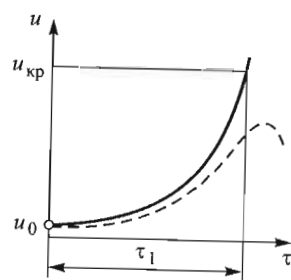


Рис. 1.1. Схематическое изображение процесса высокотемпературного одностадийного воспламенения:

— — — — $u < u_{кр}$

ных частиц (атома свободного радикала), играющих роль активных центров, в которых зарождается цепная реакция. Скорость этой реакции $u = u(\tau)$ с течением времени τ растет от начального, почти нулевого значения, $u = u_0$, до некоторого критического, $u = u_{кр}$, экспоненциально (рис. 8.1). Наряду с самоускорением цепной реакции возрастает скорость тепловыделения (экзотермическая реакция), и когда ее значение превышает скорость отвода теплоты из зоны химической реакции, нарушается тепловое равновесие и наступает период прогрессивного роста

температуры и саморазгона реакции, приводящий к воспламенению. Если скорость реакции не достигает критического значения $u_{кр}$ (пунктирная линия на рис. 8.1), то ее значение начнет уменьшаться за счет снижения концентрации исходных веществ, и воспламенения не происходит.

Процесс высокотемпературного воспламенения можно охарактеризовать как непрерывную последовательность самоускоряющихся цепных реакций. При этом начальное самоускорение реакции связано с развитием цепных реакций, а последующее самоускорение вызвано, в основном, прогрессирующим саморазогревом рабочей смеси. В связи с этим предпламенный процесс высокотемпературного воспламенения считают одностадийным — отсутствует четкая граница перехода из одного состояния в другое. Таким образом, по своей природе высокотемпературное одностадийное воспламенение является как цепным, так и тепловым воспламенением.

8.1.3. Низкотемпературное многостадийное воспламенение

Процесс низкотемпературного многостадийного воспламенения (самовоспламенение) рабочей смеси подразделяют на три основных стадии (рис. 8.2):

1) *начальная стадия времени τ_1* , в течение которого рост температуры незначителен, и поэтому давление не повышается. В конце этой стадии образуются альдегиды, оксид углерода, пероксиды и продукты их распада;

2) *первичная холодно-пламенная стадия времени τ_2* , в течение которого высвобождается около 10 % теплоты сгорания испарившегося к этому моменту времени топлива, в результате чего наблюдается небольшое повышение температуры и давления. Предполагается, что на этой стадии происходит окисление уксусного альдегида, накопление новых типов пероксидов и их распад при достижении критической концентрации;

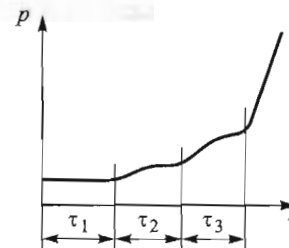


Рис. 8.2. Схематическое изображение процесса низкотемпературного воспламенения

3) *вторичная холодно-пламенная стадия времени τ_3* , в течение которого химические реакции имеют как эндотермический, так и экзотермический характер; суммарное тепловыделение небольшое и сопровождается появлением голубого пламени, называемого *холодным*. Эта стадия является завершающей для предпламенных процессов и заканчивается тепловым взрывом.

Таким образом, каждая из рассмотренных стадий в течение некоторого периода времени имеет задержку воспламенения: τ_1 — холодного пламени, τ_2 — голубого пламени, которое также относится к холодному пламени, τ_3 — теплового взрыва. По данным [35] наиболее продолжительный из этих трех периодов — τ_2 — период времени задержки холодного пламени, который составляет 75...80 % суммарного времени задержки воспламенения. Тепловой взрыв быстро распространяется по объему КС и сопровождается полным выделением энергии (тепловыделением), приводящим к резкому повышению давления и температуры (см. рис. 8.2).

Продолжительность различных стадий зависит от конкретных условий. Например, при повышении давления периоды времени задержки первой и третьей стадий существенно сокращаются, однако в целом природа предпламенного процесса остается неизменной. Согласно [14] при низкотемпературном воспламенении не обязательно наличие всех трех последовательных стадий. При очень малом периоде времени τ_3 процесс становится двухстадийным. В этом случае вторая и третья стадии соответствуют высокотемпературному воспламенению, инициированному холодным пламенем еще на первой стадии, т. е. период времени одновременно второй и третьей стадий, $\tau_{2,3} = \tau_2 + \tau_3$, рассматривают как задержку горячего пламени. Такая интерпретация задержки воспламенения является достаточно удобной, поскольку сложно разделить моменты времени появления голубого пламени и теплового взрыва. Этого не позволяет сделать ни индикаторная диаграмма, ни видеонаблюдение интенсивности излучения пламени в КС двигателя. Соответственно суть низкотемпературного воспламенения заключается в возможности осуществления самовоспламенения при низкой начальной температуре рабочей смеси.

8.1.4. Характеристика воспламенения углеводородного топлива. Кинетическая природа воспламенения

Характеристикой воспламенения обычно называют p - T -диаграмму, на которой указаны границы раздела областей холодного и горячего пламени. На рис. 8.3 приведена типичная характеристика воспламенения углеводородного топлива, используемого в поршневых двигателях. При повышении давления область многостадийного воспламенения (линия 1-2) расширяется, в связи с чем в момент впрыскивания топлива температура и давление сжатого воздуха в цилиндре двигателя могут соответствовать области многостадийного низкотемпературного воспламенения (см. рис. 8.3). Согласно результатам широкомасштабных исследований характеристик воспламенения для различных углеводородов [14] в области одностадийного высокотемпературного воспламенения с ростом давления происходит снижение температуры воспламенения (линия ab). В области многостадийного низкотемпературного вос-

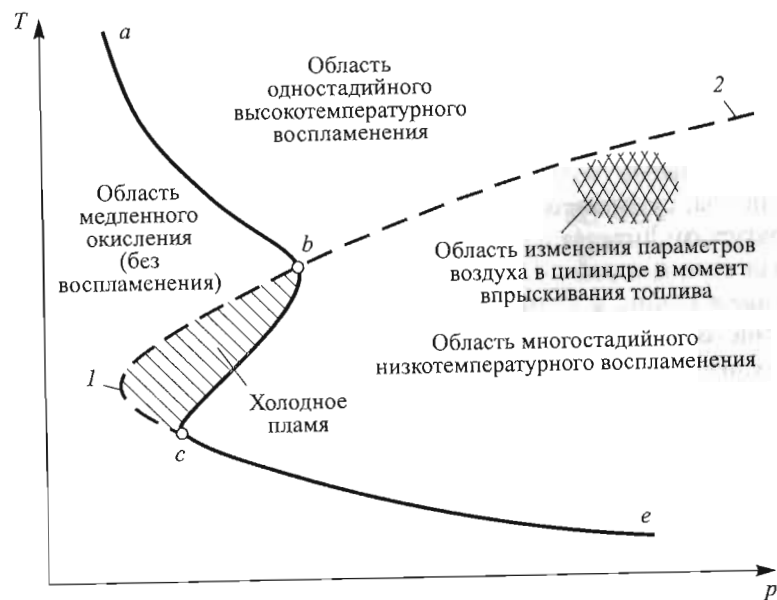


Рис. 8.3. Характеристика воспламенения углеводородного топлива: ab , bce — границы одностадийного и многостадийного воспламенения; 1-2 — граница раздела областей одно- и многостадийного воспламенения

пламенения (линия *bce*) эта картина нарушается: сначала при повышении давления температура воспламенения увеличивается (линия *bc*), а затем снова начинает уменьшаться (линия *ce*), правда, не так стремительно, как в случае высоких температур.

Как было показано в гл. 7, давление, температура и время задержки воспламенения связаны между собой соотношением

$$\tau_i = Bp^{-n} \exp\left(\frac{E}{RT}\right), \quad B = \text{const.} \quad (8.1)$$

В действительности это соотношение соблюдается только при высоких, $T > T_b$, и низких, $T < T_c$, значениях температуры и не выполняется в области промежуточных, $T_b < T < T_c$, значений температуры, где можно наблюдать прямо противоположную зависимость. Это аномальное, с точки зрения теплового взрыва, снижение предельного давления при уменьшении температуры воспламенения (линия *bc*) приводит к тому, что при неизменном давлении время задержки воспламенения при высоких значениях температуры оказывается больше, чем при низких. Например, при $p = 1,5$ бар для смеси гексана C_6H_{14} ($H_u = 45000$ кДж/кг) с воздухом ($\alpha_v = 0,7$) аномалия наблюдается в интервале значений температуры 623...743 К, при этом время задержки воспламенения при $T = 743$ К почти вдвое больше, чем при $T = 623$ К [14]. Это объясняется тем, что тепловому взрыву предшествуют сложные предпламенные процессы, суммарная скорость протекания которых в данном температурном интервале уменьшается с повышением температуры. В связи с этим в работе [14] указывается на кинетическую природу воспламенения, а аномальные явления объясняются особенностями многостадийного воспламенения.

Согласно [14, 35] в поршневых двигателях перед образованием горячего пламени возникает холодное пламя, при этом оно появляется как в гомогенной системе, так и при впрыскивании топлива, когда система явно гетерогенная. Это обстоятельство позволяет утверждать, что в кинетике воспламенения гомогенных и гетерогенных систем нет принципиальных отличий и что воспламенение имеет кинетическую природу. Отличие, главным образом, заключается в скорости распространения холодного пламени: в гомогенных системах она распространяется довольно равномерно, а в гетерогенных системах (при впрыскивании топлива) — крайне неравномерно. Так, в одних направлениях скорость распространения

достигает примерно 100 м/с, а в других — она совершенно незначительна, что обусловлено неоднородностью гетерогенной системы.

Для изменения характеристики воспламенения смеси воздуха и топлива используют различные присадки (например, антидетонаторы) к углеводородному топливу.

В заключение подчеркнем, процесс воспламенения имеет начальный скрытый период протекания химических реакций, в течение которого происходит накопление теплоты (при тепловом воспламенении) и образование активных центров (при цепном воспламенении) в необходимых для осуществления воспламенения количествах. Этот скрытый период будем называть *временем химической задержки воспламенения*.

8.2. Время задержки воспламенения

8.2.1. Физическая задержка воспламенения

Несмотря на то что время задержки воспламенения занимает малую долю продолжительности рабочего цикла и в быстроходных двигателях составляет всего несколько миллисекунд, роль этого параметра в обеспечении требуемых эффективных и экологических показателей поршневого двигателя огромна.

Следует подчеркнуть, что в одно- и многостадийных процессах отсчет времени химической задержки воспламенения ведется с момента начала предпламенных химических реакций. Процесс сгорания рабочей смеси протекает в газовой фазе. Окислительные процессы развиваются с высокой скоростью, если жидкое топливо, распыленное на мельчайшие капли, образует с воздухом горючую топливовоздушную смесь. Скорость сгорания жидкого топлива определяется скоростями испарения и перемешивания паров топлива с воздухом, т. е. скоростью протекания физического процесса смесеобразования. В бензиновых двигателях с внешним и внутренним смесеобразованием с непосредственным впрыскиванием топлива при впуске или в начале процесса сжатия образуется гомогенная топливовоздушная смесь. Например, к моменту поступления в цилиндр двигателя с внешним смесеобразованием успевает испариться примерно 80 % топлива, а к моменту зажигания при

впрыскивании бензина в процессе впуска — почти 100 %. Следует отметить, что испаряемость бензина выше, чем у дизельного топлива.

Период времени задержки воспламенения более длительный в двигателях с самовоспламенением, где оно отсчитывается от момента времени начала впрыскивания топлива, поскольку за этот период должна осуществляться подготовка смеси для сгорания.

В бензиновых двигателях очаг сгорания образуется в результате мощного теплового толчка, осуществляемого электрическим разрядом между электродами свечи зажигания при напряжении $(8...15) \cdot 10^3$ В [3]. При больших значениях температуры ($T \geq 10\,000$ К) в шнуре разряда образуется очаг сгорания небольшого объема. В данном объеме процессы прогрева, распада и ионизации молекул топлива и кислорода, а затем и воспламенение проходят через состояния плазмы и так быстро, что укладываются в период разряда, длительность которого не превышает значений $(1...2) \cdot 10^{-5}$ с. При достаточных объеме очага и времени его существования окружающие очаг слои рабочей смеси прогреваются и воспламеняются. Далее процесс сгорания распространяется от очага по объему КС, и через некоторый период времени τ_i , принятого за период времени задержки воспламенения в бензиновых двигателях, на индикаторной диаграмме можно будет заметить отрыв линии давления сгорания от линии давления сжатия (см. далее п. 8.8.2). Если же объем очага сгорания и длительность его поддержки электрическим разрядом недостаточны, то очаг затухает и процесс сгорания не развивается. Установлено, что в бензиновых двигателях время задержки воспламенения зависит от мощности электрического заряда. Ясно, что существует некоторая условность при определении задержки воспламенения в двигателях с принудительным зажиганием. Действительно, если началом воспламенения считать образование очага сгорания в районе свечи зажигания, то получается, что оно происходит почти мгновенно (за период разряда), т. е. при $\tau_i \rightarrow 0$, однако, как уже было отмечено, образование очага сгорания не гарантирует развития процесса по объему КС. Поэтому в бензиновых двигателях с принудительным зажиганием за период времени задержки воспламенения принимают интервал времени с момента подачи искры до отрыва линии давления сгорания от линии давления сжатия. Это в полной мере относится практически ко всем бензиновым двигателям как с

непосредственным впрыскиванием, так и с впрыскиванием во впускную систему. Для этих двигателей в отличие от дизелей момент времени начала подачи топлива не является моментом отсчета времени задержки воспламенения. Исключения составляют только бензиновые двигатели с самовоспламенением, в которых осуществляется так называемый процесс CAI (Controlled Auto-Ignition).

После зажигания от свечи, представляющей собой единственный очаг воспламенения, пламя распространяется по объему КС более плавно, чем в случае самовоспламенения. В объеме КС дизеля в топливоздушном смеси, подготовленной за период времени задержки воспламенения, возникает разное количество очагов сгорания, и пламя практически мгновенно охватывает весь объем, т. е. имеет место тепловой взрыв. В результате скорость нарастания давления, а также максимальное давление цикла в двигателях с самовоспламенением выше, чем в двигателях с принудительным зажиганием, соответственно и уровень шума дизелей выше, чем в бензиновых двигателях. Очевидно также, что одним из путей достижения плавной работы и уменьшения шума дизелей является сокращение времени задержки воспламенения.

В любом случае после начала впрыскивания топлива в цилиндр или подачи электрической искры (т. е. от момента отсчета времени задержки воспламенения в поршневых двигателях) до начала химических предпламенных процессов протекают физические процессы, необходимые для подготовки смеси к началу предпламенных химических реакций. Период времени от момента впрыскивания топлива (в двигателях с самовоспламенением) или подачи искры (в двигателях с принудительным зажиганием) до начала предпламенных химических реакций будем называть *временем физической задержки воспламенения*.

За время физической задержки воспламенения в двигателях происходят сложные физические процессы, такие, как распад струи топлива на капли, нагрев и испарение капель, диффузия паров топлива и воздуха (образование газообразной горючей смеси). Только после этого начинается образование химических холоднопламенных процессов, рассмотренных в предыдущем разделе. Таким образом, время задержки воспламенения в поршневых двигателях формально можно представить как сумму времени физической и химической задержек, т. е.

$$\tau_i = \tau_{\text{физ}} + \tau_{\text{хим}}, \quad (8.2)$$

где в соответствии с рис. 8.1 и 8.2 $\tau_{\text{хим}} = \tau_1$, или $\tau_{\text{хим}} = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3$.

При $\tau_{\text{физ}} \ll \tau_{\text{хим}}$ процесс носит, в основном, кинетический, а при $\tau_{\text{физ}} \gg \tau_{\text{хим}}$ — диффузионный характер. В последнем случае свойства топлива и окислителя перестают играть роль определяющих факторов и время задержки воспламенения обусловлено временем смесеобразования.

Ясно, что провести четкую границу между окончанием физической и началом химической задержки в поршневых двигателях не представляется возможным. Химические предпламенные реакции могут начинаться до окончания физических подготовительных процессов. Поэтому представление времени задержки воспламенения в виде (8.2) носит условный характер. Очевидно только, что началу физических процессов предшествуют химические процессы. В связи с этим многие исследователи не используют выражение (8.2) и задержку воспламенения рассматривают как единый физико-химический процесс, в котором все преобразования, как физические, так и химические, протекают одновременно. Отметим, что оба эти подхода, как это будет показано далее, используют при получении полуэмпирических формул для расчета времени задержки воспламенения в поршневых двигателях.

8.2.2. Определение момента времени начала воспламенения

Для определения времени задержки воспламенения необходимо знать, в какой момент времени начинается воспламенение. Его можно найти с помощью индикаторной диаграммы $p(\tau)$ или $p(\varphi)$. Кроме того, необходимо также иметь информацию о мгновенном значении частоты вращения n коленчатого вала в течение одного рабочего цикла. Для получения зависимости $n = n(\varphi)$ с помощью счетного устройства считывают и запоминают значение времени в пределах 1 град угла поворота коленчатого вала, а затем определяют значение n в пределах каждого угла φ поворота коленчатого вала. Полученные таким образом мгновенные значения n дают картину колебаний частоты вращения коленчатого вала в течение одного рабочего цикла (рис. 8.4). Из рисунка следует, что колебания значений n при задержке воспламенения (на тактах сжа-

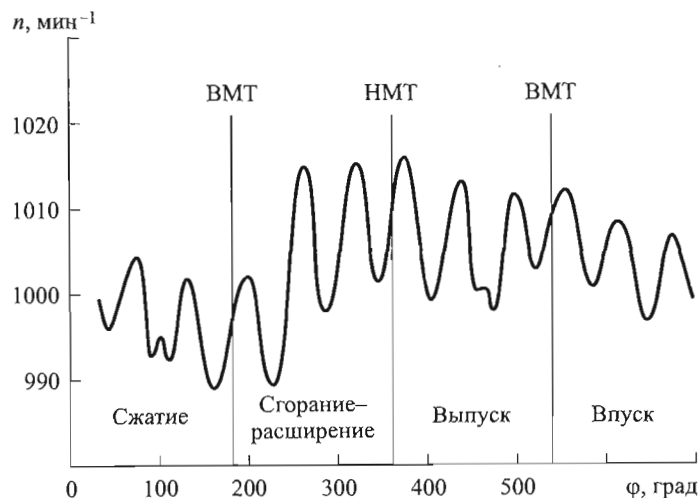


Рис. 8.4. Колебания частоты вращения коленчатого вала в течение одного рабочего цикла двигателя 1СН ($S/D = 18/12,5$ см, $\varepsilon = 18$; $N_e = 12$ кВт, $n = 1000$ мин⁻¹)

тия и сгорания) более существенные, что и обуславливает необходимость их регистрации.

Для получения статистически надежных данных следует обработать большое количество последовательно протекающих рабочих циклов. Для этого имеются две возможности: определить момент времени начала самовоспламенения для каждого рабочего цикла с последующим нахождением его среднеарифметического значения; усреднить индикаторные диаграммы отдельных рабочих циклов, а затем установить момент времени начала воспламенения по этой усредненной диаграмме.

Определение момента времени начала воспламенения как видимого сгорания. Начало воспламенения топливовоздушной смеси характеризуется моментом первого повышения измеренного давления в результате начала процесса сгорания, называемого видимым сгоранием (рис. 8.5). При заметном росте давления момент отрыва линии давления на индикаторной диаграмме от линии сжатия (пунктирная линия на рис. 8.5) и принимают за начало воспламенения, т. е. определяют как первый зарегистрированный момент времени, когда давление на индикаторной диаграмме превышает давление сжатия.

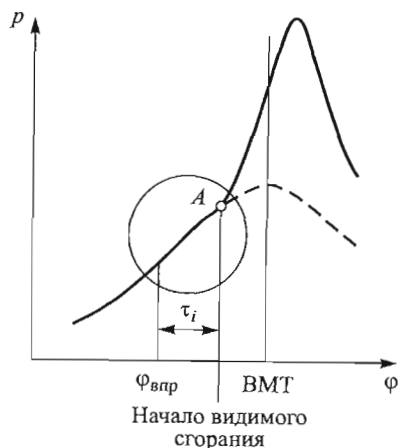


Рис. 8.5. К определению начала видимого сгорания по индикаторной диаграмме

В окрестности точки отрыва (рис. 8.6) воспламенение реально начинается еще до момента отрыва. Действительно, после впрыскивания жидкого топлива теплота, затраченная на парообразование, отбирается от нагретого в результате сжатия рабочего тела, температура которого уменьшается, что и приводит к снижению его давления. Температура сжатого воздуха T в цилиндре двигателя при впрыскивании топлива к началу воспламенения в процессе парообразования будет уменьшаться до значения температуры в точке K T_K . После начала воспламенения температура в цилиндре стремительно повышается, оставшая часть жидкого топлива испаряется при интенсивном тепловыделении и естественно, что на индикаторной диаграмме затраты теплоты на испарение уже не отражаются. Оценим эффект снижения температуры, $\Delta T = T - T_K$, где T — температура воздуха в цилиндре при $\varphi = \varphi_{\text{впр}}$, в процессе испарения массы топлива m_t , поступившего в

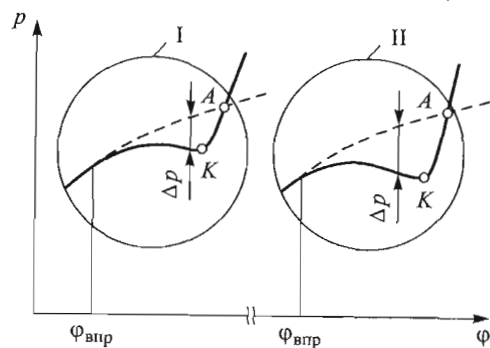


Рис. 8.6. Снижение давления при задержке воспламенения в случае использования топлива с низким (I) и высоким (II) значениями теплоты парообразования:

A — начало видимого сгорания; K — начало воспламенения

цилиндр к началу испарения. Будем считать, что от топливовоздушной смеси в процессе парообразования отбирается такое количество теплоты Q , которое требуется для полного испарения топлива, $Q = r m_t = m_{\text{см}} c_{\text{см},V} \Delta T$, где r — теплота парообразования; $c_{\text{см},V}$ — удельная теплоемкость смеси при постоянном значении объема. Массу смеси представим как сумму масс топлива и воздуха, $m_{\text{см}} = m_t + m_b = m_t + \alpha_b l_0 m_t$. Выразив количество теплоты, отобранной от смеси, как сумму количеств теплоты, отобранных от топлива и воздуха, с помощью удельных теплоемкостей топлива при $V = \text{const}$ $c_{t,V} = c_t$ и воздуха $c_{b,V}$, получим $Q = m_t c_t \Delta T + m_b c_{b,V} \Delta T$. Тогда снижение температуры в процессе испарения

$$\Delta T = \frac{r}{c_t + \alpha_b l_0 c_{b,V}}. \quad (8.3)$$

Оценим эффект понижения температуры топливовоздушной смеси в процессе испарения топлива при $\alpha_b = 1,3$ и $T = 700$ К (табл. 8.1).

Таблица 8.1

Топливо	r , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	c_t , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	l_0 , $\frac{\text{кг}}{\text{кг}}$	ΔT , К, при $\alpha_b = 1,3$, $T = 700$ К
Метанол	1102,8	2,43	6,5	121,6
Этанол	919,0	2,39	9,0	79,4
Бензин А-93	305,6	1,97	14,8	17,9
Дизельное топливо	210,0	1,88	15,0	12,2
Бензол	381,0	1,67	13,3	25,0

Удельная теплоемкость воздуха при постоянном значении объема, $V = \text{const}$, $c_{b,V} = c_{b,p} - R = (0,0963 T_b + 1005) - 287 = 0,0963 \cdot 700 + 1005 - 287 = 785,4$ Дж/(кг · К), тогда для метанола, согласно табл. 8.1, полу-

чим $\Delta T = \frac{1102,8}{2,43 + 1,3 \cdot 6,5 \cdot 0,7854} = 121,6$ К. Аналогично найдем снижение

температуры смеси для других видов топлива. Следует отметить, что полученные результаты не учитывают влияние давления воздуха в момент впрыскивания топлива на теплоту парообразования. Тем не менее они

позволяют сделать некоторые выводы. 1. Снижение температуры топливоздушной смеси из рассмотренных видов топлив — самое существенное в случае метанола, так как он характеризуется низкой воспламеняемостью (цетановое число равно 3), поэтому требуется наибольшее количество теплоты на парообразование. 2. При нормальной или обогащенной топливоздушной смеси эффект снижения температуры, а следовательно, давления в цилиндре в процессе парообразования еще существеннее проявляется, например, для метаноловоздушной смеси ($\alpha_{\text{в}} = 1$), $\Delta T = 146,36$ К.

Видно, что этот эффект усиливается для топлив, у которых теплота парообразования выше. Однако чем беднее смесь и больше стехиометрическое количество воздуха для данного топлива, тем менее заметен эффект снижения температуры в процессе парообразования. Этим и объясняется различные значения Δp на рис. 8.6. Очевидно, что точка K экстремума на этих диаграммах, расположенная до точки A отрыва, соответствует началу реального роста давления, т. е. началу реального воспламенения.

Таким образом, определение начала воспламенения как начала видимого сгорания связано с погрешностями, вызванными наличием сдвига между моментами, соответствующими точкам экстремума и отрыва на диаграмме $p(\varphi)$.

Определение момента времени начала воспламенения по скорости нарастания давления. Скорость нарастания давления выражается в виде разностных соотношений $\frac{dp}{d\varphi} = \frac{P_{j+1} - P_j}{\varphi_{j+1} - \varphi_j}$, $j = 1, \dots$

Построенная по этому выражению кривая изменения скорости нарастания давления в зависимости от угла поворота коленчатого вала (рис. 8.7) сглаживается в целях определения точки однозначного минимума, в которой скорость нарастания давления $\frac{\Delta p}{\Delta \varphi} \rightarrow 0$;

эта точка и соответствует началу воспламенения. Погрешность определения в этом случае зависит от погрешности сглаживания кривой изменения давления. Таким образом можно определить начало воспламенения и тем самым время задержки воспламенения для тяжелых дизельных топлив, характеризующихся некоторыми особенностями воспламенения. Дело в том, что легковоспламеняющиеся фракции тяжелого дизельного топлива воспламеняются

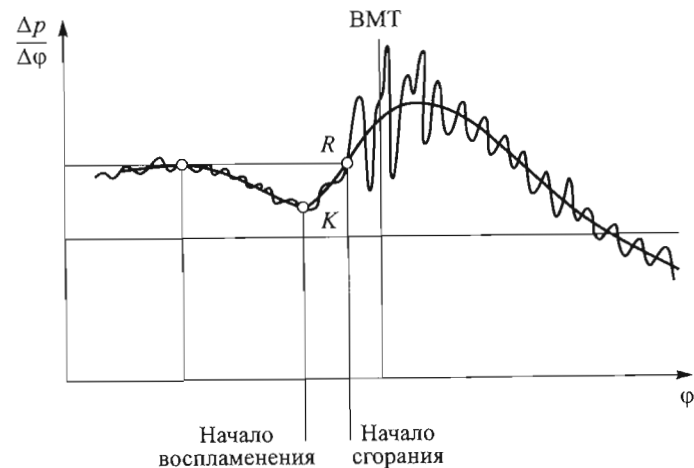


Рис. 8.7. К определению начала воспламенения тяжелых дизельных топлив по скорости нарастания давления

достаточно быстро, однако сгорание топлива происходит медленно. Возникает вопрос: можно ли считать момент воспламенения отдельных фракций топлива началом сгорания? В связи с этим предлагается ввести понятие начала сгорания, не совпадавшего с началом воспламенения топлива. Началу сгорания на диаграмме $\frac{dp}{d\varphi} = f(\varphi)$ соответствует момент времени, при котором скорость нарастания давления после воспламенения легких фракций топлива принимает значение, равное тому максимальному значению, которое у него было до начала воспламенения легких фракций (точка R на рис. 8.7).

На рис. 8.8 приведены периоды задержки воспламенения и сгорания, определенные как интервал времени между началом впрыскивания топлива и началом воспламенения легких фракций, $\varphi_{K_i} = \varphi_K - \varphi_{\text{впр}}$, и как интервал времени между началом впрыскивания топлива и началом сгорания, $\varphi_{R_i} = \varphi_R - \varphi_{\text{впр}}$. Время в этих соотношениях выражается через угол поворота коленчатого вала. В качестве топлива была использована смесь относительно легко воспламеняющегося газойля и тяжело воспламеняющегося углеродного топлива (НСО). Из рисунка следует, что время задержки

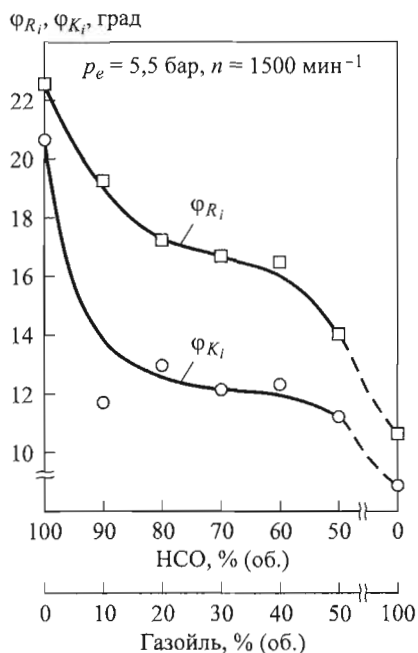


Рис. 8.8. Изменение времени задержки воспламенения и сгорания в зависимости от фракционного состава топлива в цилиндре двигателя MWM TD227-6 ($S/D = 12/10$ см, $n = 2300$ мин⁻¹, $p_e = 8$ бар)

воспламенения ϕ_{K_i} существенно сокращается даже при небольших добавках легко воспламеняющихся компонентов (газойль), качественно то же самое происходит и с временем задержки сгорания ϕ_{R_i} , однако более плавно, т. е. между этими двумя интервалами времени нет линейной зависимости. Отметим, что в работе [23] впервые для определения времени задержки воспламенения использовали скорость нарастания давления, понятие задержки начала сгорания относительно начала воспламенения было введено в [28].

Определение момента времени начала воспламенения по скорости тепловыделения. Изменение скорости тепловыделения $\frac{dQ_x}{d\phi} = f(\phi)$ в течение

рабочего процесса (рис. 8.9) определяется по результатам обработки индикаторной диаграммы.

Процесс парообразования сопровождается процессом поглощения теплоты $\frac{dQ_x}{d\phi} < 0$, который после воспламенения переходит в процесс тепловыделения, $\frac{dQ_x}{d\phi} > 0$. В момент времени, когда $\frac{dQ_x}{d\phi} = 0$,

начинается тепловыделение и его принимают за начало воспламенения.

Определение момента времени начала воспламенения по показателю политропы. Рассмотрим политропный процесс между двумя произвольно выбранными моментами времени ϕ_j и

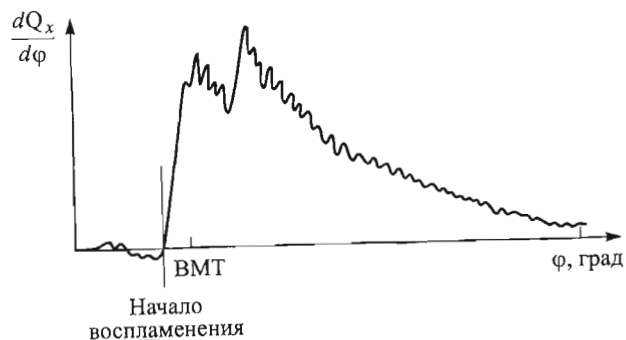


Рис. 8.9. К определению начала воспламенения по скорости тепловыделения

ϕ_{j+1} , последовательно расположенными на индикаторной диаграмме (рис. 8.10). Из уравнения $p_j V_j^n = p_{j+1} V_{j+1}^n$ выразим показатель политропы

$$n = \frac{\ln p_{j+1} - \ln p_j}{\ln V_j - \ln V_{j+1}} \quad (8.4)$$

В процессе сжатия рост давления в цилиндре двигателя сопровождается уменьшением объема, при этом показатель политропы имеет положительное значение, $n > 0$. Однако в процессе парообразования, как уже отмечалось, при понижении давления одновременно уменьшается объем (см. рис. 8.6). Пусть ϕ_j соответствует началу процесса парообразования, а ϕ_{j+1} — началу воспламенения. Тогда показатель политропы для процесса, протекающего в интервале времени $\Delta\phi = \phi_{j+1} - \phi_j$, принимает отрицательные зна-

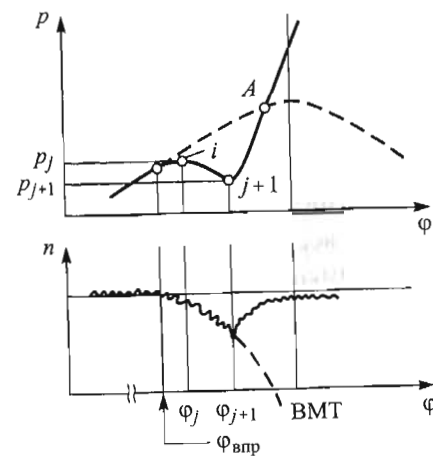


Рис. 8.10. К определению начала воспламенения по показателю политропы: А — начало видимого сгорания

чения, $n < 0$, достигая своего минимума в момент времени φ_{j+1} . При $V_j \rightarrow V_{j+1}$ из (8.4) следует, что $n \rightarrow -\infty$. В момент времени φ_{j+1} начинается воспламенение, давление повышается с уменьшением объема и показатель политропы вновь принимает положительные значения, $n > 0$. Минимальное значение функции $n = n(\varphi)$ (см. рис. 8.10) принимают за начало самовоспламенения.

8.3. Основные факторы, влияющие на задержку воспламенения

Согласно фундаментальной теории химической кинетики задержка воспламенения (см. (8.1)), кроме энергии активации E и порядка реакции n , которые постоянны для смеси горючего и окислителя определенной концентрации, зависит только от давления и температуры. Отметим, что формула (8.1) вначале была получена Н.Н. Семеновым для газообразных топлив, а более поздние исследования (А.С. Соколик и др.) показали принципиальную возможность ее использования и для жидких топлив.

Очевидно, что время задержки воспламенения τ_i для поршневых двигателей зависит от множества факторов хотя бы потому, что температура воспламенения даже для одного и того же самого топлива не является постоянной величиной и обусловлена аппаратными условиями (см. гл. 7).

Температура и давление воздуха в цилиндре двигателя при впрыскивании топлива. Влияние этих параметров на период задержки воспламенения дизельного топлива неоднократно доказано экспериментальными данными (рис. 8.11 и 8.12), которые вполне соответствуют теории, предложенной Н.Н. Семеновым. Отметим только, что при оценке времени задержки для поршневых двигателей важное значение имеет момент времени, для которого выбраны значения температуры и давления сжатого воздуха при впрыскивании. Кроме момента времени впрыскивания можно (правда, это делается редко) применять моменты времени воспламенения и в ВМТ. Безусловно, удобнее использовать момент времени впрыскивания, так как его можно определить достаточно точно, однако значения τ_i могут быть завышены. В случае выбора моментов вре-

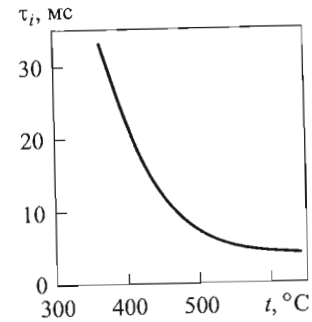


Рис. 8.11. Зависимость времени задержки воспламенения дизельного топлива от температуры сжатого воздуха при впрыскивании

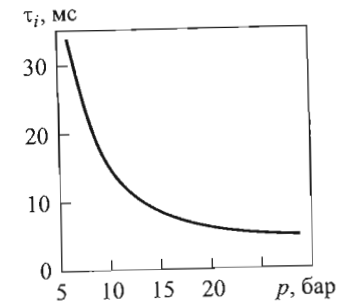


Рис. 8.12. Зависимость времени задержки воспламенения дизельного топлива (дизель 1VDS 18/15) от давления сжатого воздуха при впрыскивании

мени воспламенения или ВМТ для оценки значений τ_i можно получить хорошее совпадение с экспериментом. Следует подчеркнуть, что это возможно, когда воспламенение начинается вблизи ВМТ. При этом, чем раньше происходит впрыскивание, тем большее расхождение с опытными данными при использовании момента времени в ВМТ в качестве определяющего. Учитывая, что точно определить момент времени воспламенения сложно, определяющими параметрами следует считать давление и температуру воздуха при впрыскивании топлива.

Температура и давление воздуха при впуске. С увеличением значений этих параметров происходит повышение давления и температуры в конце процесса сжатия в цилиндре двигателя, а соответственно, и при впрыскивании топлива. В результате период задержки воспламенения сокращается. В связи с этим подогрев впускного воздуха является хорошим средством для обеспечения процесса нормального сгорания в случае использования плохо воспламеняющихся тяжелых топлив (рис. 8.13). С ростом производства рафинированных топлив повышается и количество так называемого остаточного топлива, представляющего собой дизельное топливо низкого качества, для которого характерны длительный период задержки воспламенения, высокая скорость нарастания давления, колебания момента времени воспламенения и максимального давления сгорания. Основной причиной этих колебаний,

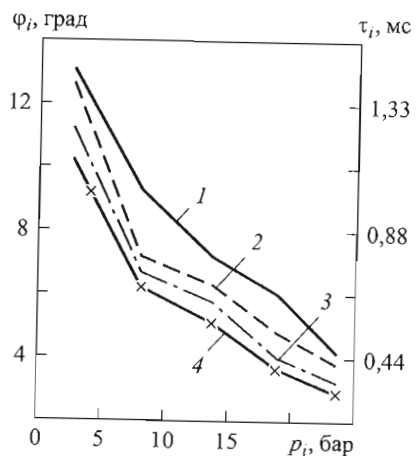


Рис. 8.13. Изменение времени задержки воспламенения в зависимости от давления воздуха при различных значениях температуры в момент впуска:

— 20 °C; ---- 60 °C; — · — 75 °C; — x — 90 °C

мени задержки τ_i . Отметим, что повышение степени сжатия, как и подогрев воздуха при впуске, может привести наряду с сокращением периода задержки воспламенения и к росту концентрации оксидов азота, связанному с увеличением значения максимальной температуры цикла. Кроме того, рост степени сжатия ограничен ростом теплонапряженного состояния основных деталей двигателя.

Качество топлива и окислителя. Период задержки воспламенения обусловлен структурой молекул и химическим составом топлива. С увеличением числа атомов углерода в молекуле углеводородного топлива время задержки воспламенения уменьшается. Чем выше цетановое число дизельного топлива, тем больше его склонность к самовоспламенению и соответственно уменьшается время задержки воспламенения. Это очевидно, так как цетановое число зависит от количества атомов углерода в молекулах (фракционного состава топлива) и их строения (группового состава топлива). Чем больше молярная масса углеводородного топлива, тем, при прочих равных условиях, выше его цетановое число. В бензи-

особенно заметных на режимах малой нагрузки, является недостаточная гомогенизация смеси.

При увеличении среднего индикаторного давления путем более высокого наддува также повышаются температура и давление воздуха при впуске и сокращается период задержки воспламенения.

Степень сжатия. Увеличение степени сжатия приводит к повышению давления и температуры воздуха к началу впрыскивания топлива, и естественно, период задержки воспламенения сокращается. Например, при увеличении значения ϵ от 13 до 17 приводит к трехкратному сокращению вре-

новых двигателей рост октанового числа, наоборот, приводит к увеличению времени задержки воспламенения. С понижением концентрации кислорода в воздухе также увеличивается время задержки воспламенения.

Форма и размеры КС. Специально проведенные исследования дизеля с непосредственным впрыскиванием [22] не позволяют выявить четких закономерностей по непосредственному влиянию основных размеров двигателя (S , D и V_h) на время задержки τ_i . Поэтому логично рассматривать воздействие как геометрических, так и других (в том числе и параметров режима) факторов на время задержки τ_i через их влияние на давление и температуру в цилиндре двигателя к началу впрыскивания топлива. Обычно для оценки влияния размеров S и D на период задержки воспламенения учитывают удельную площадь теплообмена, F_w/V_h . Чем больше размеры двигателя, тем меньше значение этой площади и меньшее количество теплоты Q_w отводится от рабочего тела. В частности, этим объясняется, что относительная теплоотдача $Q_w/Q_x \sim 0,1-0,12$ в систему охлаждения у большеразмерных тихоходных двигателей значительно меньше, чем у быстроходных автомобильных двигателей, $Q_w/Q_x \sim 0,20-0,30$. Тогда, при прочих равных условиях, увеличение размеров двигателя должно привести к уменьшению отвода теплоты от рабочего тела и, как следствие, к увеличению его температуры и сокращению периода задержки воспламенения. Однако, согласно закону Ньютона,

$$Q_w = \alpha(T_\infty - T_w)F_w\tau, \quad (8.5)$$

количество отводимой от рабочего тела теплоты существенно зависит не только от площади теплообмена, но и от времени теплоотдачи τ , которое определяется частотой вращения коленчатого вала. С увеличением частоты вращения, несмотря на интенсификацию конвекции, уменьшаются время теплообмена, теплота Q_w , а показатель политропы n , представляющий собой термодинамическую меру тепловых потерь, растет. Температура и давление в цилиндре к началу впрыскивания повышаются и период задержки воспламенения сокращается. Следовательно, процесс сгорания топлива ускоряется, что чрезвычайно важно. В противном случае, невозможно было создание дизелей, предназначенных для работы с высокими частотами вращения коленчатого вала.

Продолжительность сгорания топлива в дизелях составляет около 60° угла поворота коленчатого вала, что в судовых тихоходных дизелях при значении $n = 100 \text{ мин}^{-1}$ соответствует $\tau_i = 0,1 \text{ с}$, а в быстроходных дизелях легкового автомобиля при $n = 4500 \text{ мин}^{-1}$ — $\tau_i = 0,0022 \text{ с}$. Таким образом, в поршневых двигателях наблюдается уникальный факт: возможность осуществления стабильных процессов смесеобразования и сгорания при изменении скоростного режима примерно в 50 раз.

На рис. 8.14 приведено изменение показателя политропы в зависимости от частоты вращения для трех двигателей с различными рабочими объемами цилиндра и удельными площадями теплообмена. Ясно, что показатель политропы с повышением частоты вращения n вначале стремительно растет, а при значении $n > 4000 \text{ мин}^{-1}$ даже уменьшается. При одинаковых значениях частот вращения показатель политропы выше (т. е. тепловые потери меньше) у двигателя, размеры которого S и D (т. е. V_h) больше. Соответственно, рост показателя политропы подтверждает, что с увеличением частоты вращения тепловые потери уменьшаются. Кроме того, при $n > 4000 \text{ мин}^{-1}$ показатель политропы практически не зависит от геометрических размеров двигателя. Можно предположить, что при повышении частоты вращения, с одной стороны, интенсифицируется конвективный теплообмен в КС, а с другой — уменьшается теплоотдача за счет снижения удельной площади теплообмена. Это приводит к тому, что результирующая теплоотдача стабилизируется и выражается почти неизменным показателем политропы при $n > 4000 \text{ мин}^{-1}$. Теоретически имеем, что $1 \leq n \leq k$. При

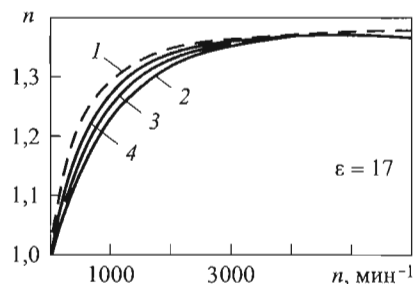


Рис. 8.14. Изменение показателя политропы в зависимости от частоты вращения коленчатого вала:

1 — n_{max} ; $V_h = 0,5 \text{ дм}^3$ (2); $1,0 \text{ дм}^3$ (3); $2,0 \text{ дм}^3$ (4)

этом предельное значение $n = 1$ соответствует изотермическому процессу с максимальной теплоотдачей, когда все количество теплоты, которое выделяется, отводится от рабочего тела и его температура не повышается. Предельное значение $n = k$, наоборот, соответствует адиабатному процессу с нулевой теплоотдачей.

Отметим также, что в большиеразмерных тихоходных двигателях частота вращения n

ограничена силами инерции, возникающими за счет больших масс движущихся деталей. Однако ограниченные возможности повышения частоты вращения коленчатого вала, свойственные дизелям, прежде всего, связаны с особенностями их процессов воспламенения топлива. Повышение уровня турбулентности заряда в цилиндре двигателя с ростом частоты вращения двигателя приводит к сокращению периода задержки воспламенения. Эта тенденция проявляется более заметно в дизелях с неразделенной КС, чем в дизелях с разделенными КС. Относительно слабая зависимость времени задержки воспламенения от частоты вращения коленчатого вала у двигателей с разделенными КС объясняется наличием в этих камерах сильно нагретых поверхностей, которые в сочетании с высокой интенсивностью турбулентности заряда позволяют осуществить в дизелях эффективное воспламенение и своевременное сгорание при значении $n = 4500 \text{ мин}^{-1}$ и более. В целом, по данным [3], в вихревых КС и предкамерах период задержки воспламенения значительно короче, чем в неразделенных КС.

Итак, быстроходные дизели с непосредственным впрыскиванием топлива имеют относительно высокие тепловые потери и, следовательно, достаточно продолжительный период задержки воспламенения. В связи с этим дизели с непосредственным впрыскиванием топлива долгое время не были востребованы для легковых автомобилей, на которых использовались в основном двигатели с разделенными КС. Действительно, каждому периоду задержки воспламенения, независимо от типа двигателя, соответствуют определенные значения скорости нарастания давления ($dp/d\phi$) и максимального давления цикла (P_z). Увеличение времени задержки воспламенения τ_i приводит к росту этих параметров, и, как следствие, к «жесткой» работе двигателя, повышению механических нагрузок и уровня шума. Как известно, к этим параметрам двигателей легковых автомобилей предъявляются более жесткие требования. В современных легковых автомобилях преимущественно используют дизели с непосредственным впрыскиванием, у которых период задержки воспламенения значительно сокращен в результате высоких значений давления впрыскивания и степени сжатия.

Давление впрыскивания, рециркуляция отработавших газов и интенсивность вихревого движения заряда. При высоких давлениях впрыскивания уменьшается средний диаметр капель топлива, увеличивается общая площадь испарения и соответствен-

но скорость испарения и смесеобразования в целом. В результате это приводит к сокращению периода задержки воспламенения. Трудности создания топливной аппаратуры с высоким давлением впрыскивания обусловили развитие и широкое внедрение дизелей с разделенными КС, в которых интенсивное смесеобразование в основном осуществляется за счет кинетической энергии сильно турбулизованного воздушного потока и поэтому нет необходимости устанавливать сложную топливоподающую аппаратуру с высоким давлением впрыскивания. Однако осталась нерешенной главная проблема дизелей с неразделенными камерами сгорания — низкая топливная экономичность (см. гл. 4). Поэтому в настоящее время более широкое распространение находят быстроходные дизели с полуразделенными КС, в которых в результате использования высоких давлений впрыскивания значительно повышена скорость парообразования и сокращен период задержки воспламенения. Правда, при повышенной скорости испарения более заметным оказывается снижение температуры рабочего тела (за счет интенсивного отвода теплоты каплями от разогретого газа), однако это в данном случае не оказывает решающего влияния на время задержки τ_i , которое с повышением давления $p_{впр}$ уменьшается независимо от того, осуществляется или нет рециркуляция отработавших газов. Рост при рециркуляции объемной доли z отработавших газов в свежем заряде, а также наличие в нем инертных газов приводит к увеличению времени задержки воспламенения (рис. 8.15). Несмотря на то что при рециркуляции значения температуры как при впуске, так и в конце процесса сжатия, растут и впрыскивание происходит в среду с повышенной температурой, уменьшение коэффициента избытка воздуха и снижение концентрации кислорода в окислителе приводят к увеличению периода задержки воспламенения. Рециркуляцию отработавших газов применяют в целях уменьшения максимальной температуры цикла, что в свою очередь приводит к снижению в них концентрации оксидов азота. Снижение температуры происходит за счет уменьшения количества свежей топливоздушной смеси (в двигателях с внешним смесеобразованием). Этому способствует также большая удельная теплоемкость продуктов сгорания по сравнению с воздухом (в двигателях с внутренним смесеобразованием). Рост периода задержки воспламенения хорошо прослеживается на рис. 8.15, полученном при неизменном значении угла опережения подачи топли-

ва (CR-система топливоподачи — Common Rail). При $p_{впр} = \text{const}$ с увеличением угла опережения подачи топлива происходит увеличение периода задержки воспламенения [33], что связано со снижением температуры в цилиндре двигателя к моменту впрыскивания.

Интенсивность вихревого движения воздушного заряда следует выбрать настолько высокую, настолько это допускается с точки зрения качественного смесеобразования, т. е. чем выше интенсивность вихря, тем меньше время задержки воспламенения. При этом следует помнить, что оптимальная интенсивность вихревого движения зависит, кроме прочего, и от количества сопловых отверстий, и что повышенная закрутка воздушного заряда может привести к ухудшению эффективных показателей двигателя (см. гл. 4).

В заключение подчеркнем, что приведенные выше перечень и анализ факторов, влияющих на продолжительность периода задержки воспламенения, не носят исчерпывающий характер. Согласно фундаментальной теории химической кинетики на время задержки τ_i может влиять любой параметр, влияющий на давление и температуру в цилиндре двигателя при впрыскивании. Очевидно, что таких параметров много. В связи с этим многие ученые, исследовавшие влияние отдельных факторов на время задержки воспламенения, включают в полуэмпирические формулы для расчета времени задержки воспламенения, кроме трех основных — давление, температура и энергия активации — и другие параметры. Разнообразия этих факторов, типов исследованных двигателей и топлив, а также условий проведения экспериментов в сочетании с разными подходами при определении τ_i (см. п. 8.2.2) привели к тому, что в настоящее время, как это будет показано ниже, существует множество различных формул для определения времени задержки воспламенения.

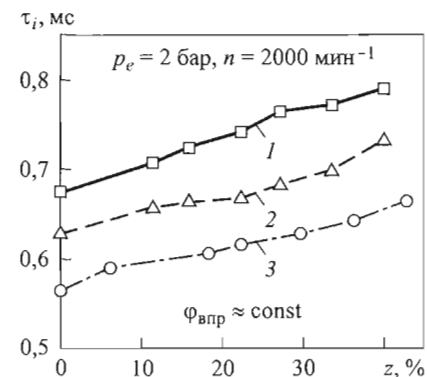


Рис. 8.15. Изменение времени задержки воспламенения при рециркуляции в зависимости от доли отработавших газов в свежем заряде при различных значениях давления впрыскивания $p_{впр}$, бар (дизель фирмы Volkswagen, $S/D = 8,64/7,95$ см, $\epsilon = 1,95$, $N_e = 46$ кВт, $n = 4000$ мин⁻¹): □ — 400; △ — 600; ○ — 800

8.4. Роль химических и физических процессов в задержке воспламенения

Схематически процесс задержки воспламенения в дизелях можно представить в виде последовательности процессов:

физических (макромир):

- впрыскивание топлива,
- распад струи на капли,
- испарение капель топлива,
- диффузия паров топлива с воздухом;

химических (микромир):

- распад молекул, образование активных центров,
- начало цепных реакций,
- развитие цепных реакций (самоускорение),
- достижение критической скорости, которые приводят к *тепловому взрыву*.

В результате, естественно, возникает вопрос: какие из этих процессов, физические или химические, имеют преобладающее значение при определении времени задержки τ_i ? Этот вопрос является предметом острой и длительной дискуссии не только между представителями отдельных научных школ и направлений, но и между представителями школы, руководимой Н.Н. Семеновым [11, 12, 14]. При этом в качестве основного аргумента чаще всего используется энергия активации. В связи с этим предварительно рассмотрим методы определения энергии активации и порядка реакции в условиях поршневых двигателей.

8.4.1. Экспериментальный метод определения энергии активации и порядка реакции

Напомним, что фундаментальная зависимость (8.1) была получена Н.Н. Семеновым для реагирующих газов, т. е. когда топливо и окислитель находятся в газообразном состоянии с самого начала химической реакции. Тогда из перечисленных выше физических факторов остается только процесс диффузии, который и определяет физическую задержку воспламенения. Сначала Х. Вольфер [42], а затем А.И. Сербинов [12] на основании многочисленных экспериментов, проведенных как на дизелях, так и на бомбах с постоянным объемом, показали, что формула Семенова может успешно

применяться и для дизельного процесса при использовании жидкого топлива. Кроме того, как уже отмечалось, можно использовать (8.1) как для гомогенных, так и для гетерогенных смесей из-за отсутствия принципиальных различий в кинетике воспламенения этих смесей [14]. Поэтому (8.1) является базовой формулой в большинстве работ, посвященных расчету энергии активации и порядка реакции в условиях поршневого двигателя.

Из выражения (8.1) следует, что

$$\ln \tau_i = \ln(B) - n \ln p + \frac{E}{RT}, \quad B = \text{const.} \quad (8.6)$$

В случае, если значения E и n не изменяются, существуют линейные зависимости: $\ln \tau_i = f(1/T)$ при $p = \text{const}$ и $\ln \tau_i = f(\ln p)$ при $T = \text{const}$. Тогда для определения числового значения энергии активации E (или порядка реакции n) достаточно, как минимум, измерить два времени задержки воспламенения: τ_{i1} , соответствующее значению температуры T_1 в цилиндре двигателя или в экспериментальной бомбе в момент впрыскивания; τ_{i2} — то же, только при другой температуре, $T_2 \neq T_1$. Подчеркнем, что необходимым условием эксперимента является соблюдение одинакового давления, $p = \text{const}$, в обоих опытах. В результате получим два уравнения типа (8.6), из которых следует, что энергия активации

$$E = \tilde{R} \frac{\ln \tau_{i1} / \tau_{i2}}{1/T_1 - 1/T_2}, \quad (8.7)$$

где все параметры в правой части известны.

Таким образом, суть экспериментального определения энергии активации заключается в обеспечении различных температур в цилиндре двигателя в момент впрыскивания при неизменном значении давления, что может быть достигнуто, например, путем подогрева воздуха при впуске. Разумеется, что при этом все прочие условия проведения экспериментов должны быть максимально идентичными.

Аналогично, по результатам измерения времени задержки τ_{i1} и τ_{i2} при различных значениях давления p_1 и p_2 и одинаковых значениях температуры, $T = \text{const}$, получаем выражения для порядка реакции

$$n = \frac{\ln \tau_{i1} / \tau_{i2}}{\ln p_2 / p_1}. \quad (8.8)$$

Очевидно, что вычисленные таким образом значения E и n , скорее всего, следует считать условными значениями энергии активации и порядка реакции, так как продолжительность времени задержки воспламенения в поршневых двигателях не лимитируется только скоростью химической реакции. Кроме того, погрешности вносит и сам метод определения задержки воспламенения (см. п. 8.2.2). Так, порядок реакции (8.8) чаще всего может иметь дробное значение. Естественно, нельзя утверждать, что определенные в условиях поршневых двигателей значения энергии активации E или порядка реакции n есть единственные истинные значения этих параметров для реакции окисления применяемого топлива, поэтому их часто называют условными, или кажущимися, параметрами. Очевидно, что энергия активации, определенная в условиях поршневого двигателя, будет отличаться от химической энергии активации, так как последнюю нельзя определять в условиях неоднородности заряда ввиду того, что ее значения искажаются гомогенизацией заряда и энергетическими затратами на развитие физических процессов, предшествующих началу воспламенения.

В дальнейшем, как и ранее, термины «энергия активации» и «порядок реакции» используются применительно к процессу окисления топлива в поршневых двигателях в предположении, что наряду с химическими факторами на скорость протекания процесса действуют и физические условия.

8.4.2. Оценка лимитирующей роли химических и физических процессов по экспериментальным значениям энергии активации

Как отмечалось выше, экспериментальное значение энергии активации чаще всего используют для оценки лимитирующей роли физических и химических процессов при расчете продолжительности периода задержки воспламенения. Согласно (8.7) график функции $\ln \tau_i = f(1/T)$ представляет собой прямую линию, наклон которой определяется значениями энергии активации. Эксперименты, проведенные с впрыскиванием дизельного топлива в нагретый воздух, показывают, что для этой функции, полученной в условиях поршневых двигателей, характерным является явно заметный излом в области значений $T = 620 \dots 675$ К (рис. 8.16). В точке излома кривой разделяет область значений температуры на

область высоких значений, в которой $E = 25\ 100$ Дж/моль и область низких температур, в которой $E = 76\ 600$ Дж/моль. Таким образом, из рисунка следует наличие двух различных значений энергии активации, что для одной и той же реакции с точки зрения химической кинетики не допустимо.

Причину такого явления некоторые исследователи [12] объясняют тем, что в области низких температур развитие предпламенных процессов определяется скоростью протекания химических реакций. Однако, как известно, на эту скорость решающее влияние оказывает именно температура. В области высоких температур с повышением температуры функция $\ln \tau_i = f(1/T)$ изменяется в значительно меньшей степени (см. рис. 8.16). Предполагается, что в этой области высокая скорость протекания химической реакции, поэтому лимитирующим фактором продолжительности периода задержки воспламенения являются физические процессы, а конкретно — скорость испарения топлива, которая, как и функция $\ln \tau_i = f(1/T)$, изменяется с ростом температуры существенно в меньшей степени. Кроме того, в качестве аргумента приводятся результаты исследований, согласно которым энергия активации, полученная на основе (8.1), и теплота парообразования топлива имеют близкие значения, но меньше, чем у энергии активации газовых смесей. Следовательно, продолжительность периода задержки воспламенения лимитируется испарением, т. е. физическим фактором.

Следует подчеркнуть, что характерный излом функции $\ln \tau_i = f(1/T)$, неоднократно подтвержденный экспериментами в случае гетерогенной смеси, полученной впрыскиванием жидкого дизельного топлива в нагретый воздух, является типичным и для гомогенной смеси. Однако в гомогенной смеси наличие излома

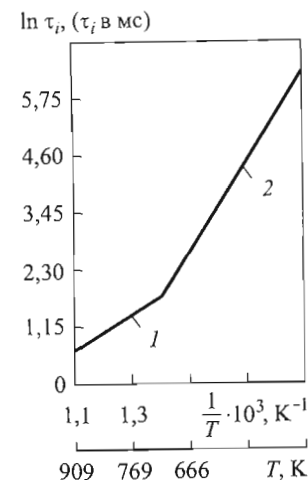


Рис. 8.16. Изменение зависимости $\ln \tau_i = f(1/T)$ при впрыскивании дизельного топлива в турбулизированный воздушный поток:
1 — $E = 25\ 140$ Дж/моль;
2 — $E = 76\ 670$ Дж/моль

объясняется переходом из области низкотемпературного квазиодностадийного воспламенения в область двухстадийного воспламенения, т. е. причиной изменения значения энергии активации считается механизм протекания реакции — химический фактор. Исследователи, приверженцы этого направления [14], считают, что задержку воспламенения следует разграничить на задержку холодного пламени (τ_1), включая в нее и время испарения части топлива, и время диффузии его паров с воздухом, а также задержку горячего пламени ($\tau_{2,3}$), включая время развития (распространения) холодного и голубого пламени. Химическая кинетика многостадийного процесса определяется условиями, создаваемыми при испарении топлива и диффузии его паров с окислителем. Возникающие при этом нестационарные поля концентраций и температур создают более благоприятные условия для развития последовательных стадий воспламенения, чем в гомогенной по составу, и температуре топливовоздушной смеси. Так что максимально быстрое испарение и смешение паров топлива с воздухом не создают оптимальных условий для воспламенения и соответственно не лимитируют продолжительность периода задержки воспламенения.

И, наконец, основной вывод, сделанный сторонниками первого направления [12]: для сокращения периода задержки воспламенения и увеличения скорости сгорания топлива в дизелях необходимо всемерно повышать качество смесеобразования. По мнению представителей второго направления [11, 14], такой вывод верен только в отношении скорости сгорания и совершенно не верен в отношении процесса воспламенения. Относительно низкое значение энергии активации, характерное для области высоких температур (см. рис. 8.16), объясняется тем, что воспламенение жидких топлив осуществляется при больших степенях сжатия, которое используют для получения высоких значений температуры и давления, близких к верхней температурной границе области низкотемпературного воспламенения. Это, в свою очередь, уменьшает условную энергию активации в период времени задержки холодного пламени (времени распада струи), которая практически не зависит от температуры и является постоянной. В течение этого времени происходит понижение средней температуры воздушного заряда вследствие затрат тепловой энергии на испарение, однако характер изменения температурного поля в области протекания реакции при этом не изучен и поэтому предполагается, что за-

держка воспламенения холодного пламени происходит при более низкой температуре по сравнению со средней температурой заряда.

Полученная зависимость $\ln \tau_i = f(1/T)$ для периода времени τ_i , как показано в [14], дает заниженное значение энергии активации, поскольку рост температуры обуславливает интенсификацию испарения. В связи с этим фактически температура в случае жидких топлив повышается меньше, чем в случае газообразных топлив (отсутствует процесс испарения). Существует и другое предположение, согласно которому при длительных периодах задержки τ_i капли топлива попадают на горячую поверхность стенки КС и испаряются за счет теплоты, подводимой от стенки. В этом случае от воздуха отводится незначительное количество теплоты, а предпламенные реакции развиваются вблизи стенки КС в условиях относительно высоких температур (близких температуре T_w поверхности стенки). При небольшом времени задержки воспламенения эти же реакции развиваются в объеме КС при температуре $T < T_w$. Как показал Ю.Б. Свиридов [10], учет этих факторов влияет на характер изменения зависимости $\ln \tau_i = f(1/T)$ в области высоких температур, т. е. на энергию активации в этой области.

Исследуя задержку воспламенения на экспериментальной бомбе, А.Н. Воинов [3] пришел к выводу, что чем продолжительнее период задержки воспламенения, тем большее влияние на скорость реакции оказывает процесс автокатализа, который при получении (8.1) не учитывался. В области умеренных температур автокатализ приводит к уменьшению значения τ_i , что также вызывает снижение значений кажущейся энергии активации. Однако влияние автокатализа на скорость реакции особенно заметно при $\tau_i \geq 10$ мс, как правило, в поршневых двигателях $\tau_i < 10$ мс. Это означает, что для практических расчетов времени задержки воспламенения вполне оправдано использование классического выражения (8.1). Кроме того, кажущиеся значения энергии активации, вычисленные, как это нередко делается, на основе экспериментальных данных в τ_i по мере уменьшения углов опережения впрыскивания, и соответственно повышения давления p и температуры T воздушного заряда в момент впрыскивания, получаются заниженными. Это связано с тем, что в цилиндре происходит сжатие реагирующей топливовоздушной смеси. Влияние фактора

поджатия особенно заметно при больших значениях угла опережения впрыскивания топлива и малых — цетанового числа, так как в таком случае снижается скорость протекания предпламенных реакций и повышается степень нагрева реагирующей смеси. Значения энергии активации получаются также заниженными, когда в (8.1) в качестве p и T используются не их мгновенные значения в цилиндре двигателя в момент впрыскивания топлива, как уже было отмечено выше, а усредненные за период задержки воспламенения значения этих параметров.

Завершая обсуждение вопроса о лимитирующей роли физических и химических процессов при определении продолжительности периода задержки воспламенения, следует подчеркнуть следующее.

1. Основной причиной дискуссии между представителями различных направлений является сложность определения истинного начала холоднопламенных химических реакции и в связи с этим невозможность четкого разграничения между физической и химической задержками воспламенения. К этому добавляется еще и разнообразие подходов, используемых различными авторами для определения начала воспламенения (см. п. 8.2.2). В итоге имеется большое количество экспериментальных результатов, которые с точки зрения условной энергии активации не могут быть интерпретированы в рамках строгих закономерностей.

2. При $\tau_{\text{физ}} \ll \tau_{\text{хим}}$ процесс окисления топлива протекает в кинетической области. К этому случаю относится, например, самовоспламенение гомогенных горючих смесей, а также воспламенение капель топлива при низкой температуре, когда химические реакции идут вяло и могут отставать от несlišком интенсивных диффузионных процессов в паровой оболочке капли.

3. При $\tau_{\text{физ}} \gg \tau_{\text{хим}}$ процесс окисления топлива протекает в диффузионной области. К этому случаю относится воспламенение газообразного или жидкого топлива, вводимого в нагретый воздух. Свойства топлива и окислителя в диффузионной области перестают играть решающую роль.

4. Наличие предельных областей возможного протекания процесса воспламенения обуславливает существование промежуточной области, в которой физическая и химическая задержки воспламенения соизмеримы.

5. Кажущаяся энергия активации при росте температуры снижается от высоких значений, $E \approx 75000$ Дж/моль, характерных для гомогенных смесей, до низких, $E \approx 25000$ Дж/моль (см. рис. 8.16). Такое существенное изменение энергии активации в зависимости от температуры наблюдается только при подаче жидкого топлива в распыленном виде, что может быть рассмотрено как изменение соотношения между степенями влияния физических и химических факторов.

6. В поршневых двигателях невозможно осуществление процесса воспламенения, при котором $\tau_{\text{физ}} \rightarrow 0$ и $\tau_i = \tau_{\text{хим}}$.

8.5. Полуэмпирические формулы для расчета времени задержки воспламенения

Важнейшая роль, которую играет время задержки воспламенения в обеспечении высокоэффективного рабочего цикла поршневого двигателя, обуславливает необходимость наличия и применения при доводке существующих, а также при создании перспективных двигателей, формул для определения значения τ_i , позволяющих с достаточной для практики точностью прогнозировать начало процесса сгорания (тепловыделения). Поэтому неудивительно, что большинство исследователей ставят перед собой задачу получения полуэмпирических формул для определения времени задержки.

Известные до настоящего времени формулы для определения времени задержки воспламенения можно условно подразделить на две группы. К первой из них отнесем формулы, основанные на фундаментальной теории цепных реакции, в частности на уравнении Семенова (см. (8.1)). Несмотря на то что в этих формулах в отличие от (8.1), в некоторых случаях вводятся дополнительные коэффициенты, учитывающие специфику рабочего цикла поршневого двигателя, несомненно они являются модификациями (8.1) и, как правило, содержат экспоненциальную функцию. Вторая группа эмпирических формул отличается от (8.1) не только структурой (отсутствие экспоненциальной функции) и наличием других специфических параметров кроме p и T , но и в некоторых случаях даже отсутствием p и T . Краткий обзор этих, а также других распространенных эмпирических формул для определения времени задержки τ_i , дается ниже.

Формула Вольфера [42]. Продолжительность периода задержки воспламенения дизельного топлива определялась экспериментальным путем на специальной установке. Сжатый воздух нагревался в объеме, представляющем собой стальной цилиндр, в который затем впрыскивалось дизельное топливо и измерялось изменение давления с течением времени. Задержка воспламенения определялась на основе фиксации моментов впрыскивания топлива и начала видимого сгорания. Кроме того, часть экспериментов проводилась на установке с вращающимися оболочками, которые инициировали вращательное движение воздуха при постоянном объеме. Требуемая температура в объеме КС в момент впрыскивания обеспечивалась с помощью нагревающих пластин. По результатам экспериментов была получена формула [42]

$$\tau_i = 0,44 p^{-1,19} \exp(4650/T). \quad (8.9)$$

Отметим, что эта работа была одной из первых в теории поршневых двигателей, где фундаментальные результаты Н.Н. Семенова нашли блестящее подтверждение. Дальнейшие исследования, проведенные различными авторами и методически несущественно отличавшиеся от описанных [42], привели к аналогичным формулам с общим видом (8.1).

Формула Толстова [16]. Самая распространенная в отечественной технической литературе формула, полученная по результатам испытаний быстроходных дизелей с непосредственным впрыскиванием и наддувом, имеет вид

$$\tau_i = BC^{0,5} \left(\frac{T_K}{P_K} \right)^{0,5} \exp \left(\frac{EC^{m-1}}{\tilde{R}T_K} \right), \quad (8.10)$$

где $B = 12 \cdot 10^{-3} (1 - 1,6 \cdot 10^{-4} \cdot n)$, n — частота вращения коленчатого вала, мин^{-1} ; $C = \frac{1}{\varepsilon} \left[1 + 0,5 \frac{\delta}{\beta} (\varepsilon - 1) \right]$; $\delta = \left(1 + \frac{\lambda_{ш}}{4} \right) - \left(\cos \varphi_{впр} + \frac{\lambda_{ш}}{4} \cos 2\varphi_{впр} \right)$, $\lambda_{ш} = \frac{R}{l_{ш}}$, R — радиус кривошипа, $l_{ш}$ — длина

шатуна, $\varphi_{впр}$ — угол опережения впрыскивания топлива; $\beta = \frac{V'_h}{V_h}$ —

доля потерянного хода в двухтактных и четырехтактных двигателях с продувкой, V'_h — действительный рабочий объем цилиндра, соответствующий ходу поршня после закрытия распределительных органов, V_h — рабочий объем цилиндра; $m = 1,4$ для двигателей без наддува и $m = 1,34$ — с наддувом. Кажущуюся энергию активации, по рекомендациям А.И. Толстова, следует задавать в диапазоне значений $E = 20\,000 \dots 25\,000$ Дж/моль.

Формула Ситкея [35]. В качестве исходного использовалось выражение (8.2), где химическую задержку воспламенения $\tau_{хим} = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3$. Из этих трех периодов наиболее продолжительный период τ_1 , составляющий 75...80 % суммарного времени задержки воспламенения. Эксперименты проводились на установке, оснащенной кварцевым стеклом для визуального наблюдения. В частности, осуществлялась регистрация интенсивности излучения с помощью фотоумножителей. Из-за небольшой интенсивности излучения не была проведена тарировка, однако хорошо заметные всплески излучения позволили определить моменты возникновения холодного пламени и теплового взрыва. Однозначно разграничить моменты появления голубого пламени и теплового взрыва, правда, не удалось, поэтому исследования проводились с суммарным временем задержки голубого пламени и теплового взрыва, т. е. $\tau_2 + \tau_3 = \tau_{2,3}$, и время задержки воспламенения было представлено в виде следующей аддитивной формулы:

$$\tau_i = \tau_{физ} + \tau_1 + \tau_{2,3}, \quad (8.11)$$

где τ_1 — промежуток времени между моментами впрыскивания и появления холодного пламени.

Проводя опытные исследования при $p_{впр} = 125$ бар на дизельном топливе с цетановым числом, равным 52, Ситкей получил, что $\tau_{физ} = 0,5$ мс и $E = 7800$ Дж/моль, и придал формуле (8.11) окончательный вид

$$\tau_i = 0,5 + 0,135 p^{-0,7} \exp(7800/\tilde{R}T) + 4,8 p^{-1,8} \exp(7800/\tilde{R}T). \quad (8.12)$$

Очевидно, что значение $\tau_{физ}$ и $p_{впр}$ для современных двигателей могут отличаться от приведенных. Кроме того, кажущаяся энергия активации автором была определена только для одного

значения цетанового числа. Несмотря на это, формула Ситкея является одной из самых распространенных формул для расчета времени задержки воспламенения. Существуют ее различные модификации. Например, А. Хессе [21], учитывая влияния изменения цетанового числа, преобразовал (8.12) следующим образом:

$$\tau_i = 0,5 + \exp\left(\frac{52620 - 526 \cdot \text{ЦЧ}}{\bar{R}T}\right) (0,07 p^{-0,07} + 2,5 p^{-1,8}), \quad (8.13)$$

где ЦЧ — цетановое число.

Формула Харденберга и Хазе [22]. По своей структуре эта формула аналогична формуле (8.12) и имеет вид

$$\tau_i = \frac{0,36 + 0,22c_m}{0,006n} \exp\left[E\left(\frac{1}{\bar{R}T} - \frac{1}{17190}\right) + \left(\frac{21,2}{p-12,4}\right)^{0,63}\right], \quad (8.14)$$

где c_m — средняя скорость поршня, м/с; n — частота вращения коленчатого вала, мин^{-1} . Кажущаяся энергия активации определяется в зависимости от цетанового числа по формуле $E = 618840/(\text{ЦЧ} + 25)$, Дж/моль. В дальнейшем эту формулу, полученную по результатам исследования дизелей Daimler-Benz, Д. Хейвуд проверил на трех различных типах дизелей [25] и получил удовлетворительные результаты. К. Биндер [19] с учетом интенсивности вихревого движения заряда в цилиндре представил (8.14) в виде

$$\tau_i = \frac{0,36 + 0,22c_m}{0,006n} \exp\left[E\left(\frac{1}{\bar{R}T} - \frac{1}{17190}\right) + \left(\frac{21,2}{p-12,4}\right)^{0,63} y\right], \quad (8.15)$$

где $y = \left(\frac{p_{o,\phi}}{p_{\text{впр max}} - p_{o,\phi}}\right)^{0,03} \left(\frac{D_{n \text{ опт}}}{D_{n \text{ опт}} + D_n}\right)^{0,18}$, $p_{o,\phi}$ — давление открытия форсунки; $p_{\text{впр max}}$ — максимальное давление впрыскивания; $D_n = n_b/n$ — интенсивность вихревого движения воздушного заряда (см. гл. 4); n_b — частота вращения воздушного вихря; n — частота вращения коленчатого вала; $D_{n \text{ опт}} = \frac{360^\circ - z\theta}{z\Delta\phi}$ — оптимальная интенсивность; z — количество сопловых отверстий; θ —

угол раскрытия факела топлива; $\Delta\phi$ — промежуток времени (в градусах угла поворота коленчатого вала) от начала впрыскивания до достижения факелом стенки КС. Согласно (8.15) оптимальная интенсивность $D_{n \text{ опт}}$ позволяет получить минимальную дымность отработавших газов и минимальный удельный расход топлива, $D_{n \text{ опт}} = kD_n$, где $k = 2,9$ при $z = 4$, и $k = 4,75$ при $z = 8$.

Формула Хироюсу, Кадоты и Араи [26]. В отличие от других эта формула содержит парциальное давление кислорода p_{O_2} в цилиндре двигателя в момент впрыскивания топлива. Это дает возможность использовать формулу для дизелей с рециркуляцией отработанных газов. Действительно, давление в цилиндре в момент впрыскивания можно представить в виде суммы парциальных давлений кислорода, азота и отработавших газов, $p = p_{O_2} + p_{N_2} + p_{\text{отг}}$. При этом, зная долю z отработавших газов в свежем заряде, а также давление p в цилиндре в момент впрыскивания, можно определить p_{O_2} . Конечно, увеличение доли отработанных газов при рециркуляции приводит к снижению парциального давления кислорода и к увеличению времени задержки воспламенения:

$$\tau_i = 0,0276 \left(\frac{p_{O_2}}{0,21p}\right)^{-1,6} p^{-1,23} \exp(7280/T). \quad (8.16)$$

Формула Книхта [27]. Формула была получена на основе опытов, проведенных на дизельных топливах с различными цетановыми числами, и имеет вид

$$\tau_i = \frac{12,7}{n} \left(\frac{40}{\text{ЦЧ}}\right)^{0,69} p^{-0,386} \exp(4644/T), \quad (8.17)$$

где n — частота вращения коленчатого вала, мин^{-1} . В дальнейшем эта формула была модернизирована авторами работы [34], в частности, было учтено влияние площади эффективного переменного проходного сечения $\mu F_c(\tau)$ соплового отверстия форсунки, в результате чего (8.17) приняла вид

$$\tau_i = \frac{12,7}{n} \left(\frac{40}{\text{ЦЧ}}\right)^{0,69} p^{-0,386} \exp(4644/T) \left(\frac{F_c}{\mu F_c(\tau)}\right)^{0,916}, \quad (8.18)$$

где F_c — площадь проходного сечения соплового отверстия.

Формула Нойгебауера [29]. Эта формула получена по результатам исследования периода задержки воспламенения в бензиновом двигателе с впрыскиванием топлива во впускную систему. При $\alpha_b = 1$ для периода задержки воспламенения и продолжительности сгорания соответственно

$$\varphi_i|_{\alpha_b=1} = 14,35 + (\eta_V + 0,719)[0,000354(n - 1400) - 3,0],$$

$$\Delta\varphi_{сг}|_{\alpha_b=1} = 86,75 + (\eta_V + 0,09)[0,00342(n - 1400) - 48,48],$$

где η_V и n — коэффициент наполнения и частота вращения двигателя. Для обедненной или обогащенной смеси формулы принимают вид

$$\varphi_i = \alpha_b \varphi_i|_{\alpha_b=1}, \quad \Delta\varphi_{сг} = k \Delta\varphi_{сг}|_{\alpha_b=1}, \quad (8.19)$$

где $k = 1$ при $\alpha_b \leq 1,0$ и $k = \alpha_b$ при $\alpha_b > 1,0$. При воспламенении от накаливаемой поверхности электрода, согласно теории калильного зажигания, время задержки воспламенения соответствует промежутку времени от момента подачи искры до возникновения очага воспламенения и фронта пламени в нагретом локальном слое смеси около электрода. При этом часть этого промежутка времени занимает нагрев поверхности электрода до температуры, необходимой для калильного зажигания.

Формулы, не содержащие экспоненциальную функцию. Из таких формул, прежде всего, следует упомянуть формулу Семенова [6], полученную для дизелей на основе опытов с использованием теории размерности и подобия,

$$\tau_i = \frac{441,3}{(c_m p)^{0,635} T^{0,294}}. \quad (8.20)$$

Х. Оберг по результатам экспериментальных исследований быстрого дизеля получил следующую формулу [30]:

$$\tau_i = 4646 \cdot 10^4 \bar{p}^{-0,7} \bar{T}^{-2,22}, \quad (8.21)$$

где \bar{p} , \bar{T} — усредненные за период τ_i значения давления и температуры в цилиндре двигателя соответственно. Подчеркнем, что

во всех формулах используются давление p (бар) и температура T (К) в цилиндре двигателя в момент впрыскивания топлива.

Н. Хенайн и Дж. Болт [24] на основе опытов, проведенных на одноцилиндровом дизеле с разделенной КС, предложили простую формулу для определения времени задержки воспламенения:

$$\tau_i = 587 p_{впр}^{-1,774}. \quad (8.22)$$

Эта формула дает результаты, близкие к реальным значениям τ_i , только в случае низкого давления $p_{впр}$. В целом формулы, не содержащие экспоненциального составляющего с температурой и условной энергией активации и тем самым отличающиеся от фундаментального выражения Семенова, как правило, имеют более узкие области применения. Поэтому их использование для поршневых двигателей различных типов может привести к относительно большим отклонениям от действительных значений τ_i , чем формулы, совпадающие по своей структуре с (8.1).

Формулы, учитывающие характер тепловыделения [18]. Воспламенение в современных двигателях характеризуется особенностями, которые отражаются на характеристике тепловыделения. К этим особенностям относятся появление на одних режимах предварительного тепловыделения, а на других — однократного тепловыделения практически с незаметным отличием между кинетической и диффузной фазами. Кроме того, широкие пределы выбора значений давления впрыскивания, давления наддува, доли рециркуляционных отработанных газов и цикловой подачи топлива часто делают известные формулы для определения времени задержки воспламенения непригодными. По результатам исследования пяти различных дизелей фирмы Daimler—Chrysler, оснащенных аккумуляторной системой топливоподачи CR, авторы работы [24] выделяют четыре различных вида закона тепловыделения.

1. Двукратное тепловыделение с относительно небольшим, однако ярко выраженным предварительным тепловыделением, имеющим локальный максимум, уменьшающееся в конце процесса почти до нулевого значения. После этого сразу наступает основное тепловыделение без четких признаков деления на кинетическое и диффузионное сгорание. Такой вид тепловыделения в большей степени проявляется при повышенных нагрузках и частотах вращения коленчатого вала.

2. Однократное (основное) тепловыделение, протекающее, в основном, в диффузионной фазе с небольшой, но видимой на диаграмме тепловыделения кинетической фазой, характерно в области высоких нагрузок и частот вращения, близких к номинальным значениям.

3. Однократное тепловыделение с быстро возрастающей, а также быстро убывающей ярко выраженной кинетической фазой происходит при низких нагрузках и низких частотах вращения коленчатого вала.

4. Однократное тепловыделение с двумя четко выраженными максимумами кинетического и диффузного тепловыделения происходит в области средних нагрузок и средних частот вращения, когда предварительное тепловыделение отсутствует.

В результате многочисленных экспериментов [18] были получены формулы для определения времени задержки τ_i предварительного воспламенения (см. п. 1)

$$\tau_i = -0,05 + 25 p_{CR}^{-0,84} + 15,1173 p^{-1,4779} \exp \frac{1953}{T}, \quad (8.23)$$

где p_{CR} — давление впрыскивания CR-системы;

основного воспламенения (без предварительного) воспламенения (см. п. 2, 3, 4)

$$\tau_i = 0,25 + 25 p_{CR}^{-0,84} + 15,1173 p^{-1,4779} \exp \frac{1953}{T}. \quad (8.24)$$

основного двухкратного воспламенения (т. е. с предварительным воспламенением) (см. п. 1)

$$\tau_i = 0,25 + 25 p_{CR}^{-0,84} + 15,1173 p^{-1,4779} \exp \left(\frac{1953}{T + 650} \right). \quad (8.25)$$

Формула (8.25) в отличие от предыдущих указывает на то, что для основного воспламенения определяющими являются не легко определяемые значения температуры T и давления p сжатого воздуха в момент впрыскивания, а локальная температура газа в цилиндре, полученная в результате предварительного воспламенения. Определение этой температуры как функции от доли предварительно выгоревшего топлива или от наполнения затруднено, поэтому повышение температуры в результате предварительного тепловыделения было учтено введением аддитивной константы, равной 650 К.

Авторы [18] указывают на хорошее совпадение с опытными данными, однако очевидно, что формула (8.25) лишена универсальности.

В заключение отметим, что формулы для расчета времени задержки воспламенения в любом случае должны удовлетворять интегральному условию

$$\int_0^{\tau_i} \frac{1}{\tau_i} d\tau = 1.$$

Согласно приведенным выше формулам время задержки воспламенения в дизелях чаще всего рассматривают как функцию давления и температуры воздушного заряда в цилиндре двигателя в момент впрыскивания топлива, $\tau_i = \tau_i(p, T)$.

8.6. Определение времени задержки воспламенения на основе уравнения сохранения энергии

Методы, базирующиеся на законе сохранения энергии, позволяют аналитическим путем получить формулы для определения времени задержки воспламенения. Правда, в них, как правило, требуется учитывать некоторые коэффициенты, которые в настоящее время удается получить только экспериментальным путем. По своей сути они основаны на фундаментальных законах термодинамики и химической кинетики. Дифференциальное уравнение энергии, согласно первому закону термодинамики для открытых систем, имеет вид

$$\frac{dU}{d\tau} = \frac{dQ}{d\tau} - \frac{dL}{d\tau} + \frac{dH}{d\tau}. \quad (8.26)$$

Теплоту Q , затрачиваемую на повышение внутренней энергии dU рабочего тела, представим в виде разности теплот Q_x (объемное тепловыделение) и Q_w (теплоотдача). Будем считать, что в рабочем теле нет внутренних источников теплоты кроме тех химических реакций, которые протекают в цилиндре двигателя за период задержки воспламенения этих реакций, согласно закону Аррениуса, и скорость зависит только от температуры. Тогда изменение мощности внутреннего источника по времени (объемное тепловыделение) определяется выражением

$$\frac{dQ_x}{d\tau} = Q_{\text{реак}} m K_0 \exp\left(-\frac{E}{\bar{R}T}\right), \quad (8.27)$$

где $Q_{\text{реак}}$ — тепловой эффект реакций, протекающих за промежуток времени τ_i , Дж/кг; m — масса рабочего тела, кг; K_0 — предэкспоненциальный множитель в уравнении Аррениуса, с^{-1} . Скорость теплоотдачи от рабочего тела к стенкам КС двигателя, согласно закону Ньютона,

$$\frac{dQ_w}{d\tau} = \alpha(T - T_w)F, \quad (8.28)$$

где α — коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$; T и T_w — температуры рабочего тела и поверхности стенки КС соответственно; F — площадь поверхности стенки КС (площадь теплообмена). Для определения коэффициента α можно использовать известные полуэмпирические формулы, полученные для расчета усредненного по поверхности стенки КС теплообмена [4], которые, как правило, учитывают и радиационный теплообмен.

Запишем изменение внутренней энергии и механической работы соответственно в виде

$$\frac{dU}{d\tau} = \frac{d(c_V T m)}{d\tau} = c_V T \frac{dm}{d\tau} + c_V m \frac{dT}{d\tau} + m T \frac{dc_V}{d\tau}, \quad (8.29)$$

$$\frac{dL}{d\tau} = p \frac{dV}{d\tau}. \quad (8.30)$$

В результате подстановки (8.27)–(8.30) в (8.26) уравнение сохранения энергии принимает вид

$$c_V T \frac{dm}{d\tau} + c_V m \frac{dT}{d\tau} + m T \frac{dc_V}{d\tau} = Q_{\text{реак}} m K_0 \exp\left(-\frac{E}{\bar{R}T}\right) - \alpha(T - T_w)F - p \frac{dV}{d\tau} + \frac{dH}{d\tau}. \quad (8.31)$$

Проинтегрировав (8.31) по параметру τ в период задержки воспламенения, т. е. от $\tau = 0$ до $\tau = \tau_i$, можно вычислить время задержки τ_i , однако при этом необходимо представить подинтегральные выражения в виде функции параметра τ , что существенно усложняет задачу. В связи с этим для получения аналитического

решения с учетом специфики задержки воспламенения вводят следующие допущения.

1. Изменение массы рабочего тела и его энтальпии за время задержки τ_i обусловлено подводом топлива и утечками через уплотнения. Поскольку цикловая масса топлива в дизелях значительно меньше по сравнению с массой воздуха в цилиндре двигателя, а масса топлива, попавшая в цилиндр за период задержки воспламенения, бывает еще меньше цикловой подачи, можно пренебречь изменением массы в цилиндре за счет топливopодачи. Кроме того, можно не учитывать утечки рабочего тела через уплотнения, что вполне обосновано относительно короткой продолжительностью периода задержки и относительно небольшим давлением. Таким образом, цилиндр с рабочим телом за период задержки воспламенения рассматривается как закрытая термодинамическая система, не связанная массообменом с окружающей средой, т. е. в (8.31) можно представить что $dm/d\tau = 0$ и $dH/d\tau = 0$.

2. Определение зависимости $c_V = c_V(\tau)$ в период задержки воспламенения связано с трудностями. Дело в том, что за этот период происходит изменение химического состава рабочего тела, и в различные моменты времени в КС, по существу, имеются различные газы с собственными теплоемкостями. В то же время температура за период задержки изменяется незначительно и поэтому можно считать, что $c_V \approx \text{const}$.

3. Поршень, находясь вблизи ВМТ, за период задержки воспламенения успевает пройти только небольшое расстояние, что позволяет рассматривать задержку как изохорный процесс, т. е. $p dV \approx 0$. Площадь поверхности стенки КС также изменяется несущественно, что позволяет считать $F \approx \text{const}$.

4. Изменение температуры поверхности стенки T_w за время τ_i незначительно и можно принять, что $T_w \approx \text{const}$. Также можно считать, что коэффициент теплоотдачи за этот период меняется несущественно, т. е. $\alpha \approx \text{const}$.

С учетом этих допущений из (8.31) следует:

$$c_V m \int_0^{\tau_i} \frac{dT}{d\tau} d\tau = Q_{\text{реак}} m K_0 \int_0^{\tau_i} \exp\left(-\frac{E}{\bar{R}T}\right) d\tau - \alpha F \int_0^{\tau_i} T d\tau + \alpha T_w F \int_0^{\tau_i} d\tau. \quad (8.32)$$

Это уравнение соответствует элементарной модели теплового взрыва и показывает, что скорость нарастания температуры за время τ_i определяется разностью скоростей тепловыделения и теплоотвода. Чем меньше количество теплоты рассеивается на поверхности стенки КС, тем быстрее повышается температура заряда в цилиндре и соответственно сокращается период времени τ_i , необходимого для созревания теплового взрыва.

В случае, когда в качестве рабочего тела рассматривается инертный газ, в уравнение (8.31) будут присутствовать только вторые члены как в левой, так и в правой частях (см. разд. 2.5). Его решение методом разделения переменных, с начальным условием $T = T_0$ при $\tau = 0$, дает

$$\frac{T_0 - T_w}{T - T_w} = \exp(\tau_T),$$

где $\tau_T = \frac{\alpha F}{c_V m}$ — в с^{-1} , представляет собой величину, обратную

времени релаксации температуры, $\tau = 1/\tau_T$, инертного рабочего тела и показывает, что за промежуток времени $\tau = 1/\tau_T$ тело охлаждается ($T_0 > T_w$) в e раз. Решение задачи о нагреве инертного тела ($T_0 > T_w$) можно получить аналогичным путем.

Вычисление интегралов из (8.32) усложняется наличием под знаком интеграла экспоненциальной функции. Согласно закону Аррениуса скорость химической реакции никогда не обращается в нуль, она только экспоненциально снижается с уменьшением температуры. Поэтому каким бы не было низким значение начальной температуры смеси, она все равно должна прореагировать за достаточно длительный промежуток времени. В связи с этим пренебрегают скоростью реакции при начальной температуре, считая ее ничтожно малой, и тем самым считают начальное состояние стационарным. В этом смысле поучителен пример, рассмотренный в [17].

Пусть имеется реакция с энергией активации $E = 125\,700$ Дж/моль — довольно типичное значение для реакции горения. Примем в качестве типичных значений для температуры горения $T = 2000$ К и для начальной температуры $T = 300$ К. Скорости реакции, согласно закону Аррениуса, при этих значениях температуры будут относиться как

$$\frac{\exp(-125700/2000\tilde{R})}{\exp(-125700/300\tilde{R})} \approx 4 \cdot 10^{18}.$$

Если при температуре $T = 2000$ К реакция протекает за микросекунду, то при начальной температуре $T = 300$ К для нее потребуется 100 000 лет.

Таким образом, нет необходимости пользоваться температурной зависимостью скорости реакции на начальной стадии, когда температура низкая. В связи с этим вполне допустимо использование вместо уравнения Аррениуса приближенного выражения, описывающего температурную зависимость скорости реакции в узком интервале температур [17]. Однако простое разложение скорости реакции в бесконечный ряд по степеням разности температур приводит к тому, что теряется самая характерная особенность реакции горения — экспоненциальное самоускорение.

Воспользуемся разложением Франк-Каменецкого [17], которое позволяет сохранить экспоненциальный характер уравнения Аррениуса:

$$\begin{aligned} \frac{E}{\tilde{R}T} &= \frac{E}{\tilde{R}(T_w + T - T_w)} = \frac{E}{\tilde{R}(T_w + \Delta T)} = \frac{E}{\tilde{R}T_w} \frac{1}{1 + \Delta T/T_w} = \\ &= \frac{E}{\tilde{R}T_w} \left[1 - \left(\frac{\Delta T}{T_w} \right) + \left(\frac{\Delta T}{T_w} \right)^2 - \left(\frac{\Delta T}{T_w} \right)^3 + \dots \right]. \end{aligned} \quad (8.33)$$

Если ограничиться двумя первыми членами выражения в квадратных скобках, что допустимо при малых значениях $\Delta T/T_w$, то получим зависимость скорости реакции от температуры в виде приближенной формулы

$$\exp\left(-\frac{E}{\tilde{R}T}\right) \approx \exp\left(-\frac{E}{\tilde{R}T_w}\right) \exp\left[\frac{E}{\tilde{R}T_w^2}(T - T_w)\right]. \quad (8.34)$$

В рассматриваемом случае T_w — температура, при которой происходит реакция: при самовоспламенении — начальная температура (300 К), при распространении горения — максимальная температура пламени (2000 К). При такой температуре формула (8.34) представляет собой хорошее приближение к уравнению Аррениуса и при этом описывает все основные закономерности процесса горения. Действительно, скорость реакции зависит от температуры нелинейно, что является важнейшей особенностью процесса горения без учета которой теряет смысл само понятие горения. Следовательно, в отличие от других областей физики и техники в теории горения неприемлема полная линеаризация уравнений [17]. В то же время преобразование (8.34) проще и удобнее в математиче-

ском отношении, так как позволяет получить решение в замкнутом виде в тех случаях, когда использование закона Аррениуса требует привлечения численных методов.

При допущении, что реакция протекает в адиабатных условиях, из (8.31) после разделения переменных имеем

$$\exp\left(\frac{E}{\tilde{R}T}\right)dT = \frac{Q_{\text{реак}}K_0}{c_V}d\tau. \quad (8.35)$$

Учитывая (8.34), получаем

$$\begin{aligned} \int \exp\left(\frac{E}{\tilde{R}T}\right)dT &= \int \exp\left(\frac{E}{\tilde{R}T_w}\right) \exp\left[-\frac{E}{\tilde{R}T_w}(T-T_w)\right]dT = \\ &= -\frac{\tilde{R}T_w^2}{E} \exp\left(\frac{E}{\tilde{R}T_w}\right) \exp\left[-\frac{E}{\tilde{R}T_w}(T-T_w)\right] + C, \quad C = \text{const}. \end{aligned} \quad (8.36)$$

Соответственно (8.35) принимает вид

$$-\frac{\tilde{R}T_w^2}{E} \exp\left(\frac{E}{\tilde{R}T_w}\right) \exp\left[-\frac{E}{\tilde{R}T_w}(T-T_w)\right] = \frac{Q_{\text{реак}}K_0}{c_V}\tau + C. \quad (8.37)$$

Пусть момент времени $\tau = 0$, с которого начинается задержка воспламенения, температура смеси $T = T_0$. Как отмечалось выше, начальная температура T_0 при $\tau = 0$ не всегда равна температуре T_w , т. е. $T_0 \neq T_w$. Тогда при этих начальных условиях постоянная интегрирования

$$C = \frac{RT_0^2}{E} \exp\left(\frac{E}{\tilde{R}T_0}\right).$$

Подставив это выражение в (8.37), получим

$$\tau = \frac{c_V}{Q_{\text{реак}}K_0} \frac{\tilde{R}T_0^2}{E} \exp\left(\frac{E}{\tilde{R}T_0}\right) \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{E}{\tilde{R}T_0}(T-T_0)\right] \right\}. \quad (8.38)$$

В аналитическом выражении (8.38) при повышении температуры T экспоненциальная функция в квадратных скобках стремится к нулю, т. е. рост температуры T до высоких значений в адиабатных условиях происходит в течение промежутка времени

$$\tau_{i \text{ ад}} = \frac{c_V}{Q_{\text{реак}}K_0} \frac{\tilde{R}T_0^2}{E} \exp\left(\frac{E}{\tilde{R}T_0}\right), \quad (8.39)$$

называемого временем задержки воспламенения в адиабатных условиях, или адиабатным периодом задержки воспламенения, которое соответствует минимальному времени, необходимому для созревания теплового взрыва в смеси, имеющей начальную температуру T_0 . Впервые адиабатное время задержки воспламенения было определено О.М. Годесом [15, 17].

В заслуживающей интерес работе В.П. Алексеева [1], выполненной в МГТУ им. Н.Э. Баумана, в качестве времени задержки воспламенения принимается промежуток времени от начала поступления топлива в КС до момента, когда теплота, выделяемая в результате протекания химических реакций, станет равной теплоте, затраченной на прогрев и испарение впрыскиваемого топлива. Уравнение сохранения энергии в этом случае имеет вид

$$\int_0^{\tau_i} \frac{dQ_{\text{реак}}}{d\tau} d\tau - \int_0^{\tau_i} \frac{dQ_{\text{исп}}}{d\tau} d\tau = 0, \quad (8.40)$$

где $dQ_{\text{реак}} = q_{\text{исп}} dm_{\text{исп}}$; $q_{\text{исп}}$ — теплота, выделяемая в ходе химических реакций в смеси, образованной единицей массы испарившегося топлива — для начальной стадии процесса горения выражается степенной зависимостью от времени горения, $q_{\text{исп}} = K\tau_{\text{гор}}^n$. Промежуток времени горения определяется от момента τ появления элементарной массы испарившегося топлива $dm_{\text{исп}}$ до конца периода задержки, т. е. $\tau_{\text{гор}} = \tau_i - \tau$. Теплота, затраченная на прогрев и испарение топлива, определяется также в виде степенной функции, $Q_{\text{исп}} = K_{\text{исп}}\tau^m \Delta h$, где Δh — изменение энтальпии в процессе прогрева и испарения, для заданных условий постоянная величина. Окончательно уравнение для определения времени задержки воспламенения принимает вид [1]:

$$\tau_i = \left(\frac{\Delta h}{K_0 z m} \right)^{\frac{1}{n}}. \quad (8.41)$$

В этих выражениях K , $K_{\text{исп}}$, K_0 , m , n — постоянные величины, а параметр $z = \int_0^1 \bar{\tau}^{m-1} (1-\bar{\tau})^n d\bar{\tau}$, где $\bar{\tau} = \frac{\tau}{\tau_i}$.

Уравнение (8.40) учитывает влияние физических свойств топлива (параметр Δh), а также степеней изменения скоростей испарения m и сгорания n топлива. В этом отношении (8.40) имеет преимущества по сравнению с (8.39), однако для конкретных двигателей требуется расшифровка ряда входящих в (8.40) параметров, что затрудняет его практическое применение [1, 2]. В связи с этим уравнение (8.41) можно рассматривать как основу для получения практически пригодных формул.

8.7. Теория теплового взрыва. Теория зажигания

8.7.1. Теория теплового взрыва. Число Семенова

Диаграмма, на которой изображены зависимости скоростей объемного тепловыделения $dQ_x/d\tau$ (см. (8.27)) и теплоотдачи $dQ_w/d\tau$ (см. (8.28)) от температуры T ($\alpha = \text{const}$, $T_w = \text{const}$), называемая диаграммой Семенова, соответствует стационарной теории теплового взрыва (рис. 8.17). Температура реагирующей смеси в точке 1 $T = T_1$ и далее не повышается, так как $\frac{dQ_w}{d\tau} > \frac{dQ_x}{d\tau}$. Если за счет небольших случайных изменений температура T повысится,

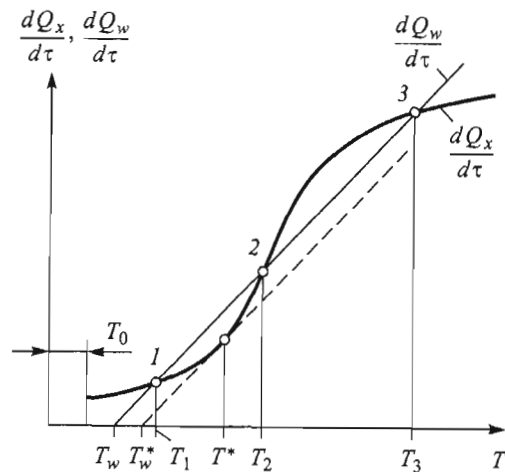


Рис. 8.17. Диаграмма Семенова

$T > T_1$, то в силу неравенства $\frac{dQ_w}{d\tau} > \frac{dQ_x}{d\tau}$ она снова опустится до значения T_1 . Следовательно, точка 1 является точкой устойчивого равновесия реагирующей смеси, так как дальнейший саморазогрев смеси свыше температуры T_1 становится невозможным. Состояние смеси, соответствующее точке T_2 , не реализуется, так как при малых возмущениях температуры, когда $\frac{dQ_w}{d\tau} > \frac{dQ_x}{d\tau}$, точка 2 стремится к точке 1, а при $\frac{dQ_w}{d\tau} < \frac{dQ_x}{d\tau}$ точка 2 стремится к точке 3.

Состояние смеси в точке 3 со своей стороны также не реализуется, так как соответствующая ей температура T_3 принимает нереально высокие значения. Даже при отсутствии теплоотвода, $Q_w = 0$, выделяемой теплоты Q_x недостаточно для повышения температуры реагирующей смеси до значения T_3 . Таким образом, с ростом температуры T сначала в точке 1 она достигает значение T_1 и далее не повышается, т. е. не достигает значений T_2 (точка 2) и T_3 (точка 3).

При росте температуры T_w , согласно (8.28), значение $\frac{dQ_w}{d\tau}$ умень-

шается, $\frac{dQ_w}{d\tau} \ll \frac{dQ_x}{d\tau}$, при этом гарантированно происходит тепловой взрыв. При значительном понижении температуры T_w имеем $\frac{dQ_w}{d\tau} \gg \frac{dQ_x}{d\tau}$, т. е. зависимость $\frac{dQ_w}{d\tau}$ на рис. 8.17 расположена выше экспоненциальной кривой $\frac{dQ_x}{d\tau}$, и тепловой взрыв неосуществим.

При значениях $T = T^*$ и $T_w = T_w^*$ эти зависимости имеют одну единственную точку касания, что соответствует предельному (критическому) условию самовоспламенения. Действительно, при $T_w > T_w^*$ самовоспламенение гарантировано, при $T_w < T_w^*$ — невозможно. Очевидно, что температуру поверхности стенки $T_w = T_w^*$, при которой реагирующая система КС находится в предельном равновесном состоянии, следует понимать как температуру самовоспламенения.

Чтобы определить перепад температуры предварительного саморазогрева $\Delta T^* = T^* - T_w^*$, приводящего к тепловому взрыву, запишем предельные условия самовоспламенения, которые, соглас-

но диаграмме Семенова (см. рис. 8.17), представим в виде равенств скоростей тепловыделения и теплоотдачи и их производных по температуре в точке касания. Согласно (8.27) и (8.28) с учетом (8.34) для точки касания имеем

$$Q_{\text{реак}} m K_0 \exp\left(-\frac{E}{\tilde{R}T_w^*}\right) \exp\left[\frac{E}{\tilde{R}(T_w^*)^2}(T^* - T_w^*)\right] = \alpha(T^* - T_w^*)F; \quad (8.42)$$

$$Q_{\text{реак}} m K_0 \exp\left(-\frac{E}{\tilde{R}T_w^*}\right) \exp\left[\frac{E}{\tilde{R}(T_w^*)^2}(T^* - T_w^*)\right] \frac{E}{\tilde{R}(T_w^*)^2} = \alpha F.$$

Разделив первое равенство в (8.42) на второе, получим

$$\Delta T^* = T^* - T_w^* = \frac{\tilde{R}(T_w^*)^2}{E}, \quad (8.43)$$

где T^* — максимальная температура смеси до теплового взрыва, соответствующая тем критическим начальным условиям, которые необходимо создавать в горючей смеси для того, чтобы в ней стало возможным прогрессивное самоускорение химической реакции, завершающейся тепловым взрывом. Ясно, что эта температура отличается от температуры окружающей среды (в данном случае, от температуры T_w^*) на температуру саморазогрева ΔT^* . В химической кинетике ΔT^* называют также характеристическим интервалом температуры. Из (8.43) следует, что предварительный саморазогрев происходит тем интенсивнее, чем выше значение T_w^* и ниже E . Например, при $E = 120\,000$ кДж/кмоль и $T_w^* = 600$ К имеем $\Delta T^* \approx 25$ °С.

Подстановка (8.43) в одно из равенств (8.42) дает критическое условие теплового взрыва

$$Se^* = e^{-1} = 0,368, \quad (8.44)$$

где безразмерный комплекс

$$Se^* \stackrel{\text{def}}{=} \frac{Q_{\text{реак}} m}{\alpha F} \frac{E}{\tilde{R}(T_w^*)^2} K_0 \exp\left(-\frac{E}{\tilde{R}T_w^*}\right) \quad (8.45)$$

представляет собой критическое значение числа Семенова. Число Семенова Se выражает отношение интенсивности тепловыделения (в результате химической реакции) к интенсивности отвода теплоты из зоны реакции и включает в себя все основные параметры, определяющие тепловой режим химического процесса. Зная кинетические и теплофизические свойства реагирующей смеси ($Q_{\text{реак}}$, K_0 , E , $m = \rho V$, c_V), ее объем V и площадь поверхности (теплообмена) F , а также условия, в которых она находится (α , T_w), можно вычислить число Семенова Se . При $Se < Se^*$ процесс протекает без взрыва, при $Se > Se^*$ происходит тепловой взрыв.

В реальных условиях при наличии теплоотвода из реагирующей смеси тепловой взрыв развивается медленнее, чем в адиабатных условиях (см. (8.39)), причем тем медленнее, чем интенсивнее теплоотвод. В критических условиях теплового взрыва практически вся выделяемая теплота отводится в окружающую среду, скорость нарастания температуры падает до нуля, саморазогрев не происходит и продолжительность периода задержки воспламенения возрастает до бесконечности. Для случая, когда начальная температура горючей смеси равна температуре окружающей среды, $T_0 = T_w$, А.Г. Мержанов и Ю.М. Григорьев предложили время задержки воспламенения представить в виде следующего бесконечного ряда [9]:

$$\tau_i = \tau_{i\text{ад}} \left(1 + \sum_n \frac{n!}{(n+1)^{n+1} Se^n} \right). \quad (8.46)$$

В соответствии с (8.46) на рис. 8.18 построена зависимость относительного времени задержки воспламенения $\tau_i / \tau_{i\text{ад}}$ от числа Семенова Se . Из рисунка следует, что период задержки воспламенения в реальных условиях заметно отличается от адиабатного периода только в критических условиях теплового взрыва, $Se^* = 0,368$. Для значений числа, $Se > 1$, период задержки теплового взрыва практически становится равным периоду адиабатной задержки.

Число Семенова можно представить также как отношение времен температурной релаксации и адиабатной задержки

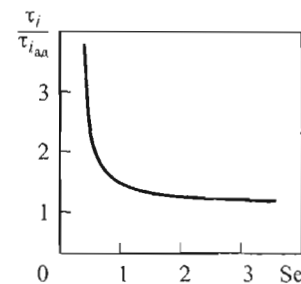


Рис. 8.18. Зависимость относительного времени задержки воспламенения от числа Семенова

ки при температуре $T_w = T_0$. Действительно, если время температурной релаксации $\tau = \frac{1}{\tau_T} = \frac{c_V m}{\alpha F}$ разделить на время адиабатной задержки $\tau_{i ад}$ из (8.39), то выражение для числа Семенова примет вид

$$Se = \frac{\tau}{\tau_{i ад}} = \frac{Q_{реак} m}{\alpha F} \frac{E}{\tilde{R} T_0^2} K_0 \exp\left(-\frac{E}{\tilde{R} T_0}\right). \quad (8.47)$$

Из (8.47) следует, что при $Se \gg 1$ интенсивность тепловыделения значительно больше интенсивности теплоотвода и тепловой взрыв возможен, а при $Se \ll 1$, наоборот, отвод теплоты происходит намного интенсивнее, чем тепловыделение, и тепловой взрыв невозможен.

8.7.2. Теория зажигания

Следует подчеркнуть, что изложенная выше теория воспламенения опирается на элементарную модель теплового взрыва. Согласно этой модели температура горючей смеси по всему объему КС одинаковая, т. е. не учитывается стадия прогрева смеси от начальной температуры T_0 до температуры окружающей среды (поверхности стенки) T_w , так как было принято, что $T_0 = T_w$. В действительности, из-за наличия теплоотвода температура горючей смеси в ядре максимальная, а в пограничных слоях приближается к температуре поверхности стенки. Критические условия воспламенения соответствуют нарушению равновесия между скоростью тепловыделения в центральной, наиболее нагретой, части смеси и скоростью теплоотдачи в окружающий ее, менее нагретый, слой, а далее к еще более холодной поверхности стенки. Д.А. Франк-Каменецкий [17] устранил допущение Н.Н. Семенова об однородности температурного поля и учел профиль распределения температуры в реагирующей смеси. Стадия прогрева реагирующей смеси учитывается путем представления времени задержки воспламенения в виде суммы двух слагаемых

$$\tau_i = \tau_{пр} + \tau_{i пр}, \quad (8.48)$$

где $\tau_{пр}$ — время прогрева смеси от начальной температуры T_0 до температуры окружающей среды T_w ; $\tau_{i пр}$ — время задержки вос-

пламенения прогретой до температуры T_w смеси. Учет стадии прогрева реагирующей смеси приводит к важному выводу о существовании двух различных режимов теплового воспламенения — режима самовоспламенения (или теплового взрыва) и режима зажигания. При самовоспламенении весь объем смеси прогревается до температуры окружающей среды, после чего в точках, наиболее удаленных от поверхности стенки (в центральной части смеси), начинается воспламенение. При зажигании воспламенение происходит, когда не весь объем смеси, а только ее поверхностные слои успевают прогреться до температуры окружающей среды. Таким образом, зажигание представляет собой предельный режим воспламенения, когда смесь не успевает прогреться, а вблизи поверхности стенки КС в прогретом слое смеси уже происходит воспламенение.

В современной теории воспламенения выделяют два направления: теория теплового взрыва (самовоспламенение) и теория зажигания. В соответствии с теорией зажигания толщина прогретого слоя намного меньше размеров сосуда, занятого реагирующей смесью, поэтому реагирующая смесь моделируется как полубесконечное пространство [8]. В основе теории зажигания лежит также изложенная выше элементарная модель теплового взрыва. Поэтому формально эти направления базируются на одних и тех же уравнениях, однако между ними есть и принципиальное различие.

Согласно теории теплового взрыва стадия прогрева не является существенной и начальный температурный перепад, $T_0 - T_w$, между реагирующей смесью и окружающей средой, характеризующий эту стадию, считают равным нулю. Здесь в качестве характерного размера принят размер сосуда, занимаемого реагирующей смесью. В теории зажигания, наоборот, начальный температурный перепад $T_0 - T_w$ является основополагающим, так как здесь полагают, что воспламенение наступает на стадии прогрева. Кроме того, при зажигании зона прогрева смеси намного меньше размеров сосуда, занимаемого смесью, поэтому в теории зажигания в качестве характерного размера принимают толщину зоны химической реакции $\delta_{реак}$. Пусть зажигание происходит за счет адиабатного прогрева зоны химической реакции, тогда за период адиабатной задержки $\tau_{i ад}$ при температуре T_w скорость прогрева (скорость изменения температуры) смеси характеризуется комплексом $\lambda/(c_V \rho)$, м²/с. Тогда в режиме зажигания толщина слоя

прогрева, в котором происходит воспламенение, определяется следующей зависимостью:

$$\delta_{\text{реак}} = [\lambda \tau_{i \text{ ад}} / (c_V \rho)]^{0,5}. \quad (8.49)$$

При подстановке в (8.49) величины $\tau_{i \text{ ад}}$ из (8.39) имеем

$$\delta_{\text{реак}} = \left[\frac{\lambda}{Q_{\text{реак}} \rho K_0} \frac{\tilde{R} T_w^2}{E} \exp\left(-\frac{E}{\tilde{R} T_w}\right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (8.50)$$

В этих выражениях λ , c_V , ρ — теплопроводность, удельная теплоемкость при значении $V = \text{const}$ и плотность реагирующей смеси соответственно. В случае, когда реагирующая смесь не газообразное, а твердое вещество, например взрывчатое вещество, выполняется равенство $c_V = c_p = c$ и (8.49) примет вид: $\delta_{\text{реак}} = (a \tau_{i \text{ ад}})^{0,5}$, где a — температуропроводность твердого реагирующего вещества. В данном случае T_w — максимальная температура нагретого слоя смеси (т. е. максимальная температура смеси) в момент зажигания, называемая температурой зажигания.

В поршневых двигателях используют следующие разновидности зажигания: 1 — искровое; 2 — зажигание накаливаемой поверхностью; 3 — факельное. Во всех случаях воспламенение горючей смеси инициируется введением в нее высокотемпературного источника зажигания, который и вызывает формирование самораспространяющегося пламени. Такой тип воспламенения называется также вынужденным воспламенением, или принудительным зажиганием.

Электрическая искра представляет собой кратковременный дуговой разряд между электродами свечи зажигания. Искровой разряд инициирует небольшой локальный очаг пламени, возникающий почти мгновенно и развивающийся при благоприятных условиях в самораспространяющемся пламени. Однако в случае неудачного искрового зажигания (отказ зажигания) локальный очаг пламени дальше не развивается, так как пламя охлаждается, а затем гаснет. Условия, которые гарантируют искровое зажигание, прежде всего зависят от основных характеристик топливовоздушной смеси и самой электрической искры. Для топливовоздушной смеси основными характеристиками являются ее состав, фазовое состояние (чем меньше не успевших испариться капель жидкого топлива, тем больше смесь склонна к воспламенению), температу-

ра, давление и динамическое состояние смеси, причем в случае движущейся смеси существенную роль играют режим и параметры течения. К основным характеристикам электрической искры относятся энергия, продолжительность и длина искры. Для зажигания стехиометрической топливовоздушной смеси посредством электрической искры требуется, чтобы энергия была равна примерно 0,2 МДж. Для обедненных и обогащенных смесей требуемая энергия превышает 0,3 МДж. Обычно энергия зажигания имеет гораздо большее значение в целях гарантированного зажигания, чтобы воспламенение произошло в самых неблагоприятных условиях. В области электрической искры вполне достаточно небольшого количества смеси, которая, воспламенившись, поджигает остальную смесь в объеме цилиндра, тем самым начинается процесс сгорания. Качественная смесь и ее легкий доступ к искре повышают качество зажигания. Этому способствуют также увеличение продолжительности и длины искры (электрической дуги), т. е. зазор между электродами.

При образовании искры локальный объем газа, расположенный в области электродов свечи зажигания, нагревается почти мгновенно и его температура достигает примерно 10 000 К. При таких значениях температуры горючая смесь реагирует с огромными скоростями и период задержки воспламенения практически не должен существовать. Однако из-за рассеивания тепловой энергии (потери на излучение, на образование волны давления, на нагрев электродов) очагу горения необходимо время для развития и преобразования во фронт пламени, появление которого фиксируется заметным ростом скорости нарастания давления на индикаторной диаграмме. Кроме того, электрический разряд вызывает сильную ионизацию газа и соответственно существенно повышается локальная концентрация активных центров, что также приводит к увеличению скорости реакции и сокращению периода задержки воспламенения. Очевидно, что период задержки воспламенения в двигателях с искровым зажиганием гораздо короче, чем в дизелях, что подтверждается сравнением формулы (8.19) с другими формулами, полученными для дизелей. В теории искрового зажигания электрический разряд обычно рассматривают как мгновенный точечный источник теплоты и принимают, что в течение короткого промежутка времени он до высокой температуры нагревает небольшой шаровой объем газа [3]. После прекращения раз-

ряда теплота из шарового объема передается в окружающие его концентрические слои газа путем теплопроводности. Критические условия воспламенения искрой наступают, когда электрический разряд нагревает до температуры пламени газовую сферу, радиус которой примерно в 3 раза больше толщины фронта ламинарного пламени данной смеси.

Когда газообразная топливовоздушная смесь соприкасается с накаливаемой поверхностью, нагретой до температуры $T_w \geq 1000$ К, при определенных условиях может произойти воспламенение и возникнуть самораспространяющееся пламя. Такой процесс зажигания накаливаемой поверхностью называется *калильным зажиганием* и возможность его возникновения, кроме указанных свойств топливовоздушной смеси, определяется и такими характеристиками накаливаемой поверхности, как температура, площадь, состояние и вид материала самой поверхности, и, конечно, оказывает влияние продолжительность времени контакта. Очевидно, что в каждом конкретном случае существует некоторое критическое значение температуры T_w^* , при котором возможно калильное зажигание.

Причиной калильного (преждевременного) воспламенения в поршневых двигателях могут быть высокие температуры электродов и керамического изолятора свечи зажигания (требуется, чтобы они не превышали указанного выше значения). В связи с этим для интенсивного отвода теплоты центральный (а в некоторых случаях и боковой) электрод свечи изготавливают из меди.

Калильное воспламенение может также инициироваться отложениями нагара на поверхности стенки КС. Однако воспламенение, вызываемое частицами нагара, отслаивающимися от стенки, отличается от калильного зажигания металлическими или керамическими поверхностями. Дело в том, что раскаленная поверхность слоя нагара при соприкосновении со свежей топливовоздушной смесью активно окисляется (тлеет), что приводит к дополнительному саморазогреву тлеющих частиц, сопровождающемуся поглощением кислорода из топливовоздушной смеси и образованием CO_2 . Поэтому воспламенение такой смеси оказывается еще более затруднительным, чем в случае накаливаемой металлической поверхности без нагара, когда на этой поверхности развиваются мешающие калильному зажиганию каталитические реакции. Известно, что на каталитически активных поверхностях (металлических и керамических) окислительные реакции развиваются с более высо-

кими скоростями, чем в объеме при той же температуре. Эти реакции идут лишь на поверхности стенки, поэтому они не только не вызывают воспламенения смеси, а, наоборот, затрудняют его, так как возникшие продукты сгорания CO_2 и H_2O создают защитный слой, который покрывает накаливаемую поверхность, отгораживая ее от остальной массы свежей топливовоздушной смеси. Таким образом, каталитически активные поверхности могут быть нагреты до значительно более высокой температуры, чем неактивные, и не вызвать калильное зажигание. Исходя из этого, одним из эффективных способов устранения преждевременного воспламенения, вызываемого перегревом электродов свечей, является изготовление их из такого активного катализатора, как платина, которая несмотря на сильный разогрев (до 1500 К и выше) обеспечивает устранение калильного зажигания.

Следует подчеркнуть, что использование некоторых веществ в качестве катализатора приводит к существенному снижению температуры зажигания. Если, например, в смесь воздуха с такими топливами, как водород, метан, этилен или оксид углерода, добавить всего 0,5 % NO_2 , температура зажигания может снизиться примерно на 100 °С. Добавки-катализаторы желательны в тех случаях, когда возникают затруднения при «холодном» пуске двигателя.

Зажигание, осуществляемое с помощью открытого пламени, называется *факельным зажиганием*. Такой вид зажигания имеет место (правда, не в чистом виде) в бензиновых двигателях с форкамерно-факельным зажиганием и в дизелях с разделенными КС. В этих двигателях в дополнительной камере (форкамере или вихревой камере) происходит самовоспламенение или зажигание с помощью электрической искры стехиометрической или обогащенной смеси, а затем факел, представляющий собой поток из смеси воздуха, раскаленных продуктов сгорания и взвешенных в них горящих частиц топлива, попадает в основную КС, где зажигает обедненную смесь.

8.7.3. Граничные условия зажигания накаливаемой поверхностью

Элементарная стационарная теория зажигания смеси накаливаемой поверхностью основана на одномерном дифференциальном уравнении Фурье с внутренним источником теплоты

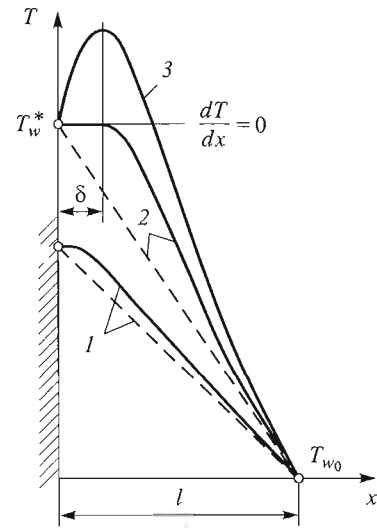


Рис. 8.19. Схема процесса каталитического зажигания:

1, 2 — изменение температуры рабочей смеси в отсутствие (---) и при наличии (—) химической реакции; 3 — интенсивный саморазогрев

$$\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + q_V = 0, \quad (8.51)$$

где q_V — скорость тепловыделения в единице объема за счет химической реакции, Дж/см³. В отличие от дизелей с самовоспламенением от сжатия в данном случае происходит только локальный нагрев рабочей смеси в области соприкосновения с накаливаемой поверхностью. Рассмотрим упрощенную схему зажигания неподвижной рабочей смеси в сосуде, ограниченном двумя параллельными поверхностями, одна из которых горячая, а вторая, наоборот, холодная (рис. 8.19). При этом граничные условия распределения температуры рабочей смеси, согласно (8.51), имеют вид

$$x = 0, T = T_{w1}; \quad x = l, T = T_{w0}. \quad (8.52)$$

В случае отсутствия химической реакции (инертная смесь), $q_V = 0$, в соответствии с (8.51) изменение температуры рабочей смеси,

$$T = T_{w1} - \frac{T_{w0} - T_{w1}}{l} x \quad (\text{поз. 1 на рис. 8.19, пунктирная линия}),$$

характеризуется прямолинейной зависимостью.

Пусть теперь в цилиндре двигателя протекает химическая реакция, тогда тепловыделение можно выразить через тепловой эффект Q_V и скорость $u_{\text{реак}}$ химической реакции, т. е. $q_V = Q_V u_{\text{реак}}$. Следует отметить, что в термодинамике теплота — положительная величина, если она поглощается системой, и отрицательная — если выделяется в окружающую среду. В термодинамике часто теплоту, выделяемую системой в ходе химической реакции, считают положительной величиной. Для бимолекулярной реакции на основе закона Аррениуса можно записать уравнение

$$\begin{aligned} q_V &= Q_V u_{\text{реак}} = Q_V \frac{dC_A}{d\tau} = Q_V \frac{dC_B}{d\tau} = \\ &= -Q_V K C_A C_B = -Q_V K_0 \exp\left(-\frac{E}{\bar{R}T}\right) C_A C_B. \end{aligned} \quad (8.53)$$

Очевидно, что для реагирующей смеси реакция протекает с максимальной скоростью вблизи горячей поверхности, $x = 0$, и если температура T_{w1} недостаточно высокая для зажигания, то вся теплота, выделяемая в ходе реакции, будет поглощаться холодной поверхностью, $x = l$ (на рис. 8.19, сплошная линия с заметным отклонением от линейного изменения в области накаливаемой поверхности).

Учитывая, что каталитическое зажигание происходит при высоких значениях температуры смеси вблизи накаливаемой поверхности стенки КС с критической температурой T_w^* , т. е. разность $\Delta T = T - T_w^*$ невелика, можно, используя (8.34) и (8.53), записать уравнение Фурье в виде

$$\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - Q_V K_0 \exp\left(-\frac{E}{\bar{R}T_w^*}\right) \exp\left[\frac{E}{\bar{R}(T_w^*)^2}(T - T_w^*)\right] C_A C_B = 0. \quad (8.54)$$

Так как выражение $-Q_V K_0 \exp\left(-\frac{E}{\bar{R}T_w^*}\right) C_A C_B = -Q_V K(T_w^*) C_A C_B =$

$= Q_V u_{\text{реак}}^* = q_V^*(T_w^*)$ характеризует тепловыделение в результате протекания химической реакции при температуре T_w^* , уравнение (8.54) принимает вид

$$\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - q_V^* \exp\left[\frac{E}{\bar{R}(T_w^*)^2}(T - T_w^*)\right] = 0. \quad (8.55)$$

При критической температуре теплота, выделяемая в ходе реакции, развивающейся в пограничном слое толщиной δ вблизи накаливаемой поверхности, равна теплоте, отводимой из зоны реакции в смежные, более холодные, слои. Тогда можно утверждать, что изменение температуры в слое толщиной δ не происходит, т. е.

$\text{grad } T = 0$ (поз. 2 на рис. 8.19). Таким образом, граничные условия учитывают равенство температур поверхности и рабочей смеси в отсутствие градиента температуры вблизи накаливаемой поверхности, т. е.

$$x = 0, \quad T = T_w^*, \quad \frac{dT}{dx} = 0. \quad (8.56)$$

Очевидно, что решение нелинейного дифференциального уравнения (8.55) с учетом (8.56) позволяет определить граничные условия зажигания накаливаемой поверхностью. Введем обозначение $Z = \frac{dT}{dx}$, $\frac{d^2T}{dx^2} = \frac{dZ}{dx} = \frac{dZ}{dT} \frac{dT}{dx} = \frac{dZ}{dT} Z$, тогда после однократного интегрирования (8.55) получим

$$\frac{dT}{dx} = \left[\frac{2q_v^* \tilde{R}(T_w^*)^2}{\lambda E} \left(1 - \exp \left[-\frac{E(T_w^* - T)}{\tilde{R}(T_w^*)^2} \right] \right) \right]^{0.5}. \quad (8.57)$$

За нагретым слоем, $x > \delta$, с ростом температуры T разность $(T_w^* - T) \rightarrow 0$ (поз. 3 на рис. 8.19) и экспоненциальная функция в (8.57) стремится к нулю. При $x > \delta$ градиент температуры сохраняет постоянное значение:

$$\frac{dT}{dx} = \left[\frac{2q_v^* \tilde{R}(T_w^*)^2}{\lambda E} \right]^{0.5} = \text{const.} \quad (8.58)$$

В то же время в отсутствие химической реакции градиент температуры

$$\frac{dT}{dx} = \frac{T_w^* - T_{w0}}{l}. \quad (8.59)$$

При $x > \delta$ без существенных погрешностей можно принять, что градиенты температуры (см. (8.58) и (8.59)) равны, тогда относительная критическая температура зажигания накаливаемой поверхностью

$$\frac{T_w^* - T_{w0}}{T_w^*} = l \sqrt{\frac{2Rq_v^*}{\lambda E}}. \quad (8.60)$$

Ясно, что критическая температура калильного зажигания зависит от химико-кинетических (энергия активации и тепловыделение), физических (теплопроводность и начальная температура) факторов, а также от аппаратурных условий (линейный размер l).

Когда температура накаливаемой поверхности превысит критическое значение, $T_w > T_w^*$, тепловое равновесие, соответствующее нулевому градиенту температуры в слое, нарушается и начинается локальный прогрессирующий саморазогрев смеси вблизи поверхности стенки. По ходу реакции разогретый слой смеси с максимальной температурой удаляется от нагретой поверхности стенки в объем, где затем происходит воспламенение.

В случае обтекания накаливаемой поверхности турбулентной рабочей смесью суть рассмотренной элементарной тепловой теории калильного зажигания не меняется. При этом следует рассматривать термический пограничный слой, возникший у горячей поверхности стенки и удовлетворяющий граничным условиям

$$x = 0, T = T_w^*; \quad x = \delta, T = T_\infty, \quad (8.61)$$

где T_∞ — температура основной массы рабочей смеси за пограничным слоем (в ядре потока), которая не зависит от подогрева накаливаемой поверхностью, и можно принять $T_\infty = T_{w0} = \text{const}$. Плотность теплового потока, проходящего через пограничный слой толщиной δ , с одной стороны, описывается законом теплопроводности Фурье, а с другой — законом теплоотдачи Ньютона, т. е. имеет место равенство

$$\frac{\lambda}{\delta} (T_w^* - T_\infty) = \alpha (T_w^* - T_\infty), \quad (8.62)$$

откуда следует, что толщина слоя $\delta = \frac{\lambda}{\alpha}$. Записав (8.60) с учетом граничных условий (8.61), получим условие воспламенения смеси накаливаемой поверхностью

$$\alpha = \frac{T_w^*}{T_w^* - T_\infty} \sqrt{\lambda \frac{2\tilde{R}q_v^*}{E}}. \quad (8.63)$$

Следует отметить, что выражение (8.63) применимо при любых условиях теплоотдачи, определяемых коэффициентом теплоотдачи. Это выражение можно преобразовать, используя критериальное уравнение теплоотдачи Нуссельта в общем виде: $Nu = CRe^m$,

где $Nu \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\alpha l}{\lambda}$, $Re \stackrel{\text{def}}{=} \frac{ul}{\mu}$. Задавая значение показателя m , соответствующего режиму обтекания накаливаемой поверхности, из (8.62)

можно исключить коэффициент теплоотдачи. Такой подход описан в работе А.Н. Воинова [3], однако он требует некоторых уточнений. Принятое в [3] значение $m = 0,5$, как показывают исследования теплообмена в поршневых двигателях, в частности исследования Г. Вошни [25], следует заменить значением $m = 0,8$ для турбулентного течения. Кроме того, в [3] принято, что скорость обтекания, а также отношение λ/ν^m не зависят от температуры, т. е. $\alpha \sim p^m$. Применение известных зависимостей $\lambda \sim T_\infty^{0,75}$ и $\mu \sim T_\infty^{0,62}$ [4] дает $\alpha \sim T_\infty^{0,75-1,62m} p^m$. Это указывает на то, что принятое в [3] предположение, $\alpha \sim p^m$, справедливо только для значения $m = 0,5$, не подтвержденного исследованиями теплообмена в поршневых двигателях. Правда, такая неточность в целом не отражается на качественных выводах теории калильного зажигания, сделанных в [3].

1. Воспламенение накаливаемой поверхностью по сути аналогично цепному тепловому самовоспламенению. Оно также происходит в результате прогрессирующего самоускорения предпламенных реакции с той лишь разницей, что реакции, в основном, развиваются в наиболее нагретых слоях рабочей смеси вблизи накаливаемой поверхности.

2. Сугубо локальный характер развития предпламенных реакций и последующее воспламенение происходит в результате интенсивного локального подвода теплоты к относительно холодной смеси. Это приводит к тому, что температура поверхности, вызывающая воспламенение, оказывается значительно выше температуры самовоспламенения в объеме равномерно нагретой смеси ($T_w^* > 1000$ К). При таких значениях температуры скорость протекания реакции очень высокая и критические условия самовоспламенения достигаются так быстро, что зафиксировать продолжительность периода задержки при воспламенении накаливаемой поверхностью очень трудно. В этом смысле калильное зажигание отличается от самовоспламенения в объеме, при котором реакция

развивается в условиях значительно более низких значений температуры.

3. Для углеводородных топлив с ростом октанового числа критическая температура калильного зажигания обычно возрастает, однако связь между склонностью к детонации и калильному зажиганию не замечена. Например, стойкие к детонации топлива такие, как метан, пропан и метанол, имеют склонность к калильному зажиганию.

4. Локальный характер предпламенных реакций обуславливает сначала образование очага воспламенения, а затем распространение фронта пламени, как и при зажигании от электрической искры. При распространении фронта пламени очаги объемного самовоспламенения могут возникать совершенно самостоятельно и на значительном расстоянии от накаливаемой поверхности. Воспламенение накаливаемой поверхностью и воспламенение в объеме различаются по кинетической природе, однако существенно влияют друг на друга. Действительно, при зажигании смеси накаливаемой поверхностью происходит гибель активных центров низкотемпературных предпламенных реакций, что исключает возможность возникновения очагов объемного самовоспламенения непосредственно у поверхности. Одновременно, развитие предпламенных реакций в объеме нагретой от сжатия рабочей смеси может значительно облегчить воспламенение накаливаемой поверхностью за счет снижения критической температуры T_w^* .

8.8. Экспериментальное исследование задержки воспламенения для различных топлив*

8.8.1. Краткое описание экспериментальной установки

Экспериментальные исследования задержки воспламенения проводят либо на специальной моделирующей (чаще всего прозрачной), бомбе с постоянным объемом, либо непосредственно на двигателе. В первом случае проведение эксперимента, в том числе и визуальных наблюдений процесса воспламенения, связано с

* Работа выполнена автором в Мюнхенском техническом университете совместно с докторами К. Цайлингером и Г. Цитшлером [4].

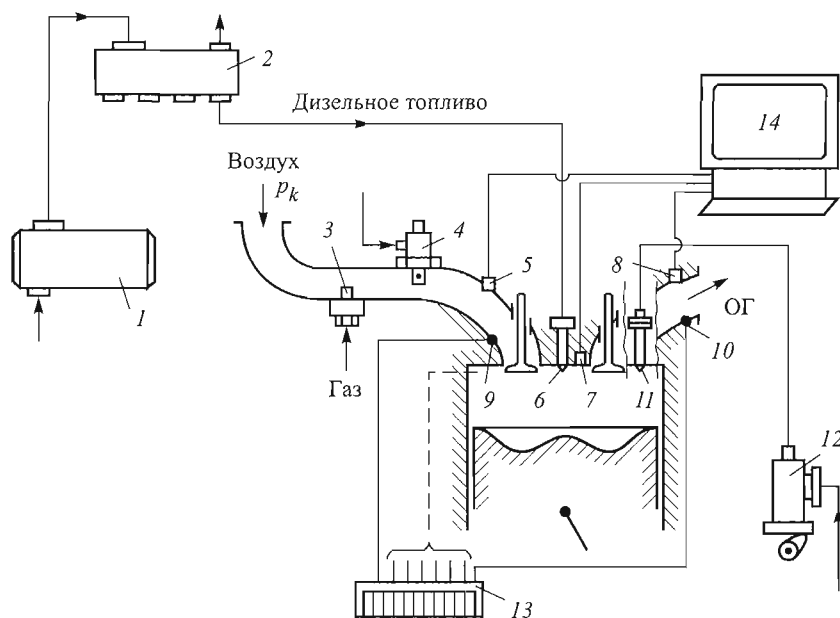


Рис. 8.20. Схема экспериментальной установки с одноцилиндровым отсеком четырехтактного дизеля MAN 24/30:

1 — ТНВД CR-системы; 2 — гидроаккумулятор CR-системы; 3 — инжектор для подачи горючего газа; 4 — свеча накаливания; 5, 7, 8 — датчики давления; 6 — электрогидравлическая форсунка CR-системы; 9, 10 — термопары; 11 — серийная форсунка; 12 — серийный ТНВД; 13 — пульт регистрации температуры; 14 — компьютер

меньшими затратами, однако исключается влияние многих факторов, имеющих место в реальном рабочем цикле двигателя. В связи с этим в настоящем учебнике предпочтение отдано исследованиям, проведенным непосредственно на дизеле.

Основные технические характеристики экспериментальной установки с одноцилиндровым отсеком четырехтактного дизеля MAN 24/30 (рис. 8.20) приведены в табл. 8.1. Установка является в определенной степени универсальной, так как позволяет исследовать рабочий процесс, в частности задержку воспламенения, при работе двигателя как на жидких, так и на газообразных топливах самого различного вида, а также процесс сгорания обедненной газозоообразной смеси. При этом на природном газе и на различных синтезгазах двигатель работает как газодизель, т. е. газозоообразная

смесь подается в цилиндр в процессе впуска, затем сжимается и в конце сжатия через форсунку CR-системы впрыскивается запальная доза дизельного топлива.

Таблица 8.2

Характеристики двигателя	Стандартные характеристики	Измененные характеристики
D , мм	240	—
S , мм	300	—
n , мин ⁻¹	900	800
ε	13,5	16,75 и 15,57
$p_{впр}$, бар	350	800 (для запальной дозы дизельного топлива) 300 (для газообразного водорода) 4 (для запальной дозы дизельного топлива)
$\Delta\varphi_{впр}$, град угла поворота коленчатого вала	20	4 (для запальной дозы дизельного топлива)
Подача жидкого топлива в цилиндр двигателя	Серийный ТНВД, Серийная форсунка, $z = 4 \times 0,25$	Форсунка CR-системы, $z = 10 \times 0,15$ мм Инжектор для водорода, $z = 6 \times 0,7$; $z = 12 \times 0,5$; $z = 6 \times 0,85$; $z = 4 \times 0,5/4 \times 0,7$
Подача газообразного топлива во впускную систему	—	Газовый инжектор фирмы Woodward
Головка цилиндра	Четырехклапанная, без закрутки заряда	Четырехклапанная, с закруткой заряда (один из впускных клапанов имеет ширму)
Топливо	Дизельное топливо	Дизельное топливо Природный газ (~96 % CH ₄), водород, 2 вида синтезгаза: 1) 60 % H ₂ + 20 % CH ₄ + 20 % N ₂ ; 2) 70 % + 30 % CH ₄ .

На водороде (в газовом состоянии) и дизельном топливе двигатель работает как обычный дизель с непосредственным впрыскиванием топлива. Ниже дано краткое описание принципа работы установки (см. рис. 8.20) с указанием основных измерений, проведенных в ходе экспериментальных исследований.

После смешивания различных компонентов и образования требуемого состава горючий газ под давлением подводится во впускную систему через специальный газовый инжектор 3 фирмы Woodward, где смешивается с воздухом, и эта смесь поступает в цилиндр двигателя. При этом перепад между давлением горючего газа и давлением воздуха не превышает 1,5 бар. В конце процесса сжатия для обеспечения воспламенения в цилиндр двигателя подается запальная доза дизельного топлива, для чего двигатель оснащен CR-системой подачи топлива. Эта система, в отличие от традиционной, позволяет свободно регулировать момент и величину цикловой подачи топлива. Основными элементами CR-системы являются: серийный ТНВД фирмы Bosch, гидроаккумулятор CR с датчиком регулирования давления, и электрогидравлическая форсунка фирмы Lucas, расположенная в центральной части головки цилиндра. Как следует из табл. 8.1, CR-система топливоподачи обеспечивала впрыскивание минимальной запальной дозы топлива под большим давлением за короткий промежуток времени. Цикловую запальную дозу топлива при продолжительности впрыскивания $\Delta\varphi_{впр} = 4$ град угла поворота коленчатого вала и давлении $p_{впр} = 800$ бар удалось уменьшить до $34,2 \text{ мм}^3$.

Опытный двигатель оснащен также стандартной системой подачи топлива, содержащей серийный ТНВД 12 с кулачковым приводом от распределительного вала и серийную форсунку 11, расположенную на периферийной части головки цилиндра. С помощью этой системы двигатель запускается в обычном дизельном режиме на дизельном топливе, а затем переключается либо на природный или синтезгаз, либо на водород. Важно, что дизельный привод двигателя не зависит от электронного управления газового привода, что при возможных неполадках в газовом приводе позволяет сохранять контроль над двигателем. Кроме того, возможно одновременное сжигание двух различных топлив, т. е. работа в так называемом режиме Dual-Fuel.

Для облегчения запуска двигателя при его работе на природном газе (или синтезгазе) во впускной системе недалеко от впускных клапанов установлена свеча накаливания, которая включается примерно за 30 с до запуска двигателя. В течение этого времени температура горячего штифта свечи в результате электрического нагревания достигает $900 \text{ }^\circ\text{C}$ и на него через электромагнитный клапан, приводимый в действие от стартера, подводится неболь-

шая порция дизельного топлива, которая, попадая на раскаленную поверхность, воспламеняется. Для того чтобы двигатель быстрее вышел на нормальный температурный режим, свеча накаливания с электромагнитным клапаном работает еще 3 мин после запуска двигателя, продолжая нагревать заряд перед впуском. После запуска двигателя с помощью электронного управления в отдельных циклах (с промежуточными пропусками) начинается подача газообразного топлива, далее в случае стабилизации работы двигателя частота «газовых циклов» повышается, и двигатель постепенно переходит на газообразное топливо.

Таким образом, при работе двигателя на газообразном топливе осуществляется внешнее смесеобразование, поскольку оно начинается во впускной системе. Далее смесь горючих газов с воздухом сжимается в цилиндре и в конце такта сжатия в результате подвода запальной дозы дизельного топлива происходит воспламенение. В данном случае следует аккуратно задавать объем между газовым инжектором и КС, размеры которой, чем больше, тем лучше; происходит гомогенизация смеси, однако могут возникать и неприятные последствия. Дело в том, что после закрытия впускного клапана в этом объеме остается определенное количество горючего газа, который может воспламеняться как во впускной, так и в выпускной системе, попадая туда с горячих поверхностей во время продувки (перекрывание клапанов на данном двигателе равно 74 град угла поворота коленчатого вала). Необходимо также предусмотреть вентиляцию картера.

Следует подчеркнуть, что экспериментальный двигатель может работать и как водородный дизель. В этом случае CR-систему подачи дизельного топлива заменяют специально разработанной системой для подачи водорода непосредственно в цилиндр в конце процесса сжатия. Подача газообразного водорода непосредственно в цилиндр осуществляется с помощью специального электрогидравлического инжектора, разработанного фирмой MAN B&W Diesel AG и используемого для проведения экспериментов. Конструкция и принцип работы водородного инжектора изложены в [41]. Водородный инжектор расположен в центральной части головки цилиндра (на месте электрогидравлической CR-форсунки) и подобно обычной форсунке имеет иглу, которая управляет открытием проходного сечения. Подача газообразного водорода из специальных баллонов к инжектору обеспечивается с помощью мем-

бранного нагнетателя фирм Linde AG и Burton Corblin. Отметим, что подача водорода в конце такта сжатия устраняет возможность возникновения обратных выбросов и вспышек во впускном коллекторе, а опасность заброса продуктов сгорания в систему подачи водорода ликвидируется за счет повышения давления подачи, превышающего максимальное давление в цилиндре. В этих целях, а также для того чтобы обеспечить постоянный, независимый от давления в цилиндре, расход водорода через сопло, следует на срезе сопла создавать сверхкритический перепад давления. Тогда, по

формуле для критического истечения $\left(\frac{p_u}{p_{H_2}}\right)_{кр} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$, учиты-

вая, что максимальное давление в цилиндре при работе не превышает 150 бар, получаем, что водород следует подавать в КС под давлением $p_{H_2} \geq 285$ бар (принято, что для водорода $k = 1,41$). Система питания водородом обеспечивала подачу в цилиндр под давлением 300 бар. Как известно, концентрационные пределы воспламенения водорода в воздухе составляют 4...75 % (об.), а температура самовоспламенения, например, смеси 70 % H_2 + 30 % воздух равна 889 К. Очевидно, что для обеспечения короткой задержки воспламенения и стабильного сгорания температура сжатого воздуха в конце сжатия (в момент подачи водорода) должна быть больше температуры самовоспламенения. Поскольку степень сжатия $\epsilon = 13,5$ недостаточна для гарантированного воспламенения, были использованы конструкции поршней, обеспечивающих повышенные степени сжатия (см. табл. 8.1), при этом форма КС (типа Гессельмана) сохранялась.

Установка оснащена системой наддува с автономным приводом и тремя параллельно включенными осевыми компрессорами. В отличие от турбонаддува она не связана с газодинамическими процессами во впускной и выпускной системах и позволяет легко обеспечить желаемые параметры наддувочного воздуха, 0,02...4 бар. Серийный двигатель имеет однофункциональные впускные каналы, не обеспечивающие завихрение потока при впуске. В целях исследования влияния вихревого движения воздуха на рабочий процесс часть экспериментов проводилась с использованием клапана с ширмой, вставленного на место одного из двух впускных клапанов. Эта позволило повысить интенсивность вихря воздуха от серийного значения $D = 0,42$ до $D = 1,36$.

Индицирование высокого давления осуществлялось охлаждаемым датчиком 7 (Kistler 7061), расположенным в головке цилиндра (см. рис. 8.20). После обработки сигнала от датчика полученные значения давления для каждого угла поворота коленчатого вала хранятся в памяти компьютера. Во избежание случайных отклонений в измерениях регистрировались 50 последовательных циклов, затем измеренные значения усреднялись. В системе газообмена одноцилиндрового двигателя колебания давления по сравнению с многоцилиндровыми двигателями, как правило, имеют более выразительный характер. Для гашения этих колебаний в системе впуска предусмотрен ресивер большого объема (на схеме не указан). Измерение значений нестационарного давления во впускной и выпускной системах проводились соответственно датчиками 5 (Kistler 4075A) и 8 (Kistler 7001A), которые регистрировали нестационарные давления во впускной и выпускной системах одновременно. Кроме того, для исследования задержки воспламенения, а также влияния температуры заряда при впуске на эффективные и экологические показатели двигателя в системе впуска имеется теплообменник для охлаждения наддувочного воздуха, позволяющий бесступенчато варьировать температуру заряда при впуске от 20 °С до 65 °С.

Термометрирование гильзы и головки цилиндра осуществлялось с помощью термопар типа К (алюмель-хромель). На гильзе вдоль образующей линии расположены 12 термопар (глубина заделки 0,6 мм от зеркальной поверхности), при этом часть из них в плоскости, проходящей по оси поршневого пальца, а часть — в перпендикулярной плоскости (плоскость действия боковой силы). На тепловоспринимающей поверхности головки также были вставлены 4 термопары. На рис. 8.20 указаны только термопары 9 и 10, расположенные перед впускным и после выпускного клапанов соответственно.

Ниже приведены результаты экспериментальных исследований, проведенных на различных топливах на данной установке в целях определения времени задержки воспламенения. Отметим, что во всех случаях момент воспламенения топлива определялся по скорости тепловыделения, полученной в результате обработки индикаторной диаграммы по методу, описанному в п. 8.2.2. В каждой серии опытов был выделен параметр, который менялся в широком диапазоне значений (насколько это допускало условие экс-

перимента) и анализировалось его влияние на другие параметры, а также на эффективные и экологические показатели двигателя. В качестве таких параметров были определены: температура воздуха при впуске T_k , момент времени подачи топлива $\varphi_{впр}$, коэффициент избытка воздуха $\alpha_{в}$, среднее индикаторное давление p_i , частота вращения коленчатого вала n . Чтобы повысить достоверность опытных данных и исключить случайные отклонения, каждое измерение проводилось, как минимум, три раза, после чего определялись средние значения зарегистрированных величин.

8.8.2. Задержка воспламенения при работе двигателя на газообразных топливах

Синтезгаз 60 % H_2 + 20 % CH_4 + 20 % N_2 . В первой серии экспериментов с помощью теплообменника менялась температура воздуха t_k в процессе впуска от 30 °С до 55 °С при давлении $p_k \approx \text{const}$. Это позволило соблюдать почти постоянное давление в цилиндре двигателя в момент впрыскивания топлива, $p = 19,74 \dots 20,65 \text{ бар} \approx \text{const}$. Результаты измерений приведены в табл. 8.3.

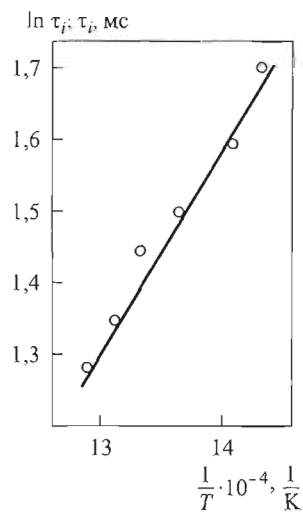


Рис. 8.21. Зависимость $\ln \tau_i = f(1/T)$ для синтезгаза 60 % H_2 + 20 % CH_4 + 20 % N_2

График, построенный по результатам измерений (рис. 8.21), подтверждает линейный характер функции $\ln \tau_i = f(1/T)$. Используя значения времени задержки воспламенения для двух режимов $t_k = 30$ °С и $t_k = 55$ °С, получаем соответствующее рис. 8.18 уравнение прямой линии $\ln \tau_i = 3076,3171 \frac{1}{T} - 0,2688843$, откуда следует, что

$$\tau_i = 0,764 \exp\left(\frac{3076}{T}\right).$$

Подчеркнем, что эта зависимость была получена для случая, когда давление в цилиндре в момент впрыскивания топлива постоянно, $p = \text{const}$, а температура

Таблица 8.3

Режим	Результаты измерения и обработки индикаторной диаграммы											Расчетные значения	Отклонение от экспериментального значения, %
	$T_k = \text{var}$, °С	n , мин ⁻¹	p_i , бар	$\alpha_{в}$	$p_{впр}$, бар	$\varphi_{впр}$, град	$\Delta\varphi_{впр}$, град	p , бар	T , К	$\varphi_{вост}$, град	φ_i , град		
55	800	9,12	2,16	800	335	4	20,65	774	352,3	17,33	3,61	3,39	+ 6,2
50	800	9,06	2,19	800	335	4	20,50	762	353,3	18,33	3,82	3,61	+ 5,6
45	800	9,04	2,19	800	335	4	20,24	750	355,3	20,33	4,24	3,88	+ 8,3
40	800	9,03	2,23	800	335	4	20,22	733	356,3	21,33	4,44	4,28	+ 3,8
35	800	8,87	2,27	800	335	4	19,96	711	358,3	23,33	4,86	4,88	- 0,32
30	800	8,43	2,29	800	335	4	19,74	698	361,7	26,67	5,55	5,3	+ 4,6

$T_k = \text{var}$. Поэтому предэкспоненциальный множитель 0,764 и уравнение в целом справедливы именно при $p_k = \text{const}$. В случае $p_k = \text{var}$ время задержки воспламенения в общем виде можно представить как

$$\tau_i = C \exp\left(\frac{3076}{T}\right), \quad (8.64)$$

где постоянная величина C справедлива для произвольного значения давления, т. е. для $p = \text{var}$ и ее можно определить исходя из следующих соображений. Сравнивая последнее выражение с фундаментальным уравнением (8.1), получаем, что $C = \text{const } p^{-n}$, откуда следует линейная зависимость

$$\ln C = \ln(\text{const}) - n \ln p, \quad (8.65)$$

с помощью которой и определяется значение C . Из проведенной серии экспериментов были выбраны режимы, когда $\varphi_{\text{впр}} = \text{var}$, в которых давление в цилиндре двигателя в момент впрыскивания изменялось относительно в широких пределах, $p = 16,95 \dots 31,45$ бар (см. табл. 8.3). Поскольку значения τ_i на каждом режиме $\varphi_{\text{впр}} = \text{var}$ известны по данным эксперимента, получаем значения C для каждого режима из уравнения (табл. 8.4).

Зависимость (8.65) в этом случае имеет вид

$$\ln C = -1,6714286 - 0,357 \ln p$$

и позволяет с хорошей точностью вычислить значение C на всех режимах с изменением давления p в цилиндре в момент впрыскивания топлива. Достаточно отметить, что максимальное отклонение ($\Delta \ln C = 2,1 \%$) от прямой линий получается при позднем впрыскивании топлива $\varphi_{\text{впр}} = 350^\circ$, когда воспламенение происходит после ВМТ при $\varphi_{\text{воспл}} = 361^\circ$ угла поворота коленчатого вала. Из последнего выражения следует, что $\text{const} = 0,188$ и $n = 0,357$. Тогда, согласно (8.1) с учетом (8.64), окончательно получаем формулу для расчета времени задержки воспламенения при работе дизеля на синтезгазе (60 % H_2 + 20 % CH_4 + 20 % N_2) с применением запальной дозы дизельного топлива:

$$\tau_i = 0,188 p^{-0,357} \exp\left(\frac{3076}{T}\right). \quad (8.66)$$

Таблица 8.4

Режим	Результаты измерения и обработки индикаторной диаграммы										Расчетные значения	Отклонение от экспериментального значения	
	$\varphi_{\text{впр}} = \text{var}$, град	n , мин ⁻¹	p_{i3} бар	$\alpha_{\text{в}}$	$p_{\text{впр}}$ бар	$\Delta\varphi_{\text{впр}}$ град	p , бар	T , К	$\varphi_{\text{воспл}}$ град	φ_{i3} град			τ_i мс
330		800	9,42	2,20	800	4	16,95	722	353,3	23,34	4,861	0,068	+0,02
335		800	9,37	2,17	800	4	20,26	757	352,0	17,0	3,54	0,061	-5,3
339		800	9,33	2,17	800	4	23,38	790	354,0	15,0	3,125	0,0635	+4,0
342		800	9,28	2,18	800	4	25,80	807	355,0	13,0	2,71	0,0598	+1,4
345		800	9,11	2,16	800	4	28,13	826	357,0	12,0	2,5	0,0605	+5,5
347		800	9,98	2,17	800	4	29,69	836	357,7	10,67	2,22	0,056	+0,14
350		800	8,72	2,18	800	4	31,45	843	361,0	11,0	2,29	0,0595	+5,2

Тогда условная энергия активации для реакции горения данного синтезгаза с запальной дозой дизельного топлива $E = 3076 \times 8,314 = 25\,774$ Дж/моль. В табл. 8.3 и 8.4 занесены расчетные значения τ_i расч., полученные с помощью формулы (8.66), а также приведены их относительные отклонения от экспериментальных значений τ_i эксп. Следовательно, эти отклонения не превышают 8,3 %. Формула (8.66) была использована также для расчета времени задержки воспламенения на следующих режимах: с изменением суммарного коэффициента избытка воздуха в пределах $\alpha_v = 1,95 \dots 3,44$; частоты вращения коленчатого вала $n = 700 \dots 850$ мин⁻¹; среднего индикаторного давления $p_i = 6,87 \dots 12,32$ бар. Во всех этих опытах определялись также значения τ_i эксп., которые затем сравнивались со значениями, полученными по формуле (8.66). Формула (8.66) и здесь дает отклонения от экспериментальных значений смеси, не превышающие 10 %, что подтверждает ее практическую пригодность.

Описанный выше метод исследования времени задержки воспламенения без каких-либо принципиальных изменений был применен и для других топлив, в результате получены формулы для расчета τ_i .

Синтезгаз 30 % CH₄ + 70 % N₂. Воспламенение топлива также происходит с помощью запальной дозы дизельного топлива, впрыскиваемого в цилиндр двигателя в конце процесса сжатия. Полученная формула для времени задержки воспламенения имеет вид

$$\tau_i = 18,165 p^{-1,196} \exp\left(\frac{1640}{T}\right). \quad (8.67)$$

В данном случае условная энергия активации $E = 13\,635$ Дж/моль.

Природный газ (~ 96 % CH₄). Формула для времени задержки воспламенения имеет вид

$$\tau_i = 1,76 p^{-0,866} \exp\left(\frac{2490}{T}\right), \quad (8.68)$$

а условная энергия активации $E = 20\,700$ Дж/моль.

Практическая значимость формул (8.66)–(8.68) обусловлена тем, что они не имеют аналогов в научно-технической литературе, и поэтому даже в таких работах, как [7], в которых рассматривает-

ся задержка воспламенения альтернативных топлив, ограничиваются обзором формул типа Вольфера или Харденберга — Хазе, полученных для обычного дизельного топлива. Отметим, что зависимости для расчета времени задержки воспламенения указанных выше газообразных топлив, используемых в газодизельном процессе, до настоящего времени не получены. Это приводит к тому, что при расчете рабочего процесса в газодизелях [5] применяют формулы, полученные для дизельного процесса, каким является, например, формула Толстова [16].

Таких примеров можно привести много и они не могут обеспечить получение достоверных результатов. Доказательством этого утверждения служит табл. 8.4, в которой наряду с экспериментальными данными, полученными на вышеописанной экспериментальной установке для газодизельного процесса (топливо — природный газ), приведены и расчетные значения τ_i , вычисленные по различным формулам. Более подробно эти и другие формулы [20, 33, 39, 40] для определения значения τ_i описаны в следующем разделе.

8.8.3. Задержка воспламенения при работе двигателя на дизельном топливе

Согласно экспериментальным исследованиям, проведенным при непосредственном впрыскивании дизельного топлива,

$$\tau_i = 0,55 p^{-1,3} \exp\left(\frac{4400}{T}\right). \quad (8.69)$$

В случае применения рециркуляции отработавших газов в эту формулу вводится дополнительный эмпирический коэффициент K , значение которого определяется в зависимости от доли рециркуляции. Долю рециркуляции z (ее также называют степенью рециркуляции), как правило, определяют как отношение объемного количества рециркулируемых газов к количеству свежего заряда. Тогда (8.69) принимает вид

$$\tau_i = 0,55 K p^{-1,3} \exp\left(\frac{4400}{T}\right), \quad (8.70)$$

Таблица 8.5

Режим	Эксперимент			Расчет τ_i , мс, по формуле								
	$\varphi_{впр} = \text{град}$	p , бар	T , К	τ_i , мс	(8.68)	Вольфера [42]	Ситкея [35]	Хироясу [26]	Аниситса [43]	Шмидта [32]	Сладцини [36]	Толстова [16]
	325	15,62	690	5,83	6,023	14,16	16,5	36,06	2,09	32,84	149,7	3,12
	330	18,96	727	4,375	4,23	7,95	9,66	16,5	1,81	16,61	21,33	2,18
	335	22,86	767	3,125	3,01	4,56	5,91	7,8	1,58	8,63	3,28	1,98
	340	27,02	786	2,5	2,41	3,23	3,87	5,05	1,45	5,91	1,22	1,32
	345	31,31	804	1,875	1,97	2,23	2,89	3,405	1,33	4,19	0,494	0,75
	350	35,31	839	1,667	1,565	1,62	2,55	2,03	1,22	2,67	0,134	0,11

где $K = 3,2z^{0,09}$, а доля рециркуляции z задается в процентах. Формула (8.70) справедлива при $z = 5 \dots 40\%$. В качестве параметров p и T в этой формуле, как и в предыдущих формулах, используются давление и температура в цилиндре двигателя в момент впрыскивания топлива, однако в этой формуле их значения определяются для цикла без рециркуляции. Работе двигателя без рециркуляции отработавших газов соответствует значение $K = 1$. Такая структура формулы (8.70) позволяет оценить время задержки воспламенения при работе двигателя как без рециркуляции отработавших газов, так и в случае различных ее долей. Кроме того, эта формула используется при моделировании воспламенения в цилиндре дизеля, в частности, для определения местоположения и момента возникновения очага самовоспламенения [13].

Сопоставление расчетных значений по формулам (8.69) и (8.70) с экспериментальными данными, полученными для широких диапазонов значений изменения степени сжатия [37] и доли ре-

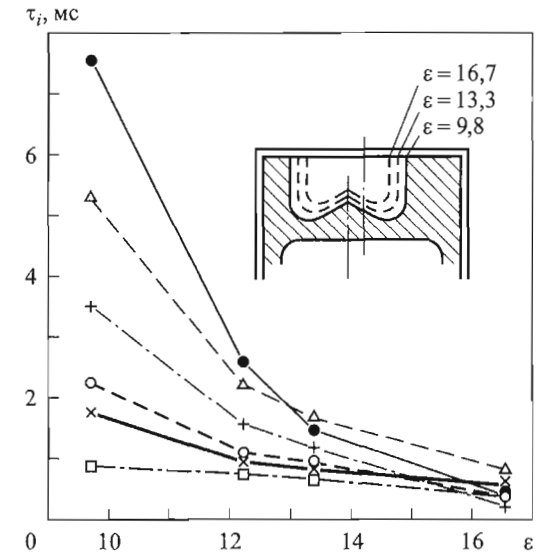


Рис. 8.22. Зависимость времени задержки воспламенения от степени сжатия, вычисленная по формулам (см. рис. 8.23):

Хироясу (●), Ситкея (Δ), Фуджимото (+), Толстова (□), (8.69) (○) и полученная экспериментально (×) на опытном дизеле AVL-520 ($p_e = 15$ бар, $n = 3000$ мин⁻¹, $S/D = 12/12$ см/см; $p_k = 1,5$ бар); $p_e = 7,41$ бар — нагрузочный режим

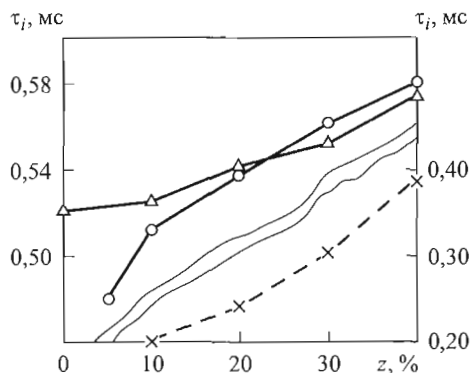


Рис. 8.23. Зависимость времени задержки воспламенения от доли рециркуляционных газов, вычисленная по формулам:

× — Хироюсу; ○ — (8.70); △ — экспериментальная [33] на дизеле фирмы Volkswagen ($S/D = 86,4/79,5$ мм/мм, $N_e = 46$ кВт, $n = 4000$ мин⁻¹, $\epsilon = 19,5$, $p_k = 1,8$ бар, $p = 105$ бар, $T = 960$ К, $\varphi_{впр} = 0,2$ град до ВМТ)

циркулируемых газов [33], приведено на рис. 8.22 и 8.23. Изменение степени сжатия осуществлялось путем изменения объема камеры в поршне. С уменьшением степени сжатия растет не только отклонение от экспериментальных данных, но и расхождение между результатами, полученными с использованием известных формул. Формула (8.69) хорошо согласуется с опытами [37] во всем диапазоне значений изменения степени сжатия. Результаты, полученные по формуле Толстова (8.10), относительно мало меняются при изменении значения ϵ .

Широко распространенная в последнее время рециркуляция отработавших газов создает проблемы для расчета τ_i с помощью известных формул. Дело в том, что при перепуске отработавших газов в цилиндре температура в момент впрыскивания повышается, однако время задержки воспламенения, как было отмечено выше, существенно расходится с экспериментальными данными. Отметим, что формула (8.16), а также формулы Фуджимото и Хироюсу (табл. 8.6), практически единственные из известных до настоящего времени, позволяют учитывать наличие в цилиндре отработавших газов в момент впрыскивания топлива. Большой разброс значений времени задержки воспламенения (см. табл. 8.6), объясняется различными условиями эксперимента и подходами к отбору характерных параметров.

Таблица 8.6

Автор, источник	Формула	Условия исследования	τ_i , мс	Примечание
Х. Вольфер, [42]	$\tau_i = 0,44 p^{-1,19} \exp\left(\frac{4650}{T}\right)$	Две установки, $U = \text{const}$; одна из них с вихревым движением воздуха, дизельное топливо	5,9	—
А.И. Толстов, [16]	$\tau_i = BC^{0,5} \left(\frac{T_k}{p_k}\right)^{0,5} \exp\left(\frac{EC^{m-1}}{\tilde{R}T_k}\right)$	Быстроходные дизели с непосредственным впрыскиванием наддувом и без наддува	0,07	$\lambda_{ш} = 0,25$, $m = 1,34$, $\beta = 0,86$, $E = 22\ 500$ Дж/моль, $T_k = 380$ К, $p_n = 2,4$ бар
Г. Ситкей, [35]	$\tau_i = 0,5 + 0,135 p^{-0,7} \exp\left(\frac{7800}{\tilde{R}T}\right) + 4,8 p^{-1,8} \exp\left(\frac{7800}{\tilde{R}T}\right)$	Дизели с непосредственным впрыскиванием и форкамерные, дизельное топливо ЦЧ = 52, $p_{впр} = 12,5$ бар	6,52	—

Автор, источник	Формула	Условия исследования	τ_i , мс	Примечание
Х. Харленберг, [22]	$\tau_i = \frac{0,36 + 0,22c_m}{0,006и} \exp \left[E \left(\frac{1}{RT} - \frac{1}{17190} \right) + \left(\frac{21,2}{p - 12,4} \right)^{0,63} \right]$	Дизель с непосредственным впрыскиванием, дизельное топливо	1,43	$E = \frac{618840}{ЦЧ + 25}$ Дж/моль
Г. Хироюсу, Т. Кадога и М. Арай, [26]	Для дизельного топлива $\tau_i = 0,0276 \left(\frac{P_{O_2}}{0,21p} \right)^{-1,6} p^{-1,23} \exp \left(\frac{7280}{T} \right)$ Для <i>n</i> -гексадекана $\tau_i = 0,872 \left(\frac{P_{O_2}}{0,21p} \right)^{-2,1} p^{-1,24} \exp \left(\frac{4050}{T} \right)$	Установка с $V = const$, дизельное топливо, <i>n</i> -гексадекан, $660 \leq T \leq 900$ К, $6,0 \leq p \leq 31$ бар, $0,5 \leq \frac{P_{O_2}}{0,21p} \leq 1,0$	13,8 4,18	Расчет для $\frac{P_{O_2}}{0,21p} = 1$
Б. Книхт, [27]	$\tau_i = \frac{12,7}{n} \left(\frac{40}{ЦЧ} \right)^{0,69} p^{-0,386} \exp \left(\frac{4644}{T} \right)$	Дизельное топливо, во, ЦЧ = var	1,44	См. также (8.18)
З. Нойгебауер [29]	$\tau_i = \alpha_n \varphi_i c_{n=1} , \text{ где } \varphi_i c_{n=1} = 14,35 + (\eta_v + 0,719) [0,000354(n - 1400) - 3,0]$	Двигатель BMW, ОЧ = 98; $\varepsilon = 9,8$, $\alpha_n = 0,8 \dots 1,1$	11,1	φ_i — в град, $\eta_v = 0,85$, $n = 4000 \text{ мин}^{-1}$
Автор, источник	Формула	Условия исследования	τ_i , мс	Примечание
Х. Фулжимото, [20]	$\tau_i = 0,137 \left(\frac{P_{O_2}}{0,21p} \right)^{-1,9} p^{-1,06} \exp \left(\frac{5130}{T} \right), p \leq 40 \text{ бар};$ $\tau_i = 0,00297 \left(\frac{P_{O_2}}{0,21p} \right)^{-1,9} \exp \left(\frac{5130}{T} \right), p \geq 40 \text{ бар}$	Установка с $V = const$, дизельное топливо, $710 \leq T \leq 806$ К, $11 \leq p \leq 73$ бар, $0,71 \leq \frac{P_{O_2}}{0,21p} \leq 1,0$	5,67	Расчет для $\frac{P_{O_2}}{0,21p} = 1$
В.С. Семенов, [6]	$\tau_i = \frac{441,3}{(c_m p)^{0,655} T^{0,294}}$	Эксперимент	2,38	—
Х. Оберг, [30]	$\tau_i = 4646 \cdot 10^4 \bar{p}^{-0,7} T^{-2,22}$	Быстроходный дизель	2,1	В расчете \bar{p} , \bar{T} соответствуют началу впрыскивания (см. (8.21))
Н. Хелайн, Дж. Болт, [24]	$\tau_i = 587 P_{\text{впр}}^{-1,774}$	Дизель с разделенной КС $6,8 \leq P_{\text{впр}} \leq 275$ бар	0,4	Расчет для $P_{\text{впр}} = 60$ бар

Автор, источник	Формула	Условия исследования	τ_i , мс	Примечание
Х. Барба, Х. Бурхардт, К. Боулуохос, М. Баргенде, [18]	$\tau_i = -0,05 + 25 p_{CR}^{-0,84} + 15,1173 p^{-1,4779} \exp\left(\frac{1953}{T}\right)$	Пять дизелей для легковых автомобилей, $V_h = (266 \dots 538) \text{ см}^3$, CR-система	1,63	Расчет для $p_{CR} = 1200 \text{ бар}$ См. также (8.24) и (8.25)
М. Туге, [40]	$\tau_i = 78,07 p^{-1,66} \exp\left(\frac{2055}{T}\right)$	Одноцилиндровый дизель, $\epsilon = \text{var}$, ЦЧ = 50, $780 \leq T \leq 1320 \text{ К}$, $24,5 \leq p \leq 34 \text{ бар}$	5,2	—
Л. Спадацини, Дж. Те Велде, [36]	$\tau_i = 2,43 \cdot 10^{-9} p^{-2} \exp\left(\frac{20926}{T}\right)$	Поток воздуха, дизельное топливо $650 \leq T \leq 900 \text{ К}$, $10 \leq p \leq 30 \text{ бар}$	25,9	—
Ф. Шмидт, [32]	$\tau_i = 6,6 \cdot 10^{-2} p^{-1,08} \exp\left(\frac{6330}{T}\right)$	Быстроходные дизели	21,7	—
А. Хессе, [21]	$\tau_i = 0,5 + \exp\left(\frac{52620 - 526 \text{ЦЧ}}{\bar{R}T}\right) \left(0,07 p^{-0,7} + 2,5 p^{-1,8}\right)$	Для тяжелых дизельных топлив	1,42	Модификация формулы Ситкея
Г. Вошни, Ф. Аниситс, [43]	$\tau_i = 1,3 p^{-0,35} \exp\left(\frac{990}{T}\right)$	Форкамерный дизель	1,62	—

Автор, источник	Формула	Условия исследования	τ_i , мс	Примечание
Ф. Стрингер, [39]	$\tau_i = 0,0405 p^{-0,757} \exp\left(\frac{5473}{T}\right)$	Поток воздуха, $0 \leq u \leq 21 \text{ м/с}$, дизельное топливо ЦЧ = 45...50, $770 \leq T \leq 980 \text{ К}$, $30 \leq p \leq 60 \text{ бар}$	3,7	—
Р.З. Каварадзе, [4]	$\tau_i = 0,55 p^{-1,3} \exp\left(\frac{4400}{T}\right)$ $\tau_i = 0,55 K p^{-1,3} \exp\left(\frac{4400}{T}\right)$ $\tau_i = 1,76 p^{-0,866} \exp\left(\frac{2490}{T}\right)$ $\tau_i = 18,165 p^{-1,196} \exp\left(\frac{1640}{T}\right)$ $\tau_i = 0,188 p^{-0,357} \exp\left(\frac{3076}{T}\right)$	Дизельное топливо Дизельное топливо с рециркуляцией отработавших газов Газодизель, работающий на различных газах: природный газ 30 % CH ₄ + 70 % N ₂ 60 % H ₂ + 20 % CH ₄ + 20 % N ₂	3,5 12,9 14,7 15,6 3,25 3,24 4,52	— При $z = 5 \%$ При $z = 20 \%$ При $z = 40 \%$ — — —

В заключение отметим, что числовые значения времени задержки воспламенения (в миллисекундах), полученные с использованием формул различных авторов и приведенные в табл. 8.6, соответствуют следующим условиям на двигателе: $p = 30$ бар, $T = 700$ К, $\varepsilon = 17$, $\varphi_{\text{впр}} = 15$ град угла поворота коленчатого вала, ЦЧ = 52, $n = 1500$ мин⁻¹, $S = 0,12$ м. Следует учитывать, что в случае рециркуляции отработавших газов, а также при использовании различных газообразных топлив исходные значения давления и температуры в момент впрыскивания, $p = 30$ бар, $T = 700$ К, остаются неизменными.

9. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ В ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

9.1. Основные виды тепловыделения

9.1.1. Однократное тепловыделение.

Кинетическая и диффузионная фазы процесса сгорания

Метод расчета тепловыделения на основе экспериментальной индикаторной диаграммы (решение так называемой обратной задачи расчета рабочего процесса) с применением первого закона термодинамики изложен в гл. 3. Отметим, что при анализе процесса сгорания зависимость скорости тепловыделения от времени (см.

$$(3.26)) \frac{dQ_x}{d\tau} = f(\tau) \text{ — дифференциальный закон тепловыделения —}$$

часто является более наглядной и удобной, чем зависимость $Q_x = Q_x(\tau)$ — интегральный закон тепловыделения.

Наиболее общий случай однократного тепловыделения в дизеле, когда скорость тепловыделения имеет два ярко выраженных максимума, показан на рис. 9.1. Первый максимум обусловлен быстрым сгоранием паров топлива, образовавшихся в период задержки воспламенения. Как известно, предпламенные реакции, протекающие в период задержки воспламенения, готовят смесь к тепловому взрыву. При тепловом взрыве весь объем КС быстро охватывается пламенем, скорость тепловыделения за короткий промежуток времени стремительно увеличивается и, достигая определенного максимума, также быстро уменьшается. В гетерогенной топливовоздушной смеси в локальных зонах, богатых кислородом, полностью выгорают пары топлива, а в локальных зонах, где имеется избыток паров топлива, полностью расходуется окислитель, что приводит к резкому снижению скорости тепловыделения после достижения первого максимума. В

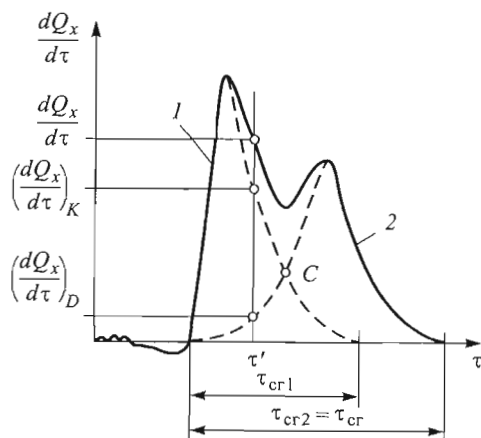


Рис. 9.1. Зависимость скорости однократного тепловыделения от времени с двумя максимумами:

1, 2 — кинетическая и диффузионная фазы соответственно

этот промежуток времени преобладает кинетический механизм горения, поэтому первую фазу процесса сгорания называют *кинетической фазой*, или *кинетическим периодом*. Кинетическая фаза характеризуется образованием в объеме КС локальных зон, внутри которых сосредоточены продукты сгорания, несгоревшие пары и капли топлива, снаружи — зоны с воздухом или смесью воздуха с продуктами сгорания. Очевидно, что скорость тепловыделения (второй максимум) зависит от интенсивности взаимного проникания этих зон, т. е. от турбулентной диффузии. Доминирующим оказывается диффузионный механизм горения, в связи с чем вторую фазу процесса сгорания называют *диффузионной фазой*, или *диффузионным периодом*.

В диффузионной фазе решающую роль играют физические процессы, а в кинетической — химические, и, как видно на рис. 9.1, в дизеле больше времени занимает диффузионный механизм горения. Следует подчеркнуть, что при исследовании факторов, обуславливающих скорость тепловыделения, особое внимание необходимо уделять их влиянию на протекание диффузионной фазы. Согласно [1] в дизелях отличают три механизма диффузионного горения — капельный, паров топлива в сплошном фронте пламени и смешанного горения, представляющий собой комбинацию первых двух.

При капельном механизме диффузионного горения вокруг каждой капли образуется фронт пламени, в который изнутри диффундируют пары топлива, а снаружи — воздух. Подразумевается, что расстояние между отдельными каплями настолько большое по сравнению с размерами самых капель, что процесс горения одной капли не влияет на процесс горения другой, естественно, при этом повышаются давление и температура в КС в результате горения всех капель.

В случае диффузионного механизма горения паров топлива в сплошном фронте считается, что воздух израсходован, поэтому пространство между каплями заполняется продуктами сгорания и парами топлива. В результате протекающих процессов испарения и термического разложения капель образуется граница раздела между парами топлива в смеси и продуктами сгорания и разложения, которая и составляет единый фронт пламени.

Смешанный механизм диффузионного горения имеет место в реальных условиях, особенно при объемном смесеобразовании [1]. Капли топлива находятся на достаточно близком между собой расстоянии, поэтому фронты пламени, образующиеся вокруг капель, объединяются. В этом случае могут появиться конгломераты капель, имеющие общие диффузионные фронты.

Скорость однократного тепловыделения для произвольного момента времени $\tau = \tau'$, согласно рис. 9.1, можно представить как суперпозицию двух скоростей сгорания — кинетической и диффузионной:

$$\frac{dQ_x}{d\tau} = \left(\frac{dQ_x}{d\tau} \right)_K + \left(\frac{dQ_x}{d\tau} \right)_D. \quad (9.1)$$

Скорость тепловыделения при кинетическом механизме горения в каждой локальной зоне зависит от локальных значений коэффициента избытка воздуха, температуры в текущий момент времени и массы паров топлива в этой зоне. Скорость тепловыделения в случае диффузионного механизма горения определяется, в основном, турбулентной диффузией воздуха через поверхность раздела паров топлива и кислорода.

На рис. 9.2 изображена скорость однократного тепловыделения с доминирующей кинетической фазой и без ярко выраженного максимума тепловыделения при диффузионном механизме горения. На рис. 9.3 показан противоположный случай, когда диффузионная фаза является преобладающей. В отличие от рис. 9.1, на

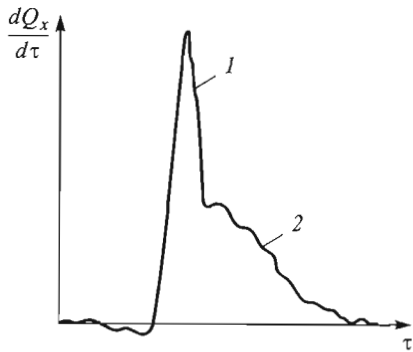


Рис. 9.2. Зависимость скорости однократного тепловыделения от времени с доминирующей кинетической (1) и диффузной (2) фазами

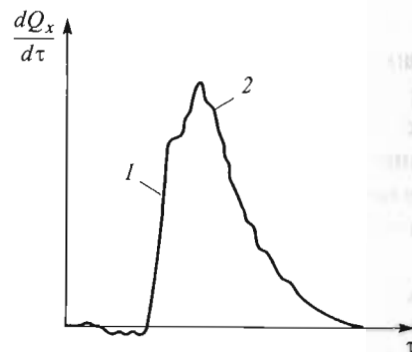


Рис. 9.3. Зависимость скорости однократного тепловыделения от времени с кинетической (1) и доминирующей диффузионной (2) фазами

рис. 9.2 и 9.3 скорость тепловыделения имеет только один ярко выраженный максимум.

В бензиновых двигателях с внешним смесеобразованием происходит сгорание гомогенной смеси, при этом температура смеси перед фронтом пламени меньше, чем температура самовоспламенения. Скорость тепловыделения зависит от площади фронта пламени и от скорости его перемещения, поэтому в начале процесса сгорания, когда площадь фронта еще невелика, скорость тепловыделения растет медленнее

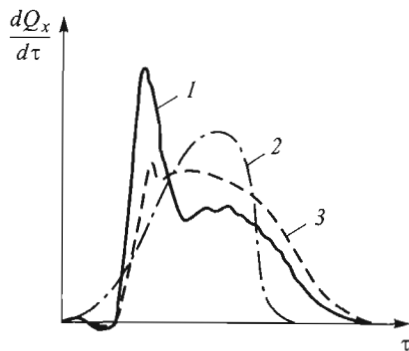


Рис. 9.4. Зависимость скорости тепловыделения от времени для различных типов двигателей:

1 — быстроходный дизель; 2 — бензиновый двигатель; 3 — тихоходный дизель

в дизелях, где имеет место тепловой взрыв. В связи с тем, что тепловыделение в процессе сгорания гомогенной смеси обусловлено распространением фронта пламени по объему этой смеси, скорость тепловыделения характеризуется только одним максимумом и разделение процесса сгорания на кинетическую и диффузионную фазу, конечно, не уместно. Для сравнения на рис. 9.4 приведены также типичные харак-

теристики тепловыделения как для быстроходных, так и для тихоходных дизелей. Ясно, что в дизелях максимум скорости тепловыделения ближе к моменту начала тепловыделения. При этом доля теплоты, выделенной к моменту появления максимальной скорости тепловыделения, от всего циклового тепловыделения больше в двигателях с внешним смесеобразованием. В дизелях эта доля относительно небольшая и может находиться в пределах 10...30%. Тепловыделение в бензиновых двигателях с внутренним смесеобразованием имеет некоторые особенности, которые рассмотрены далее в гл. 11.

9.1.2. Двухкратное тепловыделение

Как уже отмечалось, воспламенение в современных двигателях характеризуется особенностями, которые, безусловно, отражаются и на скорости тепловыделения. К этим особенностям, в частности, относится двухкратное за цикл тепловыделение. Такой вид тепловыделения, полученный по результатам исследования дизелей фирмы Daimler-Chrysler [16], оснащенных аккумуляторной системой топливоподачи Common-Rail, приведен на рис. 9.5. При этом прослеживается относительно небольшое, однако ярко выраженное предварительное тепловыделение со своим локальным максимумом скорости, уменьшающейся в конце почти до нулевого значения, после чего почти сразу наступает основное тепловыделение без четких признаков деления на кинетическую и диффузионную фазы. Двухкратное тепловыделение особенно заметно при повышенных нагрузках и частоте вращения коленчатого вала [16]. Топливоподающая аппаратура современных дизелей позволяет осуществить не только двухкратное, но и многократное за цикл впрыскивание топлива, однако многократное за цикл тепловыделение не наблюдается и вряд ли существует необходимость в его реализации.

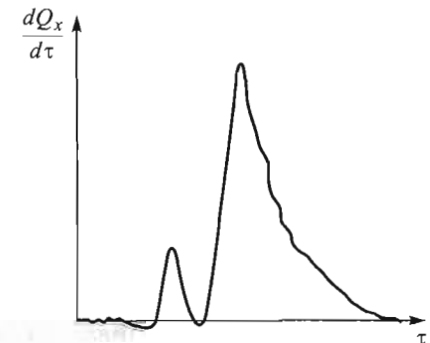


Рис. 9.5. Зависимость скорости двухкратного тепловыделения от времени для дизеля

Классификация основных видов тепловыделения базируется на результатах обработки экспериментальной индикаторной диаграммы (см. рис. 9.1–9.5). При решении так называемых прямых задач расчета рабочего процесса (см. гл. 3) возникает необходимость предварительного получения зависимостей $\frac{dQ_x}{d\tau} = f(\tau)$ или $Q_x = Q_x(\tau)$ с помощью методов, различающихся концептуальным подходом к исследованию процессов сгорания в поршневых двигателях. Все эти методы по сути являются расчетно-экспериментальными, точнее полуэмпирическими, так как основаны на задании ряда параметров, значения которых могут быть оценены исключительно по результатам экспериментальных исследований.

9.2. Расчет тепловыделения на основе бимолекулярной реакции

В предположении, что химическая реакция горения в поршневых двигателях протекает в соответствии с бимолекулярной реакцией, исходными реагентами которой являются топливо и кислород, скорость реакции можно выразить через концентрации (моль/м³) топлива C_T и кислорода C_{O_2} в данный текущий момент времени:

$$\frac{dC_T}{d\tau} = \frac{dC_{O_2}}{d\tau} = -K(T)C_T C_{O_2}. \quad (9.2)$$

В процессе сгорания уменьшение концентрации C_T топлива связано с увеличением доли топлива $x = C_T/C_{T0}$, выгоревшего к данному моменту времени, т. е.

$$\frac{dC_T}{d\tau} = -C_{T0} \frac{dx}{d\tau}, \quad (9.3)$$

где C_{T0} — начальная концентрация топлива.

Концентрация топлива в цилиндре дизеля в данный момент времени соответствует разности между концентрациями впрыскиваемого $C_{T0}\sigma$ и выгоревшего $C_{T0}x$ топлива к этому же моменту времени, т. е.

$$C_T = C_{T0}(\sigma - x), \quad (9.4)$$

где $\sigma = m_{впр}/m_{ц}$ — доля впрыскиваемого топлива к данному моменту времени.

Концентрация кислорода в данный момент времени (т. е. кислорода, не использованного в реакции горения), определяется разностью между величиной $C_{O_20}\alpha_b$, соответствующей начальной концентрации кислорода в цилиндре дизеля, и величиной $C_{O_20}x$, соответствующей концентрации кислорода, израсходованного в реакции горения, т. е.

$$C_{O_2} = C_{O_20}(\alpha_b - x), \quad (9.5)$$

где $C_{O_20} = 0,21L_0m_{ц}/V$, L_0 — стехиометрическое количество воздуха, кмоль/кг. Поясним смысл величин C_{O_20} и C_{T0} . Поскольку доля x выгоревшего топлива берется от полной цикловой подачи $m_{ц}$, начальная концентрация топлива

$C_{T0} = \frac{m_{ц}}{\mu_T V}$, где μ_T — молярная

масса топлива; V — объем реагирующей смеси, т. е. объем КС. Значит, C_{O_20} — фиктивная концентрация топлива, которая была бы получена при полном испарении $m_{ц}$ до начала процесса сгорания. После подстановки (9.3)–(9.5) в (9.2) с учетом $\varphi = \omega\tau = bnt$ можно определить константу скорости реакции

$$K(T) = \frac{6n}{0,21L_0m_{ц}} \frac{V \frac{dx}{d\varphi}}{(\sigma - x)(\alpha_b - x)}. \quad (9.6)$$

Отметим, что при внутреннем смесеобразовании $\alpha_b > 1$, поэтому $(\alpha_b - x) > 0$, кроме того, $\sigma \leq 1$, $x < 1$ (например, $x = 0,999$).

Таким образом, зная законы подачи $\sigma = \sigma(\varphi)$ и выгорания

$\frac{dx}{d\varphi} = f(\varphi)$ топлива, т. е. законы тепловыделения $\frac{dQ_x}{d\varphi} = f(\varphi)$ (так

как $Q_x = xm_{ц}H_u$), из (9.6) можно вычислить изменение константы $K(T)$ в процессе сгорания. Очевидно также, что из (9.6) можно определить скорость сгорания топлива (или скорость тепловыделения), если известны закон топливоподачи и константа химической реакции. Такой подход использовал еще К. Нейман [18], попытав-

шийся раскрыть суть процесса сгорания в поршневом двигателе и построить метод его расчета. В частности, на основе многочисленных экспериментальных исследований дизелей он установил, что изменение константы скорости реакции в процессе сгорания в зависимости от угла поворота коленчатого вала может быть представлено в виде экспоненциальной функции

$$K = a \exp(b\varphi), \quad (9.7)$$

где a и b — постоянные коэффициенты. Из (9.7) следует

$$\ln K = \ln a + b\varphi, \quad (9.8)$$

что соответствует прямой линии. Из (9.8) получаем $\frac{d}{dT}(\ln K) =$

$= b \frac{d\varphi}{dT}$. В то же время, согласно закону Аррениуса, $K =$

$= K_0 \exp\left(-\frac{E}{\tilde{R}T}\right)$, имеем $\frac{d}{dT}(\ln K) = \frac{E}{\tilde{R}T^2}$. Тогда выражение для

энергии активации принимает вид

$$E = b\tilde{R} \frac{T^2}{\frac{d\varphi}{dT}}. \quad (9.9)$$

Подставляя (9.7) в уравнение Аррениуса, находим предэкспоненциальный множитель

$$K_0 = a \exp\left(b\varphi + \frac{E}{\tilde{R}T}\right). \quad (9.10)$$

Итак, опираясь на представление химической реакции горения в поршневом двигателе как бимолекулярной реакции, можно получить изменения характерных параметров K , K_0 , E в процессе сгорания, рассматривая их в качестве полуэмпирических переменных величин, позволяющих удовлетворительно описать развитие процесса сгорания с течением времени. Из (9.6) Нейман путем интегрирования по параметру x для небольшого интервала значений угла поворота $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ получил соотношение, описывающее закон выгорания топлива

$$x_2 = \frac{\sigma_{1-2} \frac{\alpha_B - x_1}{\sigma_{1-2} - x_1} - \alpha_B \exp\left(-\frac{0,21L_0 m_{\text{ц}} K_{1-2} (\alpha_B - \sigma_{1-2})(\varphi_2 - \varphi_1)}{6nV_{1-2}}\right)}{\frac{\alpha_B - x_1}{\sigma_{1-2} - x_1} - \exp\left(-\frac{0,21L_0 m_{\text{ц}} K_{1-2} (\alpha_B - \sigma_{1-2})(\varphi_2 - \varphi_1)}{6nV_{1-2}}\right)}, \quad (9.11)$$

где параметры с индексом 1–2 в интервале $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ — постоянные величины, имеющие средние для данного интервала значения. Вычислив таким образом значения $x = x(\varphi)$, можно определить зависимость $p = p(\varphi)$ в процессе сгорания, т. е. наиболее сложную для расчета часть диаграммы изменения давления в рабочем цикле. Чтобы рассчитать константу скорости реакции, следует в (9.6) подставить значения x и $dx/d\varphi$, полученные экспериментально. Согласно уравнению (9.8) определяются значения a и b , после чего по уравнению (9.11) можно вычислить значения x .

Изложенный метод расчета тепловыделения можно рассматривать как попытку объяснить суть процесса сгорания в поршневых двигателях на основе закона топливоподачи и упрощенном представлении процесса сгорания как химической реакции.

По мнению большинства исследователей [2, 11, 12, 21], главный недостаток этого метода — в расчете не учитываются промежуточные соединения химической реакции горения. Такая критика является справедливой, поскольку только небольшое число простейших реакций являются бимолекулярными и горение углеводородного топлива происходит по цепному механизму. В то же время допущение о бимолекулярности реакции изначально не предполагает изучения всех промежуточных образований (их детальное описание пока не представляется возможным), поэтому данную модель процесса сгорания следует рассматривать как модель первого (начального) уровня при исследовании рабочего процесса в поршневых двигателях. Кроме того, такой подход не дает аналитического определения закона процесса сгорания в зависимости от закона впрыскивания топлива. Тот факт, что современная топливоподающая аппаратура обеспечивает практически любую характеристику впрыскивания (начало, продолжительность, давление впрыскивания; одно- и многоступенчатое, одно- и многократное впрыскивание и т. д.), при наличии такой зависимости, на первый взгляд, можно было бы осуществить управляемый процесс сгора-

ния. Однако в современных двигателях с внутренним смесеобразованием большая доля цикловой подачи топлива поступает в цилиндр двигателя до начала процесса сгорания, поэтому характеристика топливоподачи влияет на протекание процесса сгорания лишь косвенно, т. е. управлять процессом сгорания удастся только частично. Перечисленные выше возможности современных топливных систем только частично позволяют решить эту проблему, и в основном процесс сгорания в поршневых двигателях пока остается неуправляемым.

9.3. Полуэмпирические зависимости для расчета скорости тепловыделения

Формула Неймана. Не получив зависимость $x = x(\tau)$, или $\frac{dx}{d\tau} = f(\tau)$, для скорости выгорания топлива теоретическим путем, Нейман предложил эмпирическую формулу

$$x = \left(2 - \frac{\tau}{\tau_{\text{ср}}}\right) \frac{\tau}{\tau_{\text{ср}}}, \quad (9.12)$$

или

$$\frac{dx}{d\tau} = \frac{2}{\tau_{\text{ср}}} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_{\text{ср}}}\right), \quad (9.13)$$

где τ — текущее время процесса сгорания, $\tau \in [0, \tau_{\text{ср}}]$; $\tau_{\text{ср}}$ — продолжительность процесса сгорания.

Уравнения (9.12) и (9.13) соответствуют принципам классической кинетики, согласно которой скорость реакции зависит от концентраций реагирующих веществ. Поскольку в ходе химических превращений концентрации этих веществ убывают, то скорость реакции имеет максимальное значение в самом начале процесса. Действительно, из выражения (9.13), представляющего собой уравнение прямой линии, следует, что скорость выгорания топлива имеет максимальное значение при $\tau = 0$, а затем уменьшается и принимает нулевое значение при $\tau = \tau_{\text{ср}}$. Процесс сгорания углеводородных топлив в поршневых двигателях происходит, как было отмечено, по цепному механизму, и поэтому скорость их

протекания не отображается уравнениями классической химической кинетики. Еще Н.Н. Семенов установил, что рост скорости окисления большинства углеводородных топлив на начальной стадии реакции подчиняется экспоненциальному закону. Вначале скорость реакции равна нулю, а затем, по достижении максимума, быстро убывает. Это, конечно, не согласуется ни с уравнением (9.13), ни с классической кинетикой.

Формула Гончара. Эта формула в отличие от формулы Неймана содержит экспоненциальную функцию [4, 5]:

$$x = 1 - \left(1 + \frac{\tau}{\tau_{\text{max}}}\right) \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_{\text{max}}}\right), \quad (9.14)$$

откуда скорость тепловыделения

$$\frac{dx}{d\tau} = \frac{\tau}{\tau_{\text{max}}^2} \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_{\text{max}}}\right). \quad (9.15)$$

В этих выражениях, как и в (9.12) и (9.13), отсчет времени происходит с момента начала процесса сгорания, $\tau = 0$, а величина τ_{max} соответствует моменту времени, для которого скорость сгорания достигает своего максимального значения. Действительно, если вторую производную по переменной x функции (см. (9.14)) приравнять нулю, то получим, что точка $\tau = \tau_{\text{max}}$ есть точка экстремума. Если $\tau < \tau_{\text{max}}$, скорость тепловыделения растет (в формуле (9.15) это не учитывается), а при $\tau > \tau_{\text{max}}$ — уменьшается. При $\tau = \tau_{\text{max}}$ из (9.14) и (9.15) имеем соответственно, что

$$x_{\text{max}} = 1 - \frac{2}{e} = 0,265; \quad \left(\frac{dx}{d\tau}\right)_{\text{max}} = \frac{1}{\tau_{\text{max}} e} = \frac{0,368}{\tau_{\text{max}}}. \quad (9.16)$$

Из (9.16) следует, что график функции $x = x(\tau)$ имеет точку перегиба с ординатой $x = x_{\text{max}} = 0,265$, т. е. при любых значениях τ_{max} по достижении максимальной скорости сгорания выгорает одна и та же доля цикловой подачи, равная 0,265. Таким образом, в формуле Гончара x_{max} по сути является константой. В реальных условиях в дизелях величина x_{max} имеет значения, существенно отличающиеся от максимального как в сторону уменьшения, так и в сторону увеличения. В современных дизелях, работающих по циклу Тринклера, момент достижения максимальной скорости сгорания

очень близок к моменту начала реакции горения. В этом случае, согласно (9.16), скорость реакции имеет бесконечно большое значение, так как $\tau_{\max} \rightarrow 0$. В реальных условиях максимальная скорость сгорания всегда имеет конечное значение, а формула, предложенная Б.М. Гончаром, позволяет получить значения максимальной скорости, близкие к действительным, при $\tau_{\max}/\tau_{\text{ср}} \approx 0,1 \dots 0,15$.

Формула Пугачева. Как уже отмечалось, процесс сгорания топлива в дизелях чаще всего подразделяют на два процесса: горение смеси, подготовленной в период задержки воспламенения (кинетический механизм горения), а также процесс одновременного смесеобразования и горения остальной части топлива (диффузионный механизм горения). Соответственно, скорость тепловыделения в процессе сгорания имеет два ярко выраженных максимума, наличие которых в формулах (9.13) и (9.15) не предусмотрено. Формула Пугачева [6, 15] описывает скорость тепловыделения в дизеле с двумя максимумами как сумму двух скоростей тепловыделения, при этом аппроксимирующая функция представлена двумя слагаемыми:

$$x = x_1 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\tau^2}{\tau_{\max 1}^2}\right) \right] + x_2 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\tau^2}{\tau_{\max 2}^2}\right) \right], \quad (9.17)$$

откуда следует, что

$$\frac{dx}{d\tau} = \frac{x_1}{\tau_{\max 1}^2} \tau \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\tau^2}{\tau_{\max 1}^2}\right) + \frac{x_2}{\tau_{\max 2}^2} \tau \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\tau^2}{\tau_{\max 2}^2}\right), \quad (9.18)$$

где $\tau_{\max 1}$, $\tau_{\max 2}$ — время с момента начала процесса сгорания до

достижения максимумов $\left(\frac{dx_1}{d\tau}\right)_{\max}$ и $\left(\frac{dx_2}{d\tau}\right)_{\max}$ соответственно

(рис. 9.6), переменная τ принимает значения в интервале времени от момента начала процесса сгорания до момента его окончания, т. е. $\tau \in [0, \tau_{\text{кон}}]$. Для дизелей с непосредственным впрыскиванием топлива значения параметров в (9.17) и (9.18) меняются в следующих пределах: $x_1 \approx 0,15 \dots 0,5$, $\varphi_{\max 1} \approx 2 \dots 5$ град, $\varphi_{\max 2} \approx 10 \dots 25$ град. Соотношение между слагаемыми тепловыделения изменяется в зависимости от типа двигателя и режима его работы. Например, увеличение продолжительности периода задержки воспламенения и

повышение доли топлива, впрыскиваемого за этот период, приводит к повышению доли теплоты и максимальной скорости тепловыделения первой составляющей. При уменьшении нагрузки скорость тепловыделения первой составляющей увеличивается, но во второй составляющей она снижается, и общая продолжительность процесса сгорания сокращается. Практическое применение формул (9.17) и (9.18) для расчета изменения давления в КС осложнено увеличением (по сравнению с предыдущими формулами) числа задаваемых параметров. Действительно, различные их сочетания могут привести к одинаковому соотношению долей теплоты, выделенных в кинетической и диффузионной фазах процесса сгорания. Согласно результатам экспериментальных исследований [15] отношение максимальных скоростей тепловыделения для дизелей с объемным смесеобразованием описывается эмпирической зависимостью

$$\frac{(dx_1/d\tau)_{\max}}{(dx_2/d\tau)_{\max}} = 2,6 + 1,4 \frac{n}{1000} - 0,4 \frac{p_k - p_0}{p_0} - 2,3 \frac{\text{ЦЧ}}{45}, \quad (9.19)$$

где n — частота вращения коленчатого вала, мин^{-1} ; p_k, p_0 — давление наддува и нормальное атмосферное давление соответственно; ЦЧ — цетановое число топлива.

При объемно-пленочном смесеобразовании, а также при использовании двухкратного впрыскивания топлива числовое значение отношения (9.19) уменьшается. Для двигателей с числовым значением отношения (9.19) выше 2–2,5 применение двухкратного впрыскивания топлива позволяет существенно снизить скорость нарастания давления в процессе сгорания и показатели шума (на 6 дБ), а также концентрацию оксидов азота в отработавших газах.

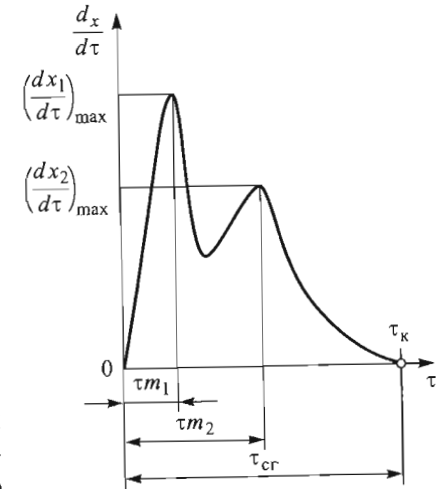


Рис. 9.6. Зависимость скорости тепловыделения топлива от времени, рассчитанная по формуле (9.17)

К таким двигателям относятся дизели, у которых частота вращения $n > n^*$, где n^* — предельная частота вращения:

$$n^* = 300 \frac{p_k - p_0}{p_0} + 1600 \frac{\text{ЦЧ}}{45} - 400. \quad (9.20)$$

Следовательно, предельная частота вращения возрастает при повышении давления наддува и при использовании топлив с высоким цетановым числом.

Росту скорости диффузионного сгорания способствует повышение интенсивности процессов смесеобразования и турбулентности заряда, что в свою очередь приводит к увеличению полноты сгорания и уменьшению удельного расхода топлива.

Тригонометрическая формула. В бензиновых двигателях скорость тепловыделения, как правило, характеризуется одним максимумом (см. рис. 9.4), поэтому наряду с другими используют простейшую тригонометрическую формулу, имеющую вид [7, 17]

$$x = 0,5 \left[1 - \cos \left(\pi \frac{\tau}{\tau_{\text{сг}}} \right) \right], \quad (9.21)$$

или

$$\frac{dx}{d\tau} = \frac{\pi}{\tau_{\text{сг}}} \sin \left(\frac{\pi}{\tau_{\text{сг}}} \tau \right), \quad (9.22)$$

где $\tau \in [0, \tau_{\text{кон}}]$ и $\tau_{\text{кон}} = \tau_{\text{сг}}$. В настоящее время тригонометрическая формула не находит широкого практического применения и в основном используется для оценки концентрации токсичных веществ, например, оксидов азота. В частности в [7] указано, что для расчета характеристик процесса сгорания в бензиновом двигателе она практически дает такие же результаты, что и закон Вибе при показателе сгорания $m = 2,5 - 4,5$.

9.4. Расчет тепловыделения на основе теории цепных реакций. Закон Вибе

9.4.1. Вывод уравнения (закона) Вибе

Реакция горения углеводородных топлив, как уже отмечалось ранее, протекает по сложному цепному механизму, где решающую

роль играют разветвленные цепные реакции. Скорость сгорания в этих реакциях выражается уравнением Семенова

$$u_{\text{реак}} = -\frac{dC_{\tau}}{d\tau} = C_{\tau 0} \frac{dx}{d\tau} = KC_{\tau}n, \quad (9.23)$$

где $C_{\tau 0}$ — начальная концентрация топлива; K — константа скорости реакции; n — концентрация активных центров цепных реакций — атомов и свободных радикалов. Скорость изменения концентрации $dn/d\tau$ активных центров определяется выражением (7.34). Если x есть доля прореагировавшего к моменту времени τ топлива, то доля непрореагировавшего топлива к этому же моменту времени равна $(1 - x)$. Тогда текущая концентрация не прореагировавшего топлива $C_{\tau} = C_{\tau 0}(1 - x)$. Следуя Вибе [2, 21], выразим изменение концентрации активных центров в ходе реакции горения в виде показательной функции от текущего времени реакции:

$$n = C_1 \tau^m, \quad (9.24)$$

где C_1 — постоянная величина; m — показатель характера процесса сгорания (его часто называют также формпараметром, или формфактором, процесса сгорания). Подстановка этого соотношения в (9.23), а затем интегрирование в пределах от момента времени $\tau = 0$ начала процесса сгорания до текущего момента времени τ с учетом предположения, что $m = \text{const}$, позволяет получить уравнение, описывающее закон тепловыделения Вибе

$$x = 1 - \exp(C\tau^{m+1}), \quad (9.25)$$

где $C = -KC_1/(m + 1)$. Практическое использование этого выражения затруднено, поскольку не известны значения постоянных величин K и C_1 . Однако эти трудности могут быть легко преодолены, если будет известна доля топлива $x = x_{\text{кон}}$, выгоревшая к моменту окончания процесса сгорания, $\tau = \tau_{\text{кон}}$. Действительно, из (9.25) для текущего момента времени τ следует, что $\ln(1 - x) = C\tau^{m+1}$. Аналогично, для момента времени $\tau_{\text{кон}}$ имеем $\ln(1 - x_{\text{кон}}) = C\tau_{\text{кон}}^{m+1}$. Поделив первое выражение на второе, получаем соотношение

$$\frac{\ln(1 - x)}{\ln(1 - x_{\text{кон}})} = \left(\frac{\tau}{\tau_{\text{кон}}} \right)^{m+1}. \quad (9.26)$$

Знаменатель левой части этого уравнения определяет значение так называемого коэффициента Вибе. Действительно, если принять, что $x_{\text{кон}} = 0,999$, то из (9.26) получим уравнение Вибе, или, как его часто называют, закон тепловыделения Вибе

$$x = 1 - \exp \left[-6,908 \left(\frac{\tau}{\tau_{\text{сг}}} \right)^{m+1} \right], \quad (9.27)$$

откуда скорость сгорания

$$\frac{dx}{d\tau} = \frac{6,908(m+1)}{\tau_{\text{сг}}} \left(\frac{\tau}{\tau_{\text{сг}}} \right)^m \exp \left[-6,908 \left(\frac{\tau}{\tau_{\text{сг}}} \right)^{m+1} \right]. \quad (9.28)$$

В этих выражениях $\tau_k = \tau_{\text{сг}}$, так как началу процесс сгорания соответствует момент времени $\tau = 0$. Введение безразмерного времени $\bar{\tau} = \tau/\tau_{\text{сг}}$, где $\bar{\tau} \in [0, 1]$, придает закону Вибе (9.28) следующий вид:

$$\frac{dx}{d\bar{\tau}} = 6,908(m+1)\bar{\tau}^m \exp(-6,908\bar{\tau}^{m+1}). \quad (9.29)$$

Отметим, что в силу принятой гипотезы о полноте сгорания топлива, существенно изменяется постоянный коэффициент Вибе. Например, при $x_{\text{кон}} = 0,99$ или $x_{\text{кон}} = 0,9999$ коэффициент Вибе принимает значение $-4,605$ или $-9,210$ соответственно. На рис. 9.7 показан характер изменения скорости тепловыделения в соответствии с гипотезой о полноте сгорания топлива. Как видно, изменение значения $x_{\text{кон}}$ менее чем на 1% приводит к изменению максимальной скорости тепловыделения примерно на 33%. Таким образом, один и тот же процесс тепловыделения в зависимости от принятых значений $x_{\text{кон}}$, согласно теории Вибе, может иметь различную динамику развития. Во избежание этого в (9.27)–(9.29) принято, что $x_{\text{кон}} = 0,999$ с соответствующим значением коэффициента Вибе, равным 6,908.

Следует подчеркнуть, что при наличии результатов экспериментальных исследований тепловыделения практически всегда можно подобрать значения показателя m и продолжительности сгорания $\tau_{\text{сг}}$, позволяющие с достаточной точностью смоделировать процесс сгорания на основе закона Вибе. Однако при модели-

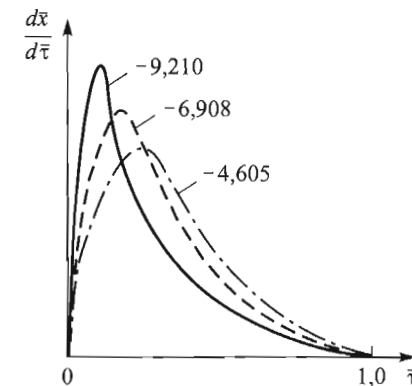


Рис. 9.7. Характер изменения скорости тепловыделения в соответствии с гипотезой о полноте сгорания топлива ($m = \text{const}$):

$\ln(1 - x_{\text{кон}}) = -9,210$ (—); $-6,908$ (---); $-4,605$ (-·-)

ровании рабочего цикла следует не только смоделировать процесс сгорания, но и «разместить» его в положенном ему месте в цикле, т. е. задать момент времени начала процесса сгорания. Таким образом, моделирование процесса сгорания с помощью закона Вибе предусматривает задание моментов времени начала и окончания процесса сгорания, которые однозначно определяют его продолжительность, а также показателя характера процесса сгорания. Очевидно, что возможность вариации нескольких параметров в одном уравнении формально позволяет подобрать их так, чтобы моделирование приводило к адекватным по отношению к эксперименту результатам. В этом и заключается преимущество закона Вибе, но одновременно это и есть его уязвимое место. Например, при моделировании рабочего процесса, характеризующегося в реальных двигателях относительно поздним началом процесса сгорания, в целях получения удовлетворительного совпадения расчетных и экспериментальных данных, не исключено, что момент времени начала сгорания при использовании закона Вибе потребует задавать с опережением относительно начала впрыскивания в реальном двигателе. Очевидно, что в таком случае, несмотря на хорошее совпадение экспериментальных и опытных зависимостей $p(\varphi)$, $T(\varphi)$, закон тепловыделения Вибе в полной мере не отображает физическую реальность процесса в КС.

9.4.2. Показатель характера сгорания

Момент времени, когда скорость тепловыделения принимает максимальное значение, определяется из равенства нулю производной по времени от функции (9.29):

$$\bar{\tau}_{\max} = \left(\frac{1}{6,908} \frac{m}{m+1} \right)^{\frac{1}{m+1}}. \quad (9.30)$$

Следовательно, показатель m однозначно устанавливает положение максимума на характеристике скорости тепловыделения. На рис. 9.8 показано изменение интегрального и дифференциального законов Вибе в зависимости от показателя характера сгорания. Ясно, что чем меньше значение m , тем ближе максимум скорости сгорания расположен к началу сгорания. В дизелях $\bar{\tau} \approx 0,1 - 0,3$, в бензиновых двигателях $\bar{\tau} \approx 0,5 - 0,6$ (см. рис. 9.4). Определив с учетом (9.30) величину $\tau_{\max} = \tau_{\max} \bar{\tau}_{\text{сг}}$ и подставив ее в (9.27), получим доли топлива, сгоревшего к моменту времени $\tau = \tau_{\max}$, соответствующему максимальной скорости сгорания,

$$x_{\max} = 1 - \exp\left(-\frac{m}{m+1}\right), \quad (9.31)$$

т. е. показатель характера сгорания также однозначно определяет долю топлива, сгоревшего в период нарастания скорости сгорания и, разумеется, в период убывания скорости сгорания. Для определения этого параметра обычно используют экспериментальную

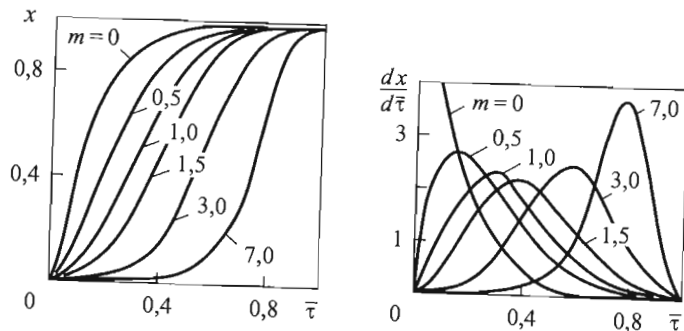


Рис. 9.8. Изменение доли сгоревшего топлива и относительной скорости сгорания в зависимости от показателя характера сгорания

индикаторную диаграмму $p = p(\tau)$, в результате обработки которой (см. гл. 8) получают зависимость $x = x(\tau)$. Применяв к закону Вибе (9.27) двойное логарифмирование, получим уравнение прямой линии

$$Y = aX + b, \quad (9.32)$$

где $Y = \lg \tau$; $a = 1/(m + 1)$; $X = \lg [\ln(1 - x) - \lg(-6,908)]$; $b = \lg \tau_{\text{сг}}$. Если экспериментальная зависимость $x = x(\tau)$ соответствует закону Вибе (9.27), то, построив на ее основе график прямой линии (9.32), можно найти значения постоянных величин a и b , т. е. показатель характера сгорания m и продолжительность $\tau_{\text{сг}}$ процесса сгорания. В формулах (9.27), (9.28) параметр $m > 0$, в противном случае эти формулы теряют смысл.

Пусть $-1 < m < 0$, например, $m = -0,3$ (это значение как одно из допустимых иногда ошибочно приводится в литературе). Тогда при $\varphi_{\text{н,сг}} = 60$ град угла поворота коленчатого вала и $n = 2000 \text{ мин}^{-1}$ в начале процесса сгорания, например при $\tau = 0,1 \text{ мс}$, в соответствии с (9.28) $dx/d\tau \approx 10^5 \text{ с}^{-1}$, т. е. скорость сгорания топлива нереально высокая и, следовательно, при $-1 < m < 0$ выражения (9.30) и (9.31) лишены физического смысла.

По результатам моделирования рабочего процесса с применением реального закона тепловыделения, полученного на основе экспериментальной индикаторной диаграммы, а также в соответствии с законом Вибе построены зависимости (рис. 9.9), для которых подобраны значения момента времени начала тепловыделения, продолжительности сгорания и показателя характера сгорания. Основная цель при подборе этих параметров заключалась в обеспечении удовлетворительного совпадения экспериментальных значений изменения давления и температуры с расчетными, что и было достигнуто. Однако, согласно закону Вибе, значения вышеуказанных параметров отличаются от их реальных значений. В табл. 9.1 приведены результаты экспериментальных исследований двигателя MAN 24/30, работающего по газодизельному циклу (природный газ + запальная доза дизельного топлива). Схема экспериментальных исследований описана в разд. 8.8.

В данном случае зависимость продолжительности сгорания от показателя характера m хорошо (с точностью до 7 %) описывается уравнением

$$\varphi_{\text{сг}} = 35,6m + 17.$$

Очевидно, что в реальных условиях показатель характера сгорания меняется в течение процесса сгорания, $m \neq \text{const}$, так как ме-

Таблица 9.1

$\Phi_{впр}$, град	n , мин ⁻¹	p_e , бар	$\Phi_{н.сг}$, град	$\Phi_{сг}$, град	$\Phi_{н.сг}$, град	$\Phi_{сг}$, град	m	p_e , бар
			на основе индикаторной диаграммы		согласно закону Вибе			
330	800	11,33	351	44	341	67	1,40	11,49
335	800	11,24	351	47	340	71	1,56	11,44
340	800	10,84	352	43	339	75	1,85	11,0
345	800	10,22	354	45	337	89	2,03	10,26
350	800	9,53	358	53	337	98	2,27	9,56

няется сама скорость сгорания и лимитирующая роль физических процессов испарения и диффузии. Допущение, принятое в законе Вибе, $m = \text{const}$, обусловлено различием экспериментальных и расчетных значений параметров, приведенных в табл. 9.1.

9.4.3. Распространение закона Вибе на двухфазный процесс сгорания

Закон Вибе, когда кинетическая фаза сгорания заметна, но резко не выделяется, т. е. при неярко выраженных двух максимумах скорости тепловыделения (см. рис. 9.9), успешно может быть применен для моделирования рабочего процесса. В случае, когда процесс тепловыделения имеет ярко выраженный двухфазный характер, как например на рис. 9.1, его нельзя описать с помощью одной функции Вибе с одинаковой точностью в каждой фазе. Такой двухфазный процесс сгорания предлагается описывать с помощью двух функций Вибе (так называемых *doppel-Wiebe*), первая из которых описывает фазу взрывообразного кинетического процесса сгорания, а вторая — основную фазу диффузионного процесса сгорания [20]. При этом используется принцип суперпозиции механизмов сгорания топлива в начальной и основной фазах с последующим суммированием описывающих зависимостей с целью получения результирующих значений $x = x(\tau)$ и $dx/d\tau = f(\tau)$.

Для получения однозначного результата следует четко разграничить кинематическую и динамическую фазы процесса сгорания, т. е. установить корреляционную зависимость между обеими

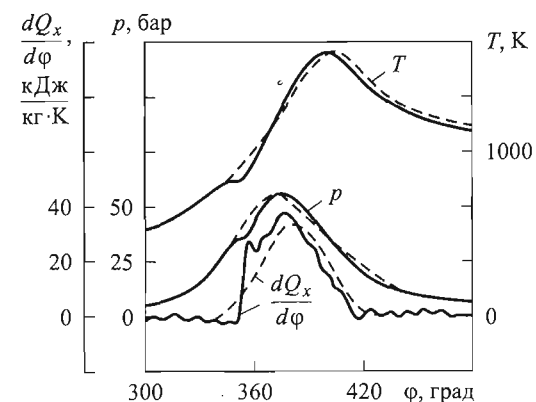


Рис. 9.9. Экспериментальные (—) и расчетные (---) зависимости, построенные для двигателя MAN 24/30:

экспериментальные значения параметров на основе индикаторной диаграммы — $\Phi_{н.сг} = 354$ град, $\Phi_{сг} = 45$ град, $p_z = 54,75$ бар, $T_z = 1595$ К, $p_e = 10,22$ бар; расчетные значения параметров по закону Вибе — $\Phi_{н.сг} = 337$ град, $\Phi_{сг} = 89$ град, $m = 2,03$, $p_z = 54,54$ бар, $T_z = 1601$ К, $p_e = 10,26$ бар

функциями Вибе. Первая и вторая функции Вибе, описывающие соответственно кинетическую и диффузионную фазы процесса сгорания (рис. 9.10), имеют вид

$$x_1 = 1 - \exp \left[-6,908 \left(\frac{\tau_1}{\tau_{cr1}} \right)^{m_1+1} \right], \quad x_2 = 1 - \exp \left[-6,908 \left(\frac{\tau_2}{\tau_{cr2}} \right)^{m_2+1} \right], \quad (9.33)$$

откуда

$$\frac{dx_1}{d\tau_1} = \frac{6,908(m_1+1)}{\tau_{cr1}} \left(\frac{\tau_1}{\tau_{cr1}} \right)^m \exp \left[-6,908 \left(\frac{\tau_1}{\tau_{cr1}} \right)^{m_1+1} \right],$$

$$\frac{dx_2}{d\tau_2} = \frac{6,908(m_2+1)}{\tau_{cr2}} \left(\frac{\tau_2}{\tau_{cr2}} \right)^{m_2} \exp \left[-6,908 \left(\frac{\tau_2}{\tau_{cr2}} \right)^{m_2+1} \right]. \quad (9.34)$$

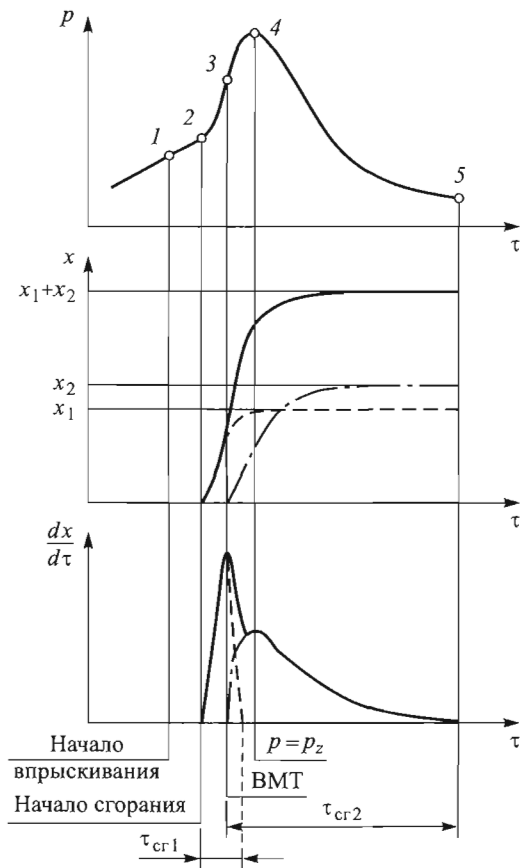


Рис. 9.10. К представлению процесса сгорания с помощью двух функций Вибе (—, ---) и характеристики тепловыделения (—·—)

Текущее время τ в кинетической фазе отсчитывают от момента времени начала сгорания $\tau_{cr1} = 0$, соответствующего началу процесса сгорания, а текущее время τ_{cr2} в диффузионной фазе — от момента времени, соответствующего максимальной скорости тепловыделения в кинетической фазе (точка 3 на рис. 9.10). Предположение о том, что этот момент времени можно считать началом диффузионного горения, подтверждается появлением в цилиндре излучения, которое служит характерным признаком диффузионного горения. Доля выгоревшего топлива и скорость сгорания соответственно равны

$$x = x_1 + x_2, \quad dx/d\tau = dx_1/d\tau_1 + dx_2/d\tau_2. \quad (9.35)$$

Значение коэффициента Вибе $C = -6,908$ для обеих функций означает, что первая фаза заканчивается после того, как параметр x_1 (см. (9.33)) достигнет значения 0,999.

Далее по результатам обработки экспериментальной индикаторной диаграммы определяют функции тепловыделения $x = x(\tau)$ и $dx/d\tau = f(\tau)$, находят значения параметров m_1 и m_2 и τ_{cr1} , τ_{cr2} , а также доли выгоревшего топлива и скорости сгорания в первой и второй фазах. Для этого, согласно методу, изложенному в [20], должны быть известны следующие моменты времени (угла поворота): моменты времени, соответствующие максимуму скорости тепловыделения в кинетической фазе сгорания (т. е. момент начала диффузионного горения), максимальному давлению цикла, окончанию тепловыделения. Кроме того, необходимо вычислить общее количество выделенной теплоты Q_x , функции $Q_x(\tau)$ и $dQ_x/d\tau = f(\tau)$ в момент времени, соответствующий $p = p_{max}$. При этом сначала определяют параметры m_2 и τ_{cr2} , x_2 и Q_{x2} второй функции Вибе. Поскольку параметры m_2 и τ_{cr2} для каждого значения x_2 или Q_{x2} могут принимать различные значения, то необходимо ввести дополнительное условие. Это условие предусматривает равенство относительных скоростей сгорания, полученных по результатам обработки индикаторной диаграммы и по уравнению Вибе, в момент времени, когда давление в цилиндре двигателя достигает максимального значения:

$$\left(\frac{dQ_x/d\tau}{Q_x} \right)_{p_{max}}^{индик} = \left(\frac{dQ_x/d\tau}{Q_x} \right)_{p_{max}}^{Вибе}. \quad (9.36)$$

Затем на основе точечных значений второй функции Вибе определяют значения параметров первой функции Вибе, которые получают путем вычитания ординат кривой, описываемой второй функцией, от общего (результатирующего) тепловыделения, полученного по данным обработки экспериментальной индикаторной диаграммы.

Таким образом, в результате применения предложенного в [20] метода рассчитанный с помощью экспериментальной индикаторной диаграммы процесс тепловыделения описывается двумя функциями Вибе. Несмотря на то, что этот метод демонстрирует возможность применения функции Вибе для двухфазного процес-

са сгорания, он мало пригоден для прогнозирования тепловыделения вновь проектируемых двигателей. Видимо, это возможно при наличии достаточного статистического материала, полученного на основе испытаний большого количества различных типов двигателей. При этом необходимо, чтобы каждый вариант индикаторной диаграммы обрабатывался в целях определения параметров так называемой двойной функции Вибе, затем рассчитывались параметры изменения давления и температуры в цилиндре, и только после этого еще раз уточнялись значения параметров Вибе. Конечно, аналогичные действия следует проводить и при использовании обычной одинарной функции Вибе, однако очевидно, что в случае «двойной функции Вибе» это гораздо сложнее выполнить. Поэтому если кинетическая и диффузионная фазы процесса сгорания ярко не выражены (см. кривую 2 на рис. 9.4), используют одинарную функцию Вибе.

В [15] для анализа двухфазного процесса сгорания с помощью функции Вибе используется другой подход — процесс сгорания топлива представляют в виде системы двух зависимостей, которые, согласно рис. 9.1, можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} x &= 1 - \exp \left[-6,908 \left(\frac{\tau}{\tau_{cr1}} \right)^{m_1+1} \right], & \tau_C \geq \tau > 0; \\ x &= 1 - \exp \left[-6,908 \left(\frac{\tau}{\tau_{cr2}} \right)^{m_2+1} \right], & \tau \geq \tau > \tau_C. \end{aligned} \quad (9.37)$$

Очевидно, что доли выгоревших в кинетической и диффузионной фазах топлива в точке C , т. е. при $\tau = \tau_C$, равны (см. рис. 9.1). Тогда равенство двух выражений (9.37), записанное для этой точки, дает

$$\tau_{cr1}^{m_1+1} = \tau_C^{m_1-m_2} \tau_{cr2}^{m_2+1}.$$

После подстановки этого соотношения в первое выражение из (9.37) получают

$$x = 1 - \exp \left[-6,908 \left(\frac{\tau}{\tau_C} \right)^{m_1-m_2} \left(\frac{\tau}{\tau_{cr}} \right)^{m_2+1} \right], \quad \tau \geq \tau_C, m_2 = m_1. \quad (9.38)$$

Отсюда скорость сгорания

$$\frac{dx}{d\tau} = 6,908 \frac{m_1+1}{\tau_{cr}} \left(\frac{\tau}{\tau_C} \right)^{m_1-m_2} \left(\frac{\tau}{\tau_{cr}} \right)^{m_2} \exp \left[-6,908 \left(\frac{\tau}{\tau_C} \right)^{m_1-m_2} \left(\frac{\tau}{\tau_{cr}} \right)^{m_2+1} \right], \quad \tau \geq \tau_C, m_2 = m_1. \quad (9.39)$$

Отметим, что в (9.38) и (9.39) в соответствии с рис. 9.1 $\tau_{cr} = \tau_{cr2}$.

Итак, в уравнениях Вибе, записанных в виде (9.38) и (9.39), для моделирования двухфазного процесса сгорания используют константы m_1 , m_2 , τ_C и τ_{cr} . В этом случае показатели характера кинетического m_1 и диффузионного m_2 горения определяют долю выгоревшего топлива и скорость сгорания в текущий момент времени, а при $\tau \geq \tau_C$ показатели характера сгорания равны, $m_2 = m_1$.

В некоторых случаях, когда тепловыделение продолжается на линии расширения, двойная функция Вибе не позволяет удовлетворительно описать процесс тепловыделения. Это объясняется математической формой записи закона Вибе. Так, диффузионная фаза процесса сгорания описывается вторым экспоненциальным членом, с помощью которого в силу его асимптотического поведения нельзя описать возможный дополнительный всплеск (третий максимум) тепловыделения в конце процесса сгорания (см. рис. 9.9). Очевидно, что если окончание процесса сгорания точно не описано, то при расчете рабочего процесса значения температуры отработавших газов и максимального давления цикла также будут неточными, что приведет к несогласованию расчетных и экспериментальных значений расхода топлива. Поэтому при использовании двойной функции Вибе параметры кинетической фазы должны быть скорректированы так, чтобы расчетное значение максимального давления совпало с экспериментальным, а параметры диффузионной фазы — так, чтобы расчетное значение температуры газа перед турбиной совпало с экспериментальным. Механический КПД должен соответствовать эффективному расходу топлива, совпадающему с его экспериментальным значением. Кроме того, при использовании функции Вибе для описания ярко выраженной кинетической фазы необходимо, чтобы $m_1 \gg 1$. Однако функция Вибе с таким показателем имеет замедленный темп роста в начале процесса сгорания (см. рис. 9.8). В связи с этим для описания цикла с ярко выраженной кинетической фазой в первой функции двойной функции Вибе начало тепловыделения следует по сравне-

нию с экспериментом задавать значительно раньше (см. табл. 9.1 и рис. 9.9).

9.4.4. Модификация закона Вибе с учетом переменного показателя характера сгорания

В реальных условиях горения топлива показатель характера сгорания изменяется в процессе сгорания, что обусловлено последовательным изменением скорости и лимитирующей роли процессов испарения, диффузии и отдельных стадий химических превращений [13]. Предполагая, что показатель характера сгорания изменяется с течением времени $m_\tau = m_\tau(\tau)$ в (9.24), можно подобрать такой закон изменения $m_\tau = m_\tau(\tau)$ показателя $m_\tau \neq m$, при котором будет удовлетворяться равенство

$$\int_0^{\tau} C_1 \left(\frac{\tau}{\tau_{\text{ср}}} \right)^m d\tau = C \left(\frac{\tau}{\tau_{\text{ср}}} \right)^{m_\tau+1}. \quad (9.40)$$

Тогда уравнение (9.25) при $m_\tau = m_\tau(\tau)$ принимает вид

$$x = 1 - \exp \left[C \left(\frac{\tau}{\tau_{\text{ср}}} \right)^{m_\tau+1} \right]. \quad (9.41)$$

Из этого уравнения получаем выражение для скорости сгорания

$$\frac{dx}{d\tau} = - \left[C(m_\tau + 1) \left(\frac{\tau}{\tau_{\text{ср}}} \right)^{m_\tau} + C \left(\frac{\tau}{\tau_{\text{ср}}} \right)^{m_\tau+1} \frac{dm_\tau}{d\tau} \ln \frac{\tau}{\tau_{\text{ср}}} \right] \exp \left[-C \left(\frac{\tau}{\tau_{\text{ср}}} \right)^{m_\tau+1} \right], \quad (9.42)$$

которое отличается от известного уравнения Вибе (9.28) или (9.34) тем, что учитывает $m_\tau = \text{var}$. Очевидно, что для практического применения (9.42) необходимо знать закономерности изменения показателя $m_\tau = m_\tau(\tau)$, который, согласно [13], называют показателем динамики сгорания. На рис. 9.11 приведены результаты экспериментальных исследований шести различных двигателей [13], где каждый значок соответствует номеру опыта. Кружочками обозначены значения m_τ , при которых расчетные значения x по уравнению (9.41) совпадают с экспериментальными на различных участках характеристик тепловыделения. Экспериментальные значения

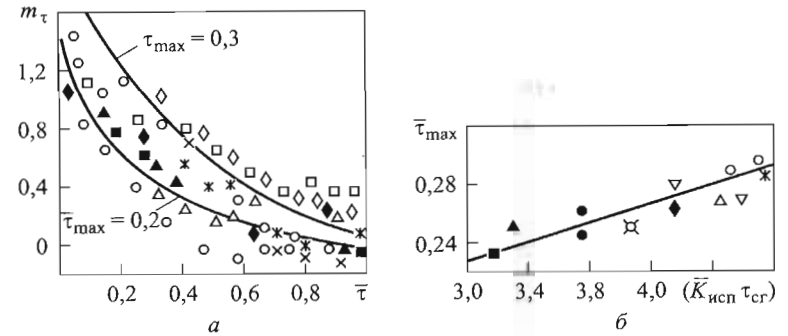


Рис. 9.11. Изменение показателя динамики сгорания m_τ (а) и относительного момента времени $\bar{\tau}_{\text{max}}$ (б) достижения максимума скорости сгорания в диффузионной фазе

были получены путем обработки индикаторных диаграмм. На основе многочисленных экспериментов были получены следующие корреляционные зависимости для участка основного сгорания:

$$m_\tau = 10 \bar{\tau}_{\text{max}} (1 - \bar{\tau}^{\bar{\tau}_m}); \quad \bar{\tau}_{\text{max}} = 0,14 + 0,03 \bar{K}_{\text{исп}} \tau_{\text{ср}}, \quad (9.43)$$

где $\bar{\tau} = \frac{\tau}{\tau_{\text{ср}}}$ — относительное текущее время сгорания;

$\bar{\tau}_{\text{max}} = \frac{\tau_{\text{max}}}{\tau_{\text{ср}}}$ — относительный момент достижения максимальной

скорости сгорания в диффузионной фазе; $\bar{K}_{\text{исп}}$ — относительная константа испарения. Подчеркнем, что текущее время сгорания в данном случае отсчитывается от начала впрыскивания топлива, а продолжительность сгорания рассматривается как сумма продолжительности $\tau_{\text{впр}}$ впрыскивания топлива и продолжительности $\tau_{\text{выг}}$ выгорания крупных капель топлива, поступивших в КС в конце процесса впрыскивания. Принимается, что процесс сгорания продолжается до момента выделения 99 % располагаемой теплоты сгорания цикловой порции топлива, т. е.

$$\tau_{\text{ср}} = \tau_{\text{впр}} + \tau_{\text{выг}}. \quad (9.44)$$

Таким образом, процесс химического преобразования паров топлива, согласно (9.44), включает в себя также предпламенные

реакции в период задержки самовоспламенения. Как указывалось ранее, окончание процесса сгорания соответствует выгоранию 99,9 % топлива, что в реальных условиях маловероятно и делает ненадежным определение этого момента времени по экспериментальным характеристикам тепловыделения в связи с характером их протекания на завершающей стадии горения, $x \rightarrow 1$. И несмотря на это, метод Вибе в принципе позволяет допустить, что к концу процесса сгорания доля выгоревшего топлива принимает любое значение.

На рис. 9.11, а показаны графики изменения показателя динамики сгорания m_τ для двух значений: $\bar{\tau}_{\max} = 0,2$ и $\bar{\tau}_{\max} = 0,3$, а на рис. 9.11, б — для экспериментальных значений $\bar{\tau}_{\max}$. Соответствующие аппроксимирующие зависимости построены по формулам (9.43). Окончательно скорость выгорания топлива с учетом показателя динамики сгорания описывается уравнением

$$\frac{dx}{d\tau} = -C(m_\tau + 1)\bar{\tau}^{m_\tau} \left[1 - 10\bar{\tau}_{\max}^2 \frac{\bar{\tau}^{\bar{\tau}_{\max}}}{m_\tau + 1} \ln \bar{\tau} \right] \exp(-C\bar{\tau}^{m_\tau + 1}), \quad (9.45)$$

представляющим собой модифицированный закон Вибе.

Показатель динамики сгорания характеризуется, согласно (9.43), продолжительностью процесса сгорания и константой испарения (момент достижения максимальной скорости также определяется этими двумя параметрами).

Продолжительность процесса сгорания можно определить исходя из следующих предположений:

продолжительность $\tau_{\text{впр}}$ впрыскивания топлива является известной (заданной) величиной;

продолжительность $\tau_{\text{выг}}$ выгорания топлива зависит от размеров крупных капель, поступивших в КС в конце впрыскивания, скоростей их испарения и выгорания образовавшихся паров.

Предельный диаметр a капель топлива, при полном испарении и выгорании которых процесс сгорания считается законченным, можно найти из закона распределения Розина — Рамлера (см. гл. 5) или выразить через диаметр Заутера a_{32} , т. е.

$$a = [-\ln(1 - \Omega)]^{\frac{1}{n}} a_0 = Ba_{32}, \quad (9.46)$$

где Ω — объемная (и массовая, так как плотность топлива $\rho_\tau = \text{const}$) доля капель с диаметром менее a ; n — константа (характеристика) распределения размеров капель; a_0 — постоянная величина (характеристика размера). С помощью коэффициента пропорциональности B учитывают, что крупные капли, в основном, образуются в начальной и заключительной фазах впрыскивания, за время полного испарения капель диаметром менее a частично испаряются и более крупные капли, а также, что характеристика распределения размеров n зависит от конструкции форсунки и перепада давления у соплового отверстия.

В [13] приведено приближенное выражение для определения коэффициента пропорциональности

$$B = 1,5 + 0,018 \exp(\Delta p)^{0,272}, \quad (9.47)$$

где Δp — среднее значение перепада давления у соплового отверстия закрытой форсунки.

Средний диаметр капли Заутера можно определить по известным полуэмпирическим формулам (см. разд. 5.7).

Для вычисления a_{32} можно использовать, например, формулу Лышевского, $a_k = Ad_c \left(\frac{\rho_v}{\rho_\tau} We \right)^{-0,266} Lp^{0,0733}$. Если принять, что эмпирический коэффициент в этой формуле, зависящий от конструкции форсунки и способа усреднения диаметра капель, $A = 2,68$ [1], то получим, что $a_k = a_{32}$. Для разделенной топливной аппаратуры форсированных дизелей с закрытыми многосопловыми форсунками $A = 1,7$ [12].

Относительная константа испарения (см. (9.43)) также зависит от диаметра капли Заутера:

$$\bar{K}_{\text{исп}} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{K_{\text{исп}}}{a_{32}}, \quad (9.48)$$

где $K_{\text{исп}} = \Psi K_{\text{исп}}^0$, $K_{\text{исп}}^0 = (10^6 p_c)^{-1}$ — теоретическая константа испарения при сверхкритических (для фазового перехода жидкого топлива в пар) параметрах заряда в цилиндре, м²/с; поправочная функция Ψ , учитывающая испарение капель в условиях конвекции. После завершения впрыскивания, когда наступает период диффузионного горения и догорания, движение капель в направлении впрыскивания практически прекращается, однако существует относительное движение капель топлива и газового заряда вследствие его вихревого и турбулентного движения. Скорость относительного

движения каплей и турбулизованного заряда повышается с увеличением инерционной массы (размера) каплей и пульсационной скорости заряда, а также с ростом числа Рейнольдса. С учетом того что скорость и частота турбулентных пульсаций в основном зависят от интенсивности вихря, а давление в конце процесса сжатия в достаточной степени характеризует среднее давление в процессе сгорания, а также то, что температура у поверхности испаряющейся капли близка к критической, было получено выражение [13]

$$\Psi = k(ac_{u \max})^{0,75} p_c^{0,25}, \quad (9.49)$$

где k — эмпирический коэффициент, зависящий от конструкции КС (для двигателей ЧН 32/32, ЧН 26/34, ЧН 12/14, ДН 20,7/2×25,4 по данным [13] $k = 250-275$); a — диаметр крупных каплей, м; $c_{u \max}$ — максимальная тангенциальная скорость движения заряда в КС в ВМТ, м/с; p_c — расчетное давление в конце условно продолженного до ВМТ процесса сжатия. При отсутствии данных о величине $c_{u \max}$ ее можно ориентировочно определить по предельно допустимой скорости исходя из предельного условия «перезавихривания» заряда (для номинального режима работы)

$$c_{u \max \text{ ном}} \leq \pi d_r / (z \tau_{\text{впр}}), \quad (9.50)$$

где d_r — диаметр горловины КС, м; z — число сопловых отверстий форсунок. В режиме частичной нагрузки двигателя в зависимости от частоты вращения коленчатого вала

$$c_{u \max} = c_{u \max \text{ ном}} n / n_{\text{ном}}. \quad (9.51)$$

На завершающей стадии горения, когда $x \rightarrow 1$, значительная часть содержащегося в заряде кислорода уже израсходована и скорость сгорания топлива зависит не только от скорости его испарения, но и от концентрации кислорода в заряде (пропорциональной $\alpha_{\text{в/т}} - x$) и скорости его диффузии в зоне горения (пропорциональной Ψ). Тогда время выгорания крупных каплей топлива, поступивших в конце впрыскивания [13],

$$\tau_{\text{выг}} = \tau_{\text{исп}} \left(1 + \frac{A^* K_{\text{исп}}^0}{\alpha_{\text{в/т}} - 1} \right), \quad (9.52)$$

где $\tau_{\text{исп}} = a^2 / K_{\text{исп}}$ — время испарения крупных каплей в соответствии с законом Срезневского (см. разд. 6.4); $\alpha_{\text{в/т}}$ — отношение

воздух/топливо в цилиндре; A^* — эмпирический коэффициент, учитывающий суммарное влияние всех физических факторов, определяющих продолжительность диффузионного горения. Для перерасчетных выше двигателей рекомендуется выбирать значение $A^* = 2,5 \cdot 10^6 \text{ с/м}^2$.

Таким образом, на основе изложенного алгоритма можно определить условную продолжительность сгорания (9.44) в зависимости от параметров впрыскивания и распыливания топлива, термодинамических параметров заряда в цилиндре.

При практическом применении уравнения (9.45) следует учитывать, что выгорание паров топлива, образовавшихся за время задержки τ_i , происходит с запаздыванием в связи с задержкой самовоспламенения. Вследствие этого в период кратковременной вспышки после самовоспламенения фактическая (реальная) доля x_p выгоревшего топлива меньше потенциальной доли x , рассчитанной по (9.41) при условии совмещения начала химического превращения топлива с началом впрыскивания, т. е. $x_p < x$. Скорость тепловыделения dx_p/dt , наоборот, больше, чем dx/dt , рассчитанная по (9.45), на величину добавки от выгорания тех паров топлива, которые образовались за время τ_i , т. е. $dx_p/dt > dx/dt$. В связи с этим для периода задержки воспламенения τ_i используются следующие расчетные формулы:

$$x_p = x - x_i (1 - \bar{x}_{ip}); \quad (9.53)$$

$$\frac{dx_p}{d\tau} = \frac{dx}{d\tau} + x_i \frac{d\bar{x}_{ip}}{d\tau}, \quad (9.54)$$

где x и dx/dt — доля выгоревшего топлива и скорость сгорания соответственно, рассчитанные по (9.41) и (9.45) для текущего момента времени $\tau > \tau_i$; x_i — доля располагаемого топлива, испарившегося, но не выгоревшего за промежуток времени τ_i , определяется

по формуле (9.41) для момента времени $\tau = \tau_i$; \bar{x}_{ip} и $\frac{d\bar{x}_{ip}}{d\tau}$ — от-

носительная доля от x_i и скорость ее выгорания, определяются также по (9.41) и (9.45), но подстановкой в них величины $\tau_{\text{всп}}$ вместо $\tau_{\text{сг}}$, при этом продолжительность вспышки приблизительно можно определить из соотношения $\tau_{\text{всп}} \approx 0,5\tau_i$, а время задержки воспламенения τ_i — по известным формулам (см. разд. 8.5). На рис. 9.12 приведен один из примеров сопоставления расчетных (по

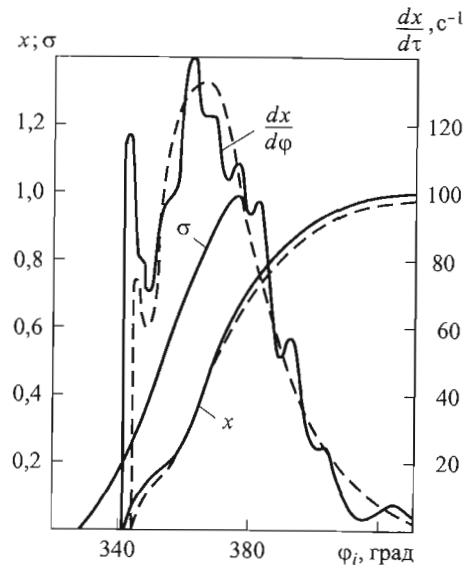


Рис. 9.12. Интегральные и дифференциальные законы сгорания топлива, полученные расчетным (— — —) и экспериментальным (—) путем для дизеля ЧН 32/32 ($p_e = 19,1$ бар, $n = 900$ мин $^{-1}$, $\varepsilon = 11,0$, $d_c = 0,45$ мм, $z = 9$, $m_{ц} = 2,84$ г/цикл, $\varphi_{впр} = 44$ град)

изложенному методу) и экспериментальных результатов. Проведенный сравнительный анализ для двигателей, работающих на различных режимах [13], показал, что отклонение расчетных значений скоростей сгорания топлива от экспериментальных на основных участках процесса сгорания не превышает 10 % ($\varphi_{сг} = 104/100$ град, $\bar{\varphi}_m = 0,293/0,295$, $dx/dt = 133 \text{ с}^{-1}/140 \text{ с}^{-1}$). При этом погрешность вычисления индикаторного КПД двигателя не более 1...1,5 %.

Очевидно, что модифицированный метод Вибе можно усовершенствовать, в частности, введением в изложенный алгоритм более детального метода расчета процесса диффузии как в горячей свободной струе, так и в пристеночной пленке топлива. Это позволило бы отказаться от использования эмпирического коэффициента A^* , наличие которого наряду с другими коэффициентами A , k несколько снижает преимущества этого метода по сравнению с традиционным методом Вибе. Практическое применение данной модели для вновь проектируемых двигателей осложнено еще и

тем, что отсутствуют статистические данные для различных типов поршневых двигателей. Тем не менее эта относительно простая модель процесса сгорания в дизелях позволяет учитывать ряд конструктивных, регулировочных и режимных параметров, влияющих на распыливание и испарение топлива, и на его сгорание, следовательно, позволяет проводить расчетную оптимизацию этих параметров, что, безусловно, является преимуществом по сравнению с традиционной моделью Вибе.

9.5. Скорость тепловыделения как плотность распределения вероятности

Скорость тепловыделения (выгорания топлива) x , меняющуюся в процессе сгорания для каждого момента времени, будем рассматривать как непрерывную случайную величину. Тогда приведенные выше законы тепловыделения $x = x(\tau)$ можно представить как функцию распределения случайной величины, а скорость тепловыделения $dx/d\tau = f(\tau)$ — как плотность распределения вероятности случайной величины, которая по определению является производной от функции распределения [6]. Плотность распределения вероятности в общем виде имеет вид

$$\frac{dx}{dt} = At^{k-1} \exp(-Bt^\alpha), \quad (9.55)$$

где k и α — некоторые неотрицательные величины, принимающие определенные значения для конкретного закона распределения; A и B — коэффициенты, зависящие от значений k и α , определяемые из условия $x_{\max} = 1$. Максимальное значение плотности распре-

ления (9.55) достигается при $t = t_{\max} = \left(\frac{k-1}{B\alpha}\right)^{\frac{1}{\alpha}}$.

Пусть $\alpha = 1$, тогда, согласно (9.55), находим плотность вероятности так называемого гамма-распределения

$$\frac{dx}{dt} = At^{k-1} \exp(-Bt). \quad (9.56)$$

Вводя формальное обозначение $t = \tau$, для частного случая гамма-распределения, когда $k = 2$, $A = B^2$ и $B = 1/\tau_{\max}$, из (9.56) получаем закон тепловыделения Гончара (см. (9.15)). Отметим, что гамма-распределение (9.56) при $k = 2$, $A = B^2$ дает распределение, известное как распределение Эрланга. Таким образом, закон тепловыделения Гончара с точки зрения теории вероятности представляет собой частный случай классического гамма-распределения, в частности, распределения Эрланга. Действительно, распределение Эрланга имеет вид $x = 1 - (1 + Bt)\exp(-Bt)$ [10], откуда при $t = \tau$ и $B = 1/\tau_{\max}$ в точности получается закон тепловыделения Гончара (см. (9.14)).

Другой частный случай плотности гамма-распределения

$$\frac{dx}{d\tau} = A\tau^2 \exp(-B\tau), \quad (9.57)$$

полученный из (9.56) при $k = 3$, также применяют для описания закона тепловыделения в поршневых двигателях, в частности, в дизелях с камерой в поршне [14].

Пусть $k = \alpha \neq 1$, $A = kB$. Тогда, согласно (9.55), получаем плотность распределения Вейбулла [10]

$$\frac{dx}{dt} = kBt^{k-1} \exp(-Bt^k), \quad (9.58)$$

который при формальных обозначениях $t = \bar{\tau}$, $B = 6,908$ и $k = m + 1$ соответствует формуле Вибе (9.29) для скорости тепловыделения. Таким образом, закон Вибе с точки зрения теории случайных величин представляет собой закон распределения Вейбулла. Действительно, закон распределения Вейбулла, $x = 1 - \exp(-Bt^k)$, [10] с учетом вышеприведенных обозначений совпадает с законом Вибе (9.27).

Так как все классические выражения плотностей распределения вероятности дают только один максимум, то для описания тепловыделения с двумя максимумами в качестве аппроксимирующей функции было бы логично использовать эти же выражения, записав их предварительно в виде двух слагаемых. В таком случае, например из (9.55), следует, что

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dx_1}{dt} + \frac{dx_2}{dt} = A_1 t^{k_1-1} \exp(-B_1 t^{\alpha_1}) + A_2 t^{k_2-1} \exp(-B_2 t^{\alpha_2}). \quad (9.59)$$

Пусть $k_1 = k_2 = \alpha_1 = \alpha_2 = 2$, тогда после введения обозначений $t = \tau$, $B_1 = 1/(2\tau_{\max 1}^2)$, $B_2 = 1/(2\tau_{\max 2}^2)$, $A_1 = 2x_1 B_1 = x_1/\tau_{\max 1}^2$, $A_2 = 2x_2 B_2 = x_2/\tau_{\max 2}^2$ из последнего выражения получим формулу для скорости тепловыделения Пугачева (см. (9.18)).

Таким образом, практически все известные формулы для скорости тепловыделения, используемые в настоящее время при исследовании процесса сгорания в поршневых двигателях, формально могут быть получены из классических выражений для плотностей распределения вероятности. Ясно также, что с точки зрения теории вероятности закон тепловыделения Пугачева является наиболее общим из рассмотренных выше законов.

9.6. Моделирование процесса сгорания с учетом процессов испарения, диффузии и химического преобразования

9.6.1. Физико-химические факторы

Кинетика разветвленных цепных реакции, основы которой используются для разработки моделей сгорания углеводородных топлив в поршневых двигателях, в частности, в методе Вибе, разработана и справедлива для однородных газовых систем. Очевидно, что приведенные в предыдущих разделах кинетические уравнения, согласно теории Семенова, строго говоря, нельзя использовать для описания суммарной скорости сгорания распыленного топлива в цилиндре дизеля на протяжении всего процесса сгорания, поскольку заряд в цилиндре является существенно неоднородным. Гетерогенность смеси, и особенно ее концентрационная неоднородность, имеющие место на различных стадиях процесса сгорания и в различных зонах КС цилиндра, обуславливают тот факт, что скорость тепловыделения с течением времени в объеме КС лимитируется в основном скоростью какого-либо из трех процессов: испарение топлива, диффузия паров топлива с окислителем и химические преобразования. Рассмотренный выше модифицированный метод Вибе, в отличие от первоначального метода Вибе, в определенном смысле учитывает влияние сложных физических факторов, однако не дает возможность детализации процесса тепловыделения, которая необходима для учета гетерогенности смеси

на протяжении всего процесса. Очевидно, что учет процессов испарения, диффузии и химических превращений невозможно осуществить в рамках модели Вибе (или моделей Неймана, Гончара, Пугачева и др.), и требуется разрабатывать принципиально другие подходы. В числе таких работ можно назвать, например [3, 9, 19].

В целях получения аналитического выражения для скорости тепловыделения в диффузионной фазе сгорания в [3] принят ряд аппроксимирующих допущений таких, как: замена экспоненциальной функции Розина — Рамлера $\frac{d\Omega}{da} = f(a)$ на показательную

функцию (на первом участке) и на уравнение прямой линии (на втором участке); замена закона Срезневского более простым выражением. В результате были предложены приближенные формулы для расчета суммарных площадей поверхности капель (т. е. площадей испарения), которые используются для расчета скорости тепловыделения. В связи с этим метод [3] не отличается высокой точностью и представляет интерес как принципиальный подход учета размеров капель топлива при расчете тепловыделения.

В работе [19] делается попытка полностью отказаться от закона Вибе и предложить новый закон тепловыделения. В частности, экспериментальные диаграммы двухфазной скорости тепловыделения заменяются многоугольником (кинетическая фаза + диффузионная фаза до начала периода догорания) и гиперболой (период догорания). При этом кинетическая фаза процесса сгорания описана с помощью треугольника. В связи с этим метод получил название полигон-гиперболического метода (гр. *polygonos* — многоугольник) и предполагает установление связи тепловыделения с такими параметрами и процессами, как момент и продолжительность впрыскивания, задержка воспламенения, теплообмен со стенками камеры сгорания. При этом требуется наличие надежных данных по этим параметрам и процессам. Эта особенность отличает метод, изложенный в [19], от рассмотренного ранее метода Вибе и он в большей степени предназначен для обработки экспериментальной индикаторной диаграммы. Однако по сравнению с методом Вибе этот метод неудобен для расчета индикаторной диаграммы проектируемого двигателя, так как для описания процесса тепловыделения требуется задание девяти параметров [19].

От указанных выше методов принципиально отличается подход Махова [9], разработавшего макрокинетическую модель про-

цесса сгорания в дизеле на основе фундаментальной теории Зельдовича, в частности, путем введения понятия о изостехиометрической поверхности. Принимается, что безразмерная концентрация топливного факела плавно меняется от единицы в ядре факела (чистое топливо без примесей воздуха) до нуля у стенки КС (чистый воздух без примесей топлива). При этом пренебрегают разрывами в изменении концентрации на поверхности капель топлива, имеющими место в реальном процессе, в особенности при отсутствии испарения капель. Из этого следует, что значение локального коэффициента избытка воздуха в КС также меняется плавно от $\alpha_b = 0$ до $\alpha_b \rightarrow \infty$. Тогда в интервале этих значений существуют непрерывные замкнутые поверхности с постоянными коэффициентами избытка воздуха, в том числе и изостехиометрическая поверхность $\alpha_b = 1$. Скорость сгорания резко снижается в обе стороны от этой поверхности, где она максимальна, и принимается, что эта узкая область — область основного сгорания — есть геометрический фронт пламени и именно к ней приводит процесс сгорания во фронте, глубина которого отличается от нуля. Используя константу интегральной скорости сгорания, задачу моделирования процесса сгорания и, в частности, задачу тепловыделения, можно свести к отысканию положения и величины этой поверхности [19].

Анализ работ [3, 9, 19] позволяет сделать общий вывод о том, что в рамках одной зависимости, называемой законом тепловыделения, практически не реально учесть влияние испарения, диффузии и химических превращений. Очевидно, что для решения такой проблемы необходим дифференцированный (детальный) подход в целях исследования отдельных элементарных процессов, представляющих собой составные части такого сложного физико-химического процесса, каким является процесс сгорания. Такая попытка принадлежит Н.Ф. Разлейцеву, предложившему модель процесса сгорания с учетом процессов подачи топлива, испарения топлива, диффузии и химических превращений [11, 12].

Для учета вышеуказанных физико-химических факторов процесс сгорания в двигателях с внутренним смесеобразованием подразделяют на четыре основных периода (рис. 9.13): I — задержка воспламенения; II — горение в процессе топливоподачи; III — развитое диффузионное горение после окончания впрыскивания топлива; IV — догорание паров топлива и продуктов неполного сгорания после испарения всего топлива. Из такого представления

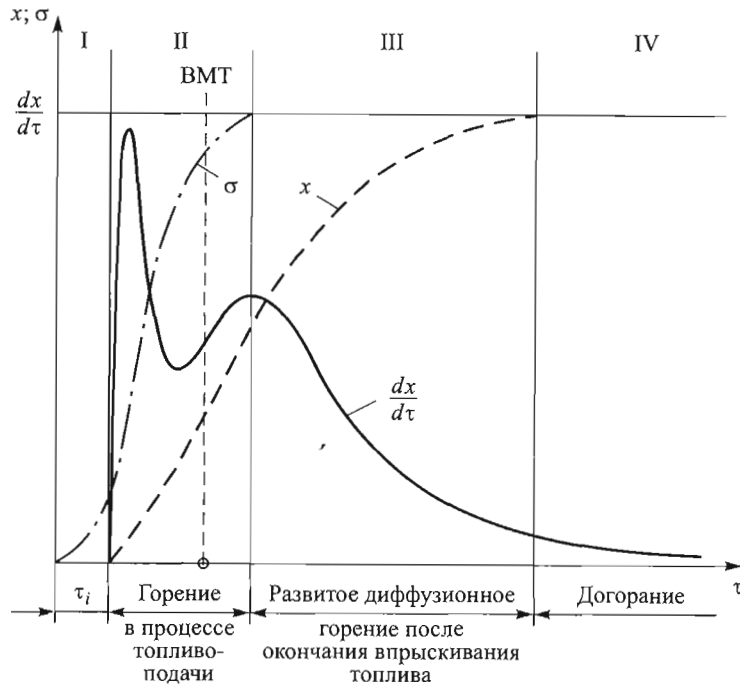


Рис. 9.13. Основные периоды процесса сгорания в двигателях с внутренним смесеобразованием

процесса сгорания вытекает, что процесс изменения тепловыделения с течением времени следует рассматривать как состоящий из двух последовательных фаз: тепловыделения в процессе топливоподачи и тепловыделения после окончания топливоподачи. Ниже отдельно рассмотрены основные периоды процесса сгорания.

9.6.2. Тепловыделение в период задержки воспламенения

Период задержки воспламенения детально был проанализирован в гл. 8, поэтому здесь только отметим, что для определения тепловыделения в процессе топливоподачи прежде всего следует найти тепловыделение за счет выгорания тех паров топлива, которые образовались за период задержки воспламенения. С этой целью определяются интегральные показатели периода задержки

воспламенения — его продолжительность τ_i и количество испарившегося за этот период топлива $m_{\text{исп } i}$. Период задержки воспламенения определяется с помощью известных формул, рассмотренных в разд. 8.5. Скорость испарения топлива на участке впрыскивания получается из выражения (см. разд. 6.4)

$$\frac{d\bar{m}_{\text{исп}}}{d\tau} = k \left[1 - \left(1 - \frac{K_{\text{исп}}}{a_{\text{к0}}^2} \tau \right)^{\frac{3}{2}} \right] \frac{\bar{m}_{\text{впр}}}{\tau}, \quad (9.60)$$

где k — множитель, учитывающий снижение скорости испарения при попадании топлива на стенки КС, определяется по эмпирической формуле [12]; $a_{\text{к0}}$ — начальный диаметр капли топлива;

$$\bar{m}_{\text{исп}} = \frac{m_{\text{исп}}}{m_{\text{впр}}}; \quad \bar{m}_{\text{впр}} = \frac{m_{\text{впр}}}{m_{\text{ц}}}.$$

Интегрирование выражения (9.60) в пределах от 0 до τ_i позволяет получить количество топлива $m_{\text{исп } i}$, испарившегося за период задержки воспламенения.

9.6.3. Сгорание в процессе топливоподачи

В процессе топливоподачи осуществляется воспламенение паров топлива (начальная вспышка), образовавшихся за период τ_i , быстрый прогрев и активизация зоны струи, в системе появляются заторможенные испаряющиеся капли, охваченные пламенем, и одновременно капли, находящиеся в стадии прогрева и начального испарения, а также происходит накопление продуктов неполного сгорания. В связи с продолжительностью впрыскивания эти процессы непрерывно возобновляются.

Механизм начальной вспышки в [12] можно представить следующим образом. При развитии топливной струи формируется ее оболочка, в которую сносятся заторможенные капли топлива, а также пары топлива, оторванные от летящих капель. По мере испарения капель в этой зоне струи топлива увеличивается концентрация паров топлива и происходит их начальное термохимическое преобразование. Вокруг капель некоторого оптимального диаметра, вкрапленных в периферийный слой оболочки струи, образуется паровое облако, температурно-концентрационное поле

которого изменяется и создает благоприятные условия для быстрого развития и завершения предпламенных реакций. Количество капель такого диаметра в оболочке топливной струи достаточно большое, поэтому одновременно возникает множество точечных очагов воспламенения, и активизированная паровая оболочка струи топлива, содержащая основную массу образовавшихся за время τ_i паров топлива, выгорает быстро. Это приводит к значительному и резкому росту скорости тепловыделения и, как следствие, к появлению первого максимума на диаграмме скорости тепловыделения. После достижения своего первого максимума скорость тепловыделения резко снижается до определенного минимума. Падение происходит из-за выгорания паров, накопившихся за период τ_i , а минимум скорости тепловыделения ограничен скоростью выгорания паров, образующихся в конце вспышки. Таким образом, уровень первого максимума скорости тепловыделения в основном зависит от продолжительности периода задержки воспламенения и количества топлива, испарившегося за этот период, т. е. эти два параметра являются определяющими в кинетической фазе процесса сгорания. Правда, в [12] не сделано четкого деления процесса сгорания на кинетическую и диффузионную фазы, и в качестве основных рассматриваются указанные выше четыре периода (см. рис. 9.13).

После вспышки и выгорания образовавшихся за период τ_i паров топлива оболочку струи охватывает фронт пламени, который распадается на отдельные очаги сгорания вблизи локальных скоплений жидкого топлива, а также вокруг отдельных заторможенных испаряющихся капель. В режимах форсированной работы дизеля процесс впрыскивания топлива продолжается, и после воспламенения существенная часть топлива попадает в активизированную высокотемпературную среду. Это топливо частично подводится к очагам сгорания, частично затормаживается, а затем охватывается индивидуальным фронтом пламени, частично попадает в зоны с повышенной концентрацией продуктов сгорания. В высокотемпературных зонах топливо быстро испаряется, однако окисляется только частично из-за недостатка кислорода. В результате повышения средней и локальных температур заряда в цилиндре, охвата пламенем большого количества капель и продолжающегося впрыскивания топлива массовая скорость его испарения увеличивается, и скорость тепловыделения на участке топливоподачи снова начи-

нает повышаться, достигая второго максимума уже непосредственно при завершении впрыскивания (см. рис. 9.13). Очевидно, что в каждом конкретном случае значение этого максимума и его расположение относительно момента окончания впрыскивания зависят от темпа роста массовой скорости испарения топлива, полноты выгорания его паров и скорости догорания продуктов неполного сгорания [12]. В этом случае уравнение тепловыделения, имеющего место в процессе топливоподачи, можно записать в аддитивном виде как сумму скоростей: выгорания паров, образовавшихся за период τ_i $(dx/d\tau)_0$; выгорания паров, образовавшихся после воспламенения $(dx/d\tau)_1$; догорания продуктов неполного сгорания $(dx/d\tau)_2$, т. е.

$$dx/d\tau = (dx/d\tau)_0 + (dx/d\tau)_1 + (dx/d\tau)_2. \quad (9.61)$$

Коротко рассмотрим методы расчета каждого из этих составляющих.

Скорость выгорания паров топлива, образовавшихся в период задержки воспламенения. В качестве основного воспользуемся уравнением (9.23), из которого следует, что

$$dx/d\tau = K(C_T/C_{T0})n. \quad (9.62)$$

Текущая концентрация паров топлива, образовавшихся за период τ_i ,

$$C_T = C_{T0} (\bar{m}_{исп i} - x_0), \quad (9.63)$$

где $\bar{m}_{исп i} = \frac{m_{исп i}}{m_{ц}}$ — доля цикловой подачи топлива, испарявшаяся

за период τ_i ; x_0 — доля выгоревших паров. Тогда из последних двух выражений следует, что

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)_0 = K(\bar{m}_{исп i} - x_0)n. \quad (9.64)$$

Концентрация активных центров n определяется интегрированием дифференциального уравнения (см. (7.34))

$$dn/d\tau = u_0 + \alpha n - \beta n = u_0 + \gamma n. \quad (9.65)$$

При высоком давлении среды, когда можно пренебречь обрывом цепей на поверхности стенки, по сравнению с обрывом в объеме фактор ускорения химической реакции

$$\gamma = \alpha - \beta = 2KC_{\tau} \left(1 - \frac{C_{\text{см}}}{C_{\text{см в}}} \right). \quad (9.66)$$

При низком давлении среды или малой концентрации горючего вблизи нижнего предела воспламенения

$$\gamma = 2KC_{\tau} \left(1 - \frac{C_{\text{см н}}}{C_{\text{см}}} \right). \quad (9.67)$$

В этих уравнениях $C_{\text{см}}$, $C_{\text{см в}}$, $C_{\text{см н}}$ — текущая концентрация газовой смеси и ее концентрация на верхнем и нижнем пределах воспламенения. Выражения в скобках соответственно определяют под- и надкритическое условия воспламенения.

Зарождение первичных активных центров — свободных радикалов — происходит в результате распада молекул углеводородов. Изменение скорости зарождения цепей u_0 слабо влияет на период задержки воспламенения τ_i и практически не влияет на скорость реакции после него. Это объясняется тем, что по мере развития цепных реакций, в частности их разветвлений, появляются новые активные центры, скорость зарождения которых несоизмеримо больше, чем скорость их спонтанного зарождения из исходных молекул. В связи с этим принимается, что в период начальной вспышки активированной горючей смеси скорость изменения концентрации активных центров практически не зависит от u_0 . Вместе с тем необходимо учесть, что продукты сгорания значительно инициируют цепные реакции, так как процесс вспышки неравновесный (аналогичен взрыву) и в продуктах сгорания имеется избыточная концентрация активных частиц. Скорость изменения концентрации таких частиц пропорциональна величине $C_{\tau_0}(dx/d\tau)_0$. Взрывной характер воспламенения в дизелях свидетельствует также о том, что в конце периода τ_i скорость разветвления цепей значительно превышает скорость их обрыва, т. е. $\alpha n \gg \beta n$, или $C_{\text{см}}/C_{\text{см в}} \ll 1$, тогда из (9.66) имеем, что $\gamma \approx 2KC_{\tau}$. Итак, после задержки самовоспламенения скорость выгорания паров топлива, образовавшихся за период τ_i , согласно (9.65) с учетом (9.63), характеризуется скоростью изменения концентрации активных центров

$$\frac{dn}{d\tau} = \delta C_{\tau_0} \left(\frac{dx}{d\tau} \right)_0 + 2KC_{\tau_0} (\bar{m}_{\text{исп } i} - x_0) n, \quad (9.68)$$

где δ — коэффициент пропорциональности. В правой части уравнения первое составляющее соответствует скорости инициирования (разветвления) цепей продуктами сгорания в процессе вспышки, второе — скорости разветвления, значительно превышавшей скорость обрыва. Из этого уравнения следует, что

$$\frac{dn}{dx_0} = (\delta + 2)C_{\tau_0}. \quad (9.69)$$

Интегрирование последнего дает $n = (\delta + 2)C_{\tau_0}(x_0 + C)$, где постоянная интегрирования $C = n/[(\delta + 2)C_{\tau_0}]$ определяется из условия, что в начале вспышки доля выгоревшего топлива $x_0 = 0$. Ясно, что постоянная интегрирования по физическому смыслу представляет собой относительную концентрацию активных частиц в начале вспышки. Приблизненно в [12] ее принимает пропорциональной доле топлива, испарившегося за период τ_i , т. е. $C = b\bar{m}_{\text{исп } i}$. Коэффициент пропорциональности, равный $b \approx 0,1$, как указывается в [12], соответствует начальной «затравке», так как процесс вспышки паров топлива, образовавшихся за период τ_i , весьма динамичный. Условность такого утверждения очевидна. Таким образом получено выражение для концентрации активных центров

$$n = (\delta + 2)C_{\tau_0} (x_0 + 0,1\bar{m}_{\text{исп } i}), \quad (9.70)$$

подстановка которого в (9.64) дает значение скорости выгорания паров, образовавшихся за период задержки воспламенения

$$\left(\frac{dx}{d\tau} \right)_0 = \Psi_0 C_{\tau_0} (\bar{m}_{\text{исп } i} - x_0) (x_0 + 0,1\bar{m}_{\text{исп } i}), \quad (9.71)$$

где Ψ_0 — коэффициент полноты выгорания паров топлива, накопившихся за период τ_i . При этом начальная концентрация топлива в КС дизеля в [12] представляет собой фиктивную (располагаемую) концентрацию топлива, которая была бы получена при полном испарении цикловой массы $m_{\text{ц}}$, т. е. $C_{\tau_0} = A_0 m_{\text{ц}}/V_{\text{восп}}$, где A_0 — коэффициент пропорциональности; $V_{\text{восп}}$ — объем цилиндра в момент воспламенения.

Скорость выгорания топлива после вспышки. Прежде всего эта скорость зависит от скорости испарения топлива. Как уже было отмечено, выгорание топлива в высокотемпературном фрон-

те пламени неполное, догорание же продуктов неполного сгорания за пределами фронта пламени резко замедляется, в связи с чем эти продукты могут накапливаться и длительное время присутствовать в цилиндре. Таким образом, скорость тепловыделения при неполном сгорании паров топлива выражается как

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)_1 = \Psi_1 \frac{d\bar{m}_{\text{нсп}}}{d\tau}, \quad (9.72)$$

где

$$\Psi_1 = 1 - A_1 \frac{1}{\alpha_{\Sigma}^{\Sigma} - x} \left(\bar{m}_{\text{цв}} + 300\bar{m}_{\text{цw}} \exp\left(-\frac{16000}{2500 + T_w}\right) \right) \frac{dx}{d\tau}, \quad (9.73)$$

A_1 — коэффициент пропорциональности (зависит от коэффициента избытка воздуха, коэффициента диффузии и пр.); α_{Σ}^{Σ} — суммарный коэффициент избытка воздуха; $\bar{m}_{\text{цв}}$ и $\bar{m}_{\text{цw}}$ — доли цикловой порции топлива, попавшие в объеме и на стенках камеры сгорания соответственно. Отметим, что в [12] для расчета других периодов тепловыделения используются коэффициенты Ψ_0, Ψ_2, Ψ_3 , для вычисления которых в формулу (9.73) вводят соответствующие величины A_0, A_2, A_3 . При получении этой формулы принято, что в процессе окисления продуктов неполного сгорания CO, H₂, C_xH_y основную роль играет радикал OH, лимитирующей реакцией образования которого является $\text{H} + \text{O}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{O}$ с энергией активации $E \approx 66\,900$ кДж/кмоль. В качестве средней температуры образования OH в [12] приняты значения: для объема цилиндра $T = (T_{\text{пл}} + T_{\text{нас}})/2 = (2500 + 700)/2 = 1600$ К; для пристеночной зоны $T = (T_{\text{пл}} + T_w)/2$. Здесь $T_{\text{пл}} = 2500$ К и $T_{\text{нас}} = 700$ К — температура пламени и насыщенного пара топлива соответственно, T_w — средняя температура поверхности стенки КС. Очевидно, что коэффициенты, используемые Н.Ф. Разлейцевым, не являются универсальными и могут меняться в зависимости от типа двигателя и режима его работы.

Скорость тепловыделения за счет догорания продуктов неполного сгорания. Для расчета этой скорости в качестве основных используется теория Зельдовича и Семенова, которые исследуя окисление CO при высоких температурах и давлениях, пришли к выводу, что в этих условиях существенным становится обрыв

цепей в объеме в результате тройных соударений активных частиц с молекулами газа. При этом скорости разветвления и обрыва примерно равны и из (9.65) следует, что $dn/d\tau = u_0$. Соответственно в случае догорания продуктов неполного сгорания начальное инициирование цепей u_0 обусловлено диффузией активных частиц из зоны пламени, термическим распадом и окислением углеводородных топлив, испарившихся за пределами локальных очагов пламени, а также диссоциацией продуктов сгорания, CO₂ и H₂O. При $T < 2500$ К роль диссоциации не существенна по сравнению с двумя предыдущими факторами и ею можно пренебречь. Концентрация активных частиц, образующихся при распаде и окислении углеводородов в объеме цилиндра, как и частиц, диффундирующих из зоны пламени, пропорциональна концентрации продуктов неполного сгорания, к которым относятся не только CO и H₂, но и пары топлива за пределами локальных очагов сгорания. В данном случае имеем

$$\frac{dC_{\text{H}}}{d\tau} = KC_{\text{т0}} \frac{dx_{\text{нсп}}}{d\tau}, \quad \text{или} \quad C_{\text{H}} = KC_{\text{т0}} x_{\text{нсп}}, \quad (9.74)$$

где K — коэффициент пропорциональности, $K = \text{const}$; $x_{\text{нсп}}$ — доля массы $m_{\text{ц}}$ в продуктах неполного сгорания, $x_{\text{нсп}} = \frac{\bar{m}_{\text{исп}} - x}{1 - q_{\text{нсп}}}$;

$q_{\text{нсп}}$ — доля располагаемой теплоты, не выделившейся вследствие неполноты сгорания; $(1 - q_{\text{нсп}})$ — доля располагаемой теплоты, выделившейся при неполном сгорании топлива. Из локальных зон пламени в объем цилиндра диффундируют продукты неполного сгорания, в которых в основном содержатся CO и H₂. Цепной механизм их окисления можно представить в виде



Первая реакция является лимитирующей, поэтому суммарную скорость окисления CO и H₂ выражают через скорость этой реакции, т. е.

$$u_{\text{реак}} = -dC_{\text{H}}/d\tau = K_2 C_{\text{O}_2} C_{\text{H}}. \quad (9.75)$$

Учитывая, что $C_{\text{O}_2} \approx (0,21 C_{\text{см0}} m_{\text{ц}}/V)(\alpha_{\Sigma}^{\Sigma} - x)$ и подставляя (9.74) в последнее выражение, получаем скорость реакции (скорость догорания продуктов неполного сгорания)

$$u_{\text{реак}} = \left(\frac{dx}{d\tau} \right)_2 = A_2 \Psi_2 \frac{m_{\text{ц}}}{V_C} (\alpha_{\text{в}}^{\Sigma} - x) (\bar{m}_{\text{исп}} - x), \quad (9.76)$$

где $A_2 = K_2 \cdot 0,21 C_{\text{см}0} k C_{\text{т}0} x_{\text{исг}}$ — коэффициент пропорциональности; V_C — объем КС (процесс рассматривается при нахождении поршня в районе ВМТ, поэтому принимается, что $V_C = V_{\text{КС}}$); Ψ_2 — коэффициент полноты догорания продуктов неполного сгорания, определяется выражением, аналогичным (9.73).

Таким образом, после подстановки в (9.61) выражений (9.71), (9.72) и (9.76) можно получить уравнение для расчета скорости тепловыделения в период топливоподачи.

9.6.4. Сгорание после окончания топливоподачи

После окончания впрыскивания топлива наступает период развитого диффузионного горения и продолжается догорание продуктов неполного сгорания. В начале этого периода заканчивается развитие топливных струй, основная масса капель распыленного топлива заторможена и движется вместе с крупномасштабными турбулентными вихрями. Вокруг локальных очагов пламени создается повышенная концентрация продуктов сгорания, часть топлива испаряется в облаке этих продуктов с малым содержанием кислорода. Продукты неполного сгорания распределены в объеме цилиндра неравномерно. Скорость выгорания топлива в этот период зависит в основном от коэффициента избытка воздуха в цилиндре, степени расслоения заряда и скорости перемешивания компонентов смеси, т. е. от интенсивности молекулярной и турбулентной диффузии. Учитывая, что процессы горения испаряющегося топлива и догорания продуктов неполного сгорания по времени перекрывают друг друга, Н.Ф. Разлейцев [12] объединяет III и IV периоды сгорания (см. рис. 9.13) общим математическим описанием. Очевидно, что в этот период уже нельзя оперировать концентрацией кислорода, усредненной по объему цилиндра, и следует учесть существенное расслоение заряда. Экспериментально подтверждено, что локальные коэффициенты избытка воздуха и их средние значения по объему цилиндра резко отличаются друг от друга как по характеру изменения, так и по величине [7, 11, 12]. Изменение текущего значения локального коэффициента избытка воздуха в зоне горения отображает влияние турбулентной диффу-

зии на скорость выравнивания концентрации компонентов заряда цилиндра. В период развитого диффузионного сгорания скорость u_0 начального зарождения цепей практически не влияет на скорость цепных реакций. Самоускорение реакции в данном случае зависит в основном от скорости поступления и расходования кислорода в локальных зонах, богатых топливом и продуктами неполного сгорания, т. е. от скорости изменения текущей концентрации кислорода в зоне горения $C_{\text{O}_2 \text{ зг}}$. Тогда скорость изменения концентрации активных центров из (9.65) запишется как

$$dn/d\tau \approx \gamma n = kdC_{\text{O}_2 \text{ зг}}/d\tau, \quad (9.77)$$

из которого следует, что

$$n = kC_{\text{O}_2 \text{ зг}}, \quad (9.78)$$

где k — коэффициент пропорциональности. Локальная концентрация кислорода в зоне горения в [11, 12] выражается через текущий коэффициент избытка воздуха $\alpha_{\text{в}}$:

$$C_{\text{O}_2 \text{ зг}} = (\alpha_{\text{в}} - 1)C_{\text{O}_2 \text{ пр сг}} = 0,21(\alpha_{\text{в}} - 1) C_{\text{см}0} C_{\text{т}0} x, \quad (9.79)$$

где $C_{\text{O}_2 \text{ пр сг}}$ — концентрация кислорода в продуктах сгорания. В качестве величины $\alpha_{\text{в}}$, согласно [12], рассматривается отношение концентрации общего количества кислорода в зоне горения (свободного и в продуктах сгорания) к концентрации $C_{\text{O}_2 \text{ пр сг}}$. Текущая концентрация невыгоревшего топлива в рассматриваемый период $C_{\text{т}} = C_{\text{т}0}(\bar{m}_{\text{впр}} - x) = C_{\text{т}0}(1 - x)$. При подстановке этого выражения, а также (9.78) и (9.79) в (9.23) получим уравнение, предложенное Н.Ф. Разлейцевым:

$$dx/d\tau = A_3 K_{\text{турб}} \Psi_3 (1 - x)(\alpha_{\text{в}} x - x), \quad (9.80)$$

где $A_3 K_{\text{турб}} = K C_{\text{т}0} k 0,21 C_{\text{см}0}$; K — константа реакции горения; A_3 — коэффициент пропорциональности (зависит от типа двигателя, режимных параметров, физико-химических свойств топлива); Ψ_3 — коэффициент полноты диффузионного горения, определяется по формуле, аналогичной (9.73). В этой формуле $\alpha_{\text{в}}$ представляет собой коэффициент избытка воздуха в зоне горения в текущий момент времени. Так называемый коэффициент турбулизации $K_{\text{турб}} = 1 + k_{\text{турб}} D_{\text{т.в}}/D_{\text{м}}$, где $k_{\text{турб}}$ — коэффициент пропорциональности, учитывающий влияние турбулентности на скорость выго-

рания топлива в пристеночных зонах, поэтому его величина зависит от доли топлива $\bar{m}_{цв}$ (см. (9.73)); $D_{т.в}$ — коэффициент, учитывающий дополнительные турбулентные возмущения заряда в пристеночной зоне; D_m — коэффициент, учитывающий общий средний уровень молекулярно-турбулентной диффузии в объеме КС. Это выражение можно заменить более простым: $K_{турб} = 1 + k_{турб}(z^2 - z_n^2)$, где $z = (1/V)(dV/d\phi)$ — относительная скорость изменения объема, z_n — нижний предел этой относительной скорости изменения объема, свыше которого начинается заметное разрушение пристеночного ламинарного топливогазового слоя. Обработка индикаторных диаграмм дизелей с объемно-пленочным смесеобразованием показывает, что значение порога z_n можно принять равным значению $(1/V)(dV/d\phi)$ в момент $\phi = 15$ град после ВМТ и включать в расчет последнюю формулу для $K_{турб}$ в период, когда разность величин в скобках больше нуля. Именно в этот период появляется третий максимум скорости тепловыделения в двигателях с объемно-пленочным смесеобразованием. В этих двигателях значительная часть топлива распределяется на стенках камеры в поршне, и на испарение и выгорание топлива заметное влияние оказывает турбулизация заряда в пристеночных зонах, интенсивность которой зависит от $z = (1/V)(dV/d\phi)$. На остальном участке диаграммы, согласно [11, 12], следует принять $K_{турб} = 1$. Изменение объема $V = V(\phi)$ оказывает сложное влияние на скорость испарения и выгорания. При росте объема уменьшается концентрация компонентов смеси, что снижает скорость сгорания dx/dt . В то же время рост скорости поршня повышает турбулизацию заряда, что интенсифицирует тепло- и массообмен и повышает скорость сгорания dx/dt . В результате для двигателя с объемным смесеобразованием по рекомендациям [11, 12] в (9.80) следует принять $A_3 K_{турб} = 1$.

В первом приближении в этих же работах принимается, что $k_{турб} = 3 \cdot 10^3 \bar{m}_{цв}$. Следовательно, коэффициенты, выражающие ряд важных физических процессов в период сгорания, в [11, 12] определяются довольно приближенно, без должного обоснования, в основном из-за отсутствия надежных экспериментальных данных.

В целях практического использования уравнения (9.80) надо иметь зависимость для расчета текущего коэффициента избытка воздуха α_v в зоне горения. Для его определения Разлейцев вводит понятие степени использования воздушного заряда цилиндра

$$\xi_v \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\alpha_v}{\alpha_{ср}}, \quad (9.81)$$

где $\alpha_{ср} = \alpha^\Sigma/x$ — текущее значение коэффициента избытка воздуха, усредненного по объему цилиндра; α^Σ — расчетное значение коэффициента избытка воздуха в цилиндре двигателя для сгорания цикловой порции топлива.

Важной особенностью функции ξ_v является ее закономерное изменение в зависимости от относительной продолжительности процесса сгорания $\bar{\phi}_{ср} = \phi/\phi_{ср}$. Ясно, что $\bar{\phi}_{ср} \in [0, 1]$. При этом значения $\phi_{ср}$ выбирают от начала сгорания до момента выделения 94...98% располагаемой теплоты сгорания топлива. На рис. 9.14 приведен вид функции $\xi_v = \xi_v(\bar{\phi}_{ср})$ для различных двигателей. Оказалось, что ее значение зависит от класса двигателя, типа смесеобразования, интенсивности вихревого движения заряда в цилиндре, но практически не зависит от режима работы двигателя и его регулировок. В связи с этим степень использования воздушного заряда (9.81), предварительно рассчитанная по эмпирической формуле [11, 12]

$$\xi_v = 1 - 1,46(1 - \xi_{v \min}) \frac{\bar{\phi}_{ср}}{\bar{\phi}_{ср \min}} \frac{2}{\pi} \exp \left[-0,5 \left(\frac{\bar{\phi}_{ср}}{\bar{\phi}_{ср \min}} \right)^2 \right], \quad (9.82)$$

удобно применять для определения α_v из выражения (9.81). В последней формуле $\xi_{v \min}$ и $\bar{\phi}_{ср \min}$ есть соответственно минимальные значения функции (см. рис. 9.14) и очевидно, что только при их задании функция (9.82) будет однозначно определена. Согласно рекомендациям [11, 12] приближенно можно принять: $\bar{\phi}_{ср \min} = 0,3$ для

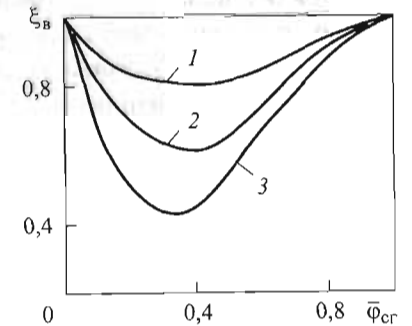


Рис. 9.14. Изменение функции $\xi_v = \xi_v(\bar{\phi}_{ср})$ для различных двигателей:

1 — Д-130; 2 — ЮМО-4; 3 — 2Д-100, СМД-60, ЯАЗ-204

нию объемов камеры в поршне и камеры сжатия, т. е. $\xi_{в\min} \approx \frac{V_k}{V_c}$; для двухтактных двигателей с неразделенной КС (типа ЮМО-4, ЯАЗ-204, 2Д100) и для четырехтактных с КС типа ЯМЗ — $\xi_{в\min} = 0,45 \dots 0,55$; для дизелей средней и большой быстроходности с открытой КС типа Гессельмана $\xi_{в\min} = 0,4 \dots 0,5$.

9.6.5. Эмпирические коэффициенты в расчетных формулах тепловыделения

Метод, предложенный Н.Ф. Разлейцевым [11, 12], предусматривает задание многочисленных эмпирических зависимостей. Кроме того, при его практическом использовании требуется наличие еще четырех коэффициентов A_0, A_1, A_2 и A_3 , необходимых для расчета скорости тепловыделения в четырех условных периодах процесса сгорания по формулам (9.71), (9.72), (9.76) и (9.80). Физическая сущность этих коэффициентов заключается в том, что они учитывают физико-химические константы реагирующей смеси, а также характеристики ее неоднородности. Недостаточность информации о сложной физико-химической природе процесса сгорания, о чем неоднократно было указано выше, позволяет определить эти коэффициенты только в первом приближении, что и является основным слабым звеном метода Разлейцева. Принимается, что для определения первых трех коэффициентов: A_0 — для расчета скорости выгорания паров топлива, образовавшихся за период τ_i по уравнению (9.71); A_1 — для расчета скорости выгорания топлива после вспышки по уравнению (9.72) и A_2 — для расчета скорости тепловыделения за счет догорания продуктов неполного сгорания по уравнению (9.76), решающую роль играет интенсивность вихревого движения заряда, так как именно это движение определяет скорость выравнивания концентрации компонентов реагирующей смеси за счет турбулентной диффузии.

Интенсивность вихревого движения заряда $D_n = \frac{n_v}{n} = \frac{\omega_v}{\omega}$, откуда

$\omega_v = \frac{\pi n}{30} D_n$, т. е. $\omega_v \sim D_n n$. При априорном выборе величины D_n следует ориентироваться на уровень интенсивности вихревого дви-

жения у аналогичных двигателей. Опираясь на опыты идентификации математической модели по экспериментальным данным, для форсированных дизелей со струйным смесеобразованием с диаметром цилиндра 120...360 мм и частотой вращения 500...2200 мин⁻¹, были предложены следующие зависимости [12]:

$$\begin{aligned} A_0 &= a_0 (D_n n)^{0,5} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}), a_0 = 10^4; \\ A_1 &= a_1 / (D_n n)^{0,5}, a_1 = 0,05 \dots 0,075; \\ A_2 &= a_2 (D_n n)^{0,5} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}), a_2 = 10. \end{aligned} \quad (9.83)$$

Функциональная зависимость для коэффициента A_3 , характеризующего скорость сгорания после окончания подачи топлива (9.80), в [11, 12] не найдена. Поскольку этот коэффициент обеспечивает «стыковку» характеристик тепловыделения на границе участков топливоподачи и развитого диффузионного горения, то его значение можно найти непосредственно из выражения (9.80), подставляя в него значения dx/dt , x и α_v в момент окончания предыдущего периода сгорания.

Константа испарения топлива на участке топливоподачи определяется на основе теории испарения одиночной капли в условиях кондуктивного теплообмена и молекулярной диффузии. При этом теплофизические параметры топлива у поверхности капли выбираются близкими к критическим (критические температура и давление для фазового перехода жидкого дизельного топлива в пар $T_k = 708 \dots 718$ К, $p_k = 15 \dots 16$ бар). Тогда для дизельных топлив среднее значение константы испарения можно определить по эмпирической формуле

$$K_{\text{исп}} = \frac{1}{10^6 p_c}, \quad (9.84)$$

где p_c — давление в конце условно продолженного до ВМТ процесса сжатия (без сгорания), МПа.

Относительная теоретическая константа испарения, с⁻¹:

$$\bar{K}_{\text{исп теор}} = \frac{K_{\text{исп}}}{a^2}, \quad (9.85)$$

где в качестве начального диаметра a капли топлива принимается средний диаметр Заутера, т. е. $a \equiv a_{32}$ (см. разд. 5.5). В целях учета

отличия скорости испарения в составе струи распыленного топлива от скорости испарения совокупности одиночных капель среднего диаметра вводится эмпирический поправочный коэффициент k , с помощью которого определяется действительная константа испарения топлива в условиях дизеля

$$\bar{K}_{\text{исп дейст}} = k \bar{K}_{\text{исп теор}}, \quad (9.86)$$

где поправочный коэффициент принимается зависящим только от интенсивности вихревого движения заряда, частоты вращения и условий смесеобразования. При этом $k = 10(D_n n a_{32})^{0,75}$.

Ввиду того что точное определение момента окончания сгорания затруднительно, продолжительность сгорания определяется приблизительно, исходя из следующего соображения. Вычислив действительную константу испарения (9.86), можно оценить время полного испарения капель

$$\tau_{\text{исп}} = \frac{A_z}{\bar{K}_{\text{исп дейст}}}, \quad (9.87)$$

где $A_z = B \alpha_{\text{в}}^{-0,6}$; $\alpha_{\text{в}}$ — коэффициент избытка воздуха, $B \approx 4-5$.

Тогда продолжительность процесса сгорания определяется следующей эмпирической зависимостью

$$\varphi_{\text{сг}} = \varphi_{\text{впр}} + bl(\tau_{\text{исп}} - \tau_i). \quad (9.88)$$

Следует отметить, что возможная неточность первого приближения при определении условной продолжительности сгорания относительно слабо отражается на результатах расчета скорости тепловыделения, поскольку $\varphi_{\text{сг}}$ используют для оценки величины вспомогательного параметра $\xi_{\text{в}}$, необходимого для расчета текущего коэффициента избытка воздуха в зоне горения согласно (9.81).

Проведенный в данной главе анализ позволяет сделать ряд заключительных замечаний. Прежде всего следует подчеркнуть, что в настоящее время отсутствует универсальная модель тепловыделения при сгорании топлива в поршневых двигателях. Имеющиеся эмпирические и полуэмпирические зависимости мало пригодны для математического моделирования, так как не обладают свойствами универсальности и могут быть использованы при расчетах

рабочего процесса вновь проектируемых двигателей только в качестве первого приближения.

Для формального описания тепловыделения в поршневых двигателях наиболее распространенной является формула Вибе, содержащая два определяющих параметра процесса сгорания m и $\tau_{\text{сг}}$, от правильного подбора которых зависит степень соответствия расчетных и экспериментальных параметров рабочего процесса. Обычно для подбора параметров Вибе в большей степени используется статистический материал по тепловыделению в подобных двигателях и в меньшей степени — особенности физико-химических процессов в цилиндре, что, прежде всего, обусловлено чрезвычайно сложным характером последних. В связи с этим в настоящее время широкое применение находят как экспериментальные, так и расчетно-теоретические исследования по смесеобразованию и кинетике горения моторных топлив. Одновременно появляется стремление установить качественную и количественную связь параметров Вибе с реальными условиями процесса сгорания в поршневых двигателях.

В модели, предложенной Н.Ф. Разлейцевым, не проводится четкая граница между кинетическим и диффузионным горением, как это принято у большинства исследователей, и весь процесс тепловыделения делится на две основные части: тепловыделение в процессе впрыскивания и тепловыделение после впрыскивания. При этом первая из них рассматривается более подробно (из трех условных периодов), чем вторая (из одного периода). Расчет тепловыделения для каждого из этих периодов, как и в случае модели Вибе, производится на основе фундаментальных зависимостей теории цепных реакции Семенова. Эти зависимости модифицируются для каждого периода с учетом специфики дизельного процесса, при этом модификации осуществляются на основе эмпирических данных, а часто с привлечением ряда условностей и предположений, не имеющих пока экспериментальных подтверждений.

При использовании этой модели для вновь проектируемых дизелей неизбежно возникают такие вопросы, как например, определение коэффициента турбулизации заряда $K_{\text{турб}}$, степени использования воздушного заряда $\xi_{\text{в}}$, важных констант A_0, A_1, A_2, A_3 и связанных с ними коэффициентов неполноты сгорания $\psi_0, \psi_1, \psi_2, \psi_3$. Кроме того, нет однозначного ответа на вопросы: почему относительная концентрация активных частиц в начале вспышки равна

одной десятой доли (см. (9.70)) испарившегося за время задержки воспламенения топлива? Почему температура пламени всегда принимается равной 2500 К?

Физические картины отдельных условных периодов тепловыделения в модели Разлейцева описаны, безусловно, логично, местами гипотетически, но с глубоким пониманием сути процессов. Математическое описание этих процессов оставляет желать лучшего. Детализация физических процессов требует подробного математического описания, однако нехватка информации о физических явлениях в цилиндре вынуждает автора прибегать к введению целого ряда коэффициентов, которые либо определяются эмпирически, либо задаются с определенным приближением. Модель Разлейцева охватывает большое число реальных факторов, но ее применение затруднено для других двигателей, особенно вновь проектируемых. Поэтому в [13] позднее была предложена более простая модель (см. (9.45)), полученная на основе модели Вибе и содержащая показатель динамики сгорания $m = m(\tau)$. Как и модель Вибе, она отличается формализмом описания процесса тепловыделения, однако не полностью отображает физическую суть процесса сгорания, содержит меньше эмпирических коэффициентов и более удобна для практического применения. Подчеркивая условность такого сравнения (эти модели являются моделями разных уровней), отметим, что в настоящее время модель Вибе является самой употребляемой из всех существующих моделей тепловыделения, а его автор — одним из самых цитируемых авторов в мире, работающих в области теории поршневых двигателей.

10. ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА И ТУРБУЛЕНТНОГО ГОРЕНИЯ В ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

10.1. Модель нестационарного турбулентного движения и горения рабочего тела

Исследование особенностей нестационарного турбулентного движения рабочего тела в цилиндре двигателя одновременно с процессом горения представляет одну из наиболее интересных проблем современной теории поршневых двигателей, поскольку они непосредственно обуславливают эффективность и экологичность рабочего цикла и двигателя в целом.

В настоящее время ведущие производители поршневых двигателей широко используют так называемые 3D-программы и CFD-коды (Computational Fluid Dynamics), основанные на дифференциальных уравнениях в частных производных (уравнения неразрывности, количества движения Навье — Стокса, энергии и диффузии), к которым добавлены уравнения химической кинетики. Трехмерные модели служат для решения специфичных задач, связанных с поршневыми двигателями, их применяют в таких программных продуктах, как FIRE (AVL, Австрия), KIVA (Лаборатория центра энергетических исследований, США, Лос-Аламос), VECTIS (Ricardo, Англия). Для численного решения отдельных задач теории рабочего процесса двигателя используют известные универсальные программные продукты, например, FLUENT, ANSYS/Flotran, Star CD, PHOENICS и др.

Дифференциальные уравнения в частных производных, описывающие физические процессы переноса массы, количества движения и энергии, можно представить в виде закона сохранения, выраженного обобщенным дифференциальным уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi) + \text{div}(\rho\vec{W}\Phi) = \text{div}(\Gamma_{\Phi} \text{grad}\Phi) + S_{\Phi}, \quad (10.1)$$

Таблица 10.1

Уравнения законов сохранения как частные случаи обобщенного дифференциального уравнения	
$\frac{\partial}{\partial \tau}(\rho\Phi) + \operatorname{div}(\rho\bar{W}\Phi) = \operatorname{div}(\Gamma_{\Phi}\operatorname{grad}\Phi) + S_{\Phi} \iff \frac{\partial}{\partial \tau}(\rho\Phi) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho W_j\Phi) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_{\Phi}\frac{\partial\Phi}{\partial x_j}\right) + S_{\Phi}$	
Уравнение сохранения количества движения (уравнение Навье — Стокса)	Исходная форма Рейнольдса
$\Phi = W_i, \quad \Gamma_{\Phi} = \mu,$ $S_{\Phi} = G_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \frac{\partial W_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial W_k}{\partial x_k}\right)\right]$ (i, j, k = 1, 2, 3)	$\frac{DW_i}{D\tau} = G_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \frac{\partial W_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial W_k}{\partial x_k}\right)\right]$
Новые неизвестные величины	Новые Рейнольдса
где $\bar{\rho}W_iW_j'$ — тензор реинольдсовых (турбулентных) напряжений, определенный по пульсационным составляющим скорости; $\bar{\tau}_{ij} = \mu\left(\frac{\partial \bar{W}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{W}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial \bar{W}_k}{\partial x_k}\right)$ — тензор вязких (турбулентных) напряжений, определенный по усредненным значениям компонентов вектора скорости	$\frac{D\bar{W}_i}{D\tau} = \bar{G}_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial \bar{W}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{W}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial \bar{W}_k}{\partial x_k}\right) - \bar{\rho}W_i'W_j'\right] = 0,$
Уравнение сохранения энергии	Исходная форма Рейнольдса
$\Phi = h, \quad \Gamma_{\Phi} = \frac{\lambda}{c_p}$	$\frac{\partial H}{\partial \tau} + \rho W_j \frac{\partial H}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j}\right) + \frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij}W_j) + \rho G_j W_j - w_r Q_r - \nabla q_R$
	$\frac{\partial \bar{H}}{\partial \tau} + \bar{\rho} \bar{W}_j \frac{\partial \bar{H}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - c_p \bar{\rho} \bar{T}' W_j'\right) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\tau}_{ij} \bar{W}_j) +$

$S_{\Phi} = \frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij}W_j) + \rho G_j W_j - w_r Q_r - \nabla q_R$	Новая неизвестная величина	$+ \bar{\rho} \bar{G}_j \bar{W}_j' - \bar{w}_r \bar{Q}_r - \nabla \bar{q}_R,$
Уравнение сохранения массы (уравнение неразрывности)	Исходная форма Рейнольдса	где $c_p \bar{\rho} \bar{T}' W_j'$ — турбулентный перенос энтальпии $\bar{\rho} c_p T'$ посредством флуктуации скорости W_j'
$\Phi = 1, \quad \Gamma_{\Phi} = 0, \quad S_{\Phi} = 0$	Форма Рейнольдса	$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho W_j) = 0$
Уравнение диффузии (концентрации)	Исходная форма Рейнольдса	$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \bar{W}_j) = 0$
$\Phi = \frac{C_i}{\rho}, \quad \Gamma_{\Phi} = D_i \rho,$ $S_{\Phi} = \dot{m}_i$	Форма Рейнольдса	$\frac{DC}{D\tau} = \frac{\partial C}{\partial \tau} + W_j \frac{\partial C}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(D \frac{\partial C}{\partial x_j}\right) + \dot{m} \quad (i, j, k = 1, 2, 3)$
Новая неизвестная величина	Новая неизвестная величина	где $\bar{\rho} C' W_j'$ — турбулентный диффузионный перенос массы компонента, концентрация которого равна C, посредством флуктуации скорости W_j'

где Φ — произвольная зависимая переменная; Γ_Φ — коэффициент обмена диффузии; S_Φ — источниковый член, который равен разности генерации S_{Φ_g} и аннигиляции (уничтожения) S_{Φ_a} потоков, т. е. $S_\Phi = S_{\Phi_g} - S_{\Phi_a}$. Конкретный вид Γ_Φ и S_Φ , а также S_{Φ_g} и S_{Φ_a} , зависит от физического смысла переменной Φ . Согласно (10.1) сумма нестационарного и конвективного потоков (левая часть уравнения) равна сумме диффузионного и источникового потоков (правая часть уравнения). В декартовой системе координат это уравнение можно представить в тензорной форме:

$$\frac{\partial}{\partial \tau}(\rho\Phi) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho W_j \Phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) + S_\Phi, \quad j = 1, 2, 3. \quad (10.2)$$

Если присвоить переменной Φ различные значения, то можно получить фундаментальные уравнения сохранения массы, энергии, диффузии и количества движения (табл. 10.1).

Отметим, что в уравнении количества движения (см. табл. 10.1)

диффузионный член $\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial W_i}{\partial x_j} \right)$ представляет собой дивергенцию

напряжения трения, выраженного с помощью закона Ньютона для деформации чистого сдвига; V_μ — члены, выражающие объемную деформацию; G_i — объемная сила (приложенная к единице объема);

$\frac{\partial p}{\partial x_i}$ — сила давления; $V_\mu = \frac{1}{3} \mu \text{grad}(\text{div } \vec{W})$; δ_{ij} — символ Кронекера. В уравнении энергии (см. табл. 10.1) диффузионный член

$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right)$ — дивергенция теплового потока, выраженного

с помощью закона Фурье. Источниковые члены: $\frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\tau_{ij} W_j)$ —

работа, совершаемая давлением среды (работа поверхностных сил); $\rho G_j W_j$ — работа объемных сил; $w_r Q_r = q_v$ — внутреннее тепловыделение в результате химической реакции;

$\nabla q_R = \frac{\partial q_R}{\partial x_j}$ — радиационный тепловой поток от источника излучения, играющий существ-

венную роль в процессе гетерогенного горения дизельного топлива, сопровождаемого образованием твердых микрочастиц сажи —

основных генераторов излучения. При этом $w_r = -\frac{dC_{исх}}{d\tau} =$

$= \frac{dC_{пр.сг}}{d\tau} = K(T) C_T C_{O_2}$ — скорость реакции горения, кг/(м³ · с),

выраженная через массовую концентрацию исходных веществ $C_{исх}$ или продуктов сгорания $C_{пр.сг}$, кг/м³, или через массовые концентрации топлива C_T и окислителя C_{O_2} ; Q_r — количество теплоты, выделяемое на единицу массы, Дж/кг.

В уравнении диффузии диффузионный член $\frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_l \frac{\partial C_l}{\partial x_j} \right)$

представляет собой дивергенцию диффузионного потока химической компоненты l , выраженного с помощью закона Фика. Здесь C_l — массовая концентрация химической компоненты l , кг/м³; D_l — коэффициент диффузии, м²/с; \dot{m}_l — интенсивность источника массы (скорость изменения массы химической компоненты l в единице объема), кг/(м³ · с).

Подход, предложенный О. Рейнольдсом, заключается в том, что мгновенное (актуальное) значение любого параметра Φ можно представить как сумму его усредненного по времени $\bar{\Phi}$ и пульсационного Φ' значений, т. е.

$$\Phi = \bar{\Phi} + \Phi',$$

$$u = \bar{u} + u'; \quad v = \bar{v} + v'; \quad w = \bar{w} + w'; \quad p = \bar{p} + p'; \quad (10.3)$$

$$T = \bar{T} + T'; \quad \rho = \bar{\rho} + \rho'; \quad h = \bar{h} + h',$$

где $\bar{\Phi} = \frac{1}{t} \int_{\tau_0}^{\tau_0+t} \Phi(\tau) d\tau$. Следует подчеркнуть, что период усреднения

величины t больше по сравнению с периодом турбулентных пульсаций, но мал по сравнению с постоянной времени для любого медленного изменения поля течения, обусловленного обычной нестационарностью течения.

При рассмотрении поля течения сжимаемой жидкости (газа) или смесей газов принято проводить усреднение с учетом плотности (иногда говорят — усреднение по Фавру [15]), при этом усред-

ненная величина определяется как $\bar{\Phi}_\rho = \frac{\overline{\rho\Phi}}{\bar{\rho}}$. Таким образом, усредняются только компоненты вектора скорости и тепловые параметры. Плотность и давление усредняются как и в (10.3), т. е. $\bar{p} \equiv \bar{p}_\rho$ и $\bar{\rho} \equiv \bar{\rho}_\rho$. Индекс ρ в этих выражениях указывает на процедуру усреднения с учетом плотности по Фавру.

10.2. Модели турбулентности

10.2.1. Классификация моделей турбулентности

Рассмотренный метод усреднения уравнений Навье — Стокса в современной научно-технической литературе называют также *RANS*-метод (Reynolds-averaged Navier — Stokes), а модели, базирующиеся на этом методе, — *RANS*-модели [2]. Метод усреднения Рейнольдса (*RANS*-метод) имеет альтернативу — метод фильтрации, который основан на расчете крупномасштабной турбулентности в нестационарной постановке с использованием системы так называемых фильтрующих уравнений. По существу, набор фильтрующих уравнений служит для исключения из расчета подсеточных вихрей, т. е. вихрей, размеры которых меньше размеров ячеек расчетной сетки. При использовании метода фильтрации как метода усреднения Рейнольдса для замыкания системы уравнений требуется добавить специальные уравнения. Модели турбулентности, основанные на методе фильтрации, называют моделями больших вихревых структур, или *LES*-моделями (Large Eddy Simulations). Несмотря на то что *LES*-модели известны более 35 лет [2, 16], они еще не нашли широкого применения в инженерной практике вследствие их высокой стоимости и больших затрат машинного времени. Это объясняется тем, что при использовании *LES*-моделей необходимо проводить пространственную дискретизацию высокого порядка для расчета турбулентных течений, что связано с большими вычислительными ресурсами. Для инженерных расчетов чаще используют *RANS*-модели.

В силу метода усреднения Рейнольдса, преобразующего исходную систему уравнений (Навье — Стокса, энергии, неразрывности и

диффузии) в усредненную систему уравнений Рейнольдса, система уравнений Рейнольдса получается незамкнутой (см. табл. 10.1). Действительно, после усреднения появляются новые неизвестные величины, являющиеся векторами более высокого порядка, чем базовые переменные. Так, если любой из имеющихся параметров, например Φ , есть скаляр, то $\overline{\Phi W'_j}$ есть вектор, если Φ — вектор, то $\overline{\Phi W'_j}$ — тензор второго порядка. Значит, величина $\overline{\rho W'_i W'_j}$ представляет собой момент второго порядка пульсации скорости.

В связи с этим величины $\overline{\rho W'_i W'_j}$, $c_p \overline{\rho T' W'_j}$, $\overline{\rho C' W'_j}$ иногда называют вторичными моментами [3, 16]. Очевидно, что возникает проблема замыкания системы уравнений Рейнольдса, т. е. добавления к этой системе уравнений, устанавливающих дополнительные зависимости между указанными выше неизвестными величинами. Проблема замыкания системы уравнений Рейнольдса является одной из основных проблем расчета турбулентности и для ее решения используются различные модели, называемые моделями турбулентности. Отметим, что подход Рейнольдса к трактовке турбулентности до настоящего времени остается наиболее эффективным, что обуславливает создание различных моделей турбулентности, используемых для численных расчетов.

Таким образом, модель турбулентности следует понимать как систему уравнений (алгебраических или дифференциальных), которые содержат неизвестные величины, имеющиеся в системе уравнений Рейнольдса, и позволяют замкнуть систему.

Наиболее распространенные в настоящее время модели турбулентности подразделяют на две основные группы.

1. Модели, основанные на гипотезе Буссинеска, или модели турбулентной вязкости.

2. Модели рейнольдсовых напряжений (иногда говорят — модели с уравнениями для напряжений), в которых гипотеза Буссинеска не используется.

В качестве основного признака классификации моделей турбулентности в некоторых случаях рассматривают число дополнительных дифференциальных уравнений в частных производных, решение которых дает значения параметров (коэффициентов турбулентного обмена и прежде всего турбулентной вязкости) моде-

ли. Число этих уравнений может изменяться от 0 (модели турбулентности содержат лишь простые алгебраические уравнения) до 12 (наиболее сложные модели рейнольдсовых турбулентных напряжений) [1]. В этом случае модель называют моделью турбулентности с одним уравнением, моделью турбулентности с пятью уравнениями и т. п.

Согласно другой терминологии классификация моделей турбулентности осуществляется в зависимости от порядка замыкания системы уравнений, при этом отличают модели первого и второго порядка. Модели замыкания первого порядка основаны на расчете рейнольдсовых напряжений как функции только усредненных скоростей и геометрических условий задачи, т. е. на предположении, что турбулентные потоки количества движения, теплоты и компонентов среды непосредственно взаимосвязаны со средними значениями скорости, температуры и концентрации соответственно. Модели замыкания второго порядка базируются на использовании одной (или более) характеристики турбулентности, полученной решением некоторого модельного уравнения переноса, т. е. турбулентный поток получается за счет решения отдельных дифференциальных уравнений переноса для каждого компонента потока $\overline{\Phi W}_j'$.

В англоязычной научной литературе обычно различают две основные группы моделей.

1. *EVM*-модели (Eddy Viscosity/Diffusivity Models), т. е. модели турбулентной вязкости (теплопроводности)/диффузии, называемые также моделями первого порядка, или однопараметрическими моделями.

2. *SMC*-модели (Second-Moment Closure Models), т. е. замыкающие модели вторичного количества движения (вторичного момента), называемые также моделями рейнольдсовых напряжений, моделями второго порядка, или многопараметрическими моделями.

Иногда к третьей группе относят *LES*-модели. Коротко рассмотрим наиболее распространенные в инженерной практике, в частности в теории поршневых двигателей, полуэмпирическую модель турбулентности Прандтля и *k*— ϵ -модель.

10.2.2. Полуэмпирическая модель турбулентности Прандтля

Модель основана на гипотезе Буссинеска, согласно которой касательное напряжение при турбулентном движении определяется по аналогии с ламинарным движением, т. е.

$$\tau_w = \mu_T \frac{d\bar{u}}{dy}, \quad (10.4)$$

где μ_T — динамический коэффициент турбулентной вязкости, являющийся коэффициентом турбулентного обмена, а не физической константой, и его значение зависит от распределения усредненной скорости \bar{u} , $\mu_T = f(\bar{u})$.

Связь между коэффициентом μ_T и распределением усредненной скорости \bar{u} устанавливает гипотеза Прандтля, согласно которой из начального слоя выделяется некоторый жидкий объем в виде вихревой массы с индивидуальными свойствами (скорость, количество движения) и перемещается в процессе обмена в нормальном направлении к усредненному потоку. Передвижение жидкого объема в этом направлении происходит до тех пор, пока он не перемешивается с некоторым другим (смежным) слоем. Перемешиваясь со смежным слоем, жидкий объем теряет свою индивидуальность — отличие в продольной усредненной скорости \bar{u} , а также в количестве движения. Таким образом, каждый жидкий объем имеет характерную длину пути перемешивания (*Mischungsweg*) l , после прохождения которого он теряет свои индивидуальные свойства. Длина пути перемешивания также не является физической константой и зависит от пространственных координат.

В некоторых случаях существует простая связь между длиной пути перемешивания и характерным размером течения. Например, для течения вдоль гладкой поверхности длина пути перемешивания на поверхности стенки $l = 0$, так как здесь нет поперечного движения. В случае шероховатой поверхности длина пути перемешивания l имеет такой же порядок, что и высота Δ выступов, образующих шероховатость.

На основе этой гипотезы Л. Прандтль предложил формулу для касательного напряжения турбулентного трения (тензора рейнольдсовых турбулентных напряжений)

$$\tau_T = -\bar{\rho} \overline{W_i' W_j'} = -\bar{\rho} \overline{v' u'} = \rho l^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dy} \right)^2. \quad (10.5)$$

При изменении знака производной $\frac{d\bar{u}}{dy}$ должен меняться и знак τ_T , поэтому формулу (10.5) записывают в следующем виде:

$$\tau_T = \rho l^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dy} \right| \cdot \frac{d\bar{u}}{dy}. \quad (10.6)$$

Используя (10.4) и (10.6), запишем коэффициент динамической турбулентной вязкости в виде

$$\mu_T = \rho l^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dy} \right|. \quad (10.7)$$

Выражение (10.7) известно как формула Прандтля. Подчеркнем, что в этих выражениях \bar{u} — усредненная компонента вектора скорости в направлении основного течения; y — поперечная координата, а произведение $l \left| \frac{d\bar{u}}{dy} \right|$ можно интерпретировать как характерную скорость турбулентности W_T .

Модель турбулентного пограничного слоя. Область турбулентного пограничного слоя разбивается в перпендикулярном к потоку направлении на две подобласти: 1) пристеночную, граничащую с поверхностью обтекаемого тела, называемую также внутренней частью турбулентного пограничного слоя; 2) внешнюю, занимающую остальную часть турбулентного пограничного слоя. Пристеночная (внутренняя) подобласть тоньше внешней. В случае продольного обтекания пластины с безградиентным внешним невязким потоком, например, на долю каждой из этих подобластей приходится примерно 20 и 80 % номинальной толщины турбулентного пограничного слоя [10].

Непосредственно у поверхности стенки КС турбулентное трение ничтожно мало по сравнению с ламинарным, а на внешней границе пограничного слоя наоборот — ламинарное трение ничтожно мало по сравнению с турбулентным. Очевидно, что между внутренней и внешней границами пограничного слоя существует переходная зона, в которой турбулентное и ламинарное трение

имеют один порядок. Таким образом, полагают, что пристеночная подобласть пограничного слоя состоит из трех подслоев, которые характеризуются следующими особенностями.

1. Вязкий (очень тонкий) подслои, расположенный непосредственно у поверхности стенки, где напряжения турбулентного трения малы по сравнению с вязкими напряжениями ламинарного течения, и поэтому всякое турбулентное течение ведет себя, в основном, как ламинарное. В таком подслое, называемом также ламинарным подслоем, скорости так малы, что силы инерции значительно меньше сил вязкости. Однако это не означает, что здесь не может существовать турбулентность, так как турбулентные пульсации происходят на любом малом расстоянии от твердой поверхности стенки, но очень быстро затихают [12]. Можно утверждать, что сходство с ламинарным течением в вязком подслое заключается только в том, что средняя скорость распределена по такому же закону, по которому была бы распределена истинная скорость при ламинарном движении в тех же условиях. Однако нет четкой границы между вязким подслоем и остальными участками внутреннего слоя, поэтому понятие вязкого подслоя, как отмечают Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц [8], имеет лишь качественный характер и движение в нем турбулентное.

2. Переходный (буферный) подслои, который примыкает к ламинарному (вязкому) подслою. В переходном подслое пульсации скорости уже настолько велики, что возникают турбулентные касательные напряжения, сравнимые с силами вязкости.

3. Подслои с логарифмическим распределением скорости, где турбулентные касательные напряжения явно превышают ламинарные напряжения (силы вязкости). Здесь профиль скорости принимает логарифмический характер и отсюда начинается собственно турбулентный пограничный слой.

Такая схема пограничного слоя известна под названием двухслойной схемы. В пристеночной (внутренней) части пограничного слоя действует так называемый закон стенки, а внешняя подобласть управляется так называемым законом следа.

Для трехмерных сдвиговых течений (пограничные слои, пристеночные струи) уравнение (10.7) принимает вид

$$\mu_T = \rho l^2 \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (10.8)$$

Вблизи поверхности стенки длина пути перемешивания пропорциональна расстоянию y от стенки, т. е.

$$l = \alpha y, \quad (10.9)$$

где α — безразмерная константа, определяемая экспериментально. Очевидно, что (10.9) справедливо не для любого расстояния от поверхности стенки, поэтому следует использовать значение l , полученное экспериментально (отсюда и такие понятия, как полуэмпирическая теория и полуэмпирическая модель турбулентности Прандтля). Согласно экспериментальным исследованиям И. Никурадзе [9] для небольших расстояний от поверхности стенки подтверждается правильность предложенного Прандтлем выражения (10.9), а числовое значение постоянной $\alpha = 0,4$, которую называют также постоянной Кармана. Значение $\alpha = 0,41$ он получил расчетным путем.

Ван Дрифт [1, 10, 12] ввел в (10.9) демпфирующий множитель, известный как функция Ван Дрифта, придав формуле вид

$$l = \alpha y \left[1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^*}\right) \right]. \quad (10.10)$$

В этой формуле $A^* = 26$ — демпфирующая константа, а выражение в квадратных скобках — демпфирующая функция Ван Дрифта, которая осуществляет связь между полностью развитым пограничным слоем, где $l = \alpha y$, и вязким подслоем, где $l \rightarrow 0$. Параметр y^+ , представляющий собой безразмерное расстояние от поверхности стенки, равен

$$y^+ = \frac{1}{v_w} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}} \cdot y. \quad (10.11)$$

Гипотезу Прандтля (10.6) можно распространить и на закон переноса теплоты и вещества, используя при этом градиенты усредненных температуры и концентрации. Тогда турбулентные потоки энthalпии и диффундирующей массы, перенос которых происходит посредством флуктуации скорости W'_j , можно выразить следующим образом:

$$q_T = -c_p \bar{\rho} \overline{T'W'_j} = c_p \rho l_T l \frac{d\bar{u}}{dy} \frac{d\bar{T}}{dy}, \quad (10.12)$$

$$q_D = -\bar{\rho} \overline{C'W'_j} = \rho l_D l \frac{d\bar{u}}{dy} \frac{d\bar{C}}{dy}, \quad (10.13)$$

где \bar{C} , C' — усредненная концентрация i -й компоненты среды и ее пульсации соответственно (индекс i опускается). Следует отметить, что значения длины пути перемешивания при переносе импульса l , теплоты l_T и массы l_D в общем случае могут быть не равны, и соответственно коэффициенты турбулентного обмена μ_T , λ_T и D_T будут различаться.

Полуэмпирические модели турбулентности, основанные на гипотезе Прандтля, называют также градиентными моделями первого приближения [3]. К числу таких моделей относятся модели Кармана, Тейлора, Рейхардта.

Эксперименты И. Никурадзе [9] указывают на некоторую ограниченность полуэмпирической модели Прандтля.

1. В силу рассмотренных выше предположений о длине пути перемешивания турбулентная вязкость μ_T , тепловой поток q_T и поток массы диффундирующего вещества q_D принимают нулевые значения, как только градиент скорости становится равным нулю, т. е. $\frac{d\bar{u}}{dy} = 0$, что имеет место, например, на оси трубы или в области

перемешивания пристеночной струи с основным потоком. Это противоречит экспериментальным данным. В пользу модели Прандтля следует сказать, что этот недостаток не всегда является решающим, так как реинольдсовы напряжения и тепловые потоки часто бывают малыми, когда $\frac{d\bar{u}}{dy} = 0$ [1].

2. Неприменимость предсказанного моделью Прандтля логарифмического профиля скоростей вблизи оси трубы.

3. Необходимость некоторой «игры» констант при переходе от логарифмического профиля скоростей к логарифмической формуле сопротивления [9, 10].

Основная причина такой ограниченности указанной модели Прандтля и подобных ей заключается в том, что они базируются на предположении о локальном равновесии турбулентности, со-

гласно которому скорости диссипации и генерации энергии турбулентности в каждой точке течения равны. Это приводит к тому, что генерация турбулентности в других точках течения или в более ранние моменты времени оказывается невозможной, т. е. предположение о длине пути перемешивания не может учитывать влияние переноса турбулентности, т. е. влияние предыстории развития турбулентности.

Несмотря на это полуэмпирическую модель турбулентности Прандтля в настоящее время широко применяют при решении ряда инженерных задач, в том числе для расчета теплообмена в КС поршневых двигателей [4, 6].

10.2.3. k — ε -модель турбулентности

Рассмотренная выше полуэмпирическая модель турбулентности Прандтля, основанная на гипотезе Буссинеска, позволяет определить коэффициент турбулентного обмена μ_T на основе формулы (10.7) и не требует задания дополнительного дифференциального уравнения для его вычисления. Поэтому полуэмпирическую модель Прандтля относят к моделям турбулентности с нулевым уравнением.

В 40-х годах прошлого столетия А.Н. Колмогоров и Л. Прандтль предложили в качестве характерного масштаба скорости турбулентного потока W_T принять квадратный корень из кинетической энергии турбулентности $\sqrt{\bar{k}}$, а в качестве характерной длины турбулентности — длину пути перемешивания Прандтля, и вычислить коэффициент турбулентной вязкости по формуле

$$\mu_T = \rho l \sqrt{\bar{k}}, \quad (10.14)$$

где длина пути перемешивания l определяется из алгебраических уравнений, как в случае моделей с нулевым уравнением. Встает вопрос, как рассчитать величину \bar{k} ? Если для ее расчета используется одно уравнение в частных производных, описывающее процесс переноса энергии \bar{k} , то такая модель турбулентности относится к моделям с одним уравнением. Это дополнительное уравнение обычно получают из уравнений Навье — Стокса [1]. Таким образом, в моделях с одним уравнением характерная длина

пути l по-прежнему задается алгебраическим выражением и зависит только от локальных условий. Это довольно важное допущение, так как очевидно, что масштаб длины в моделях турбулентности также должен зависеть не только от локальных условий, но и от предыстории течения. Для учета более сложной зависимости длины пути l от картины течения необходимо ввести дифференциальное уравнение переноса для l . В этом случае будем иметь модель турбулентности с двумя уравнениями. Одной из наиболее распространенных моделей турбулентности с двумя уравнениями является k — ε -модель. Подчеркнем, что в k — ε -модели одно уравнение представляет собой уравнение переноса кинетической энергии турбулентности \bar{k} , а второе — уравнение переноса скорости диссипации $\bar{\varepsilon}$ этой энергии. Связь между этими параметрами определяется выражением

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\bar{k}}{l} = \frac{\bar{k}^{3/2}}{l}, \quad \left[\frac{\text{энергия}}{\text{время}} \right]. \quad (10.15)$$

Устойчивость к погрешностям, экономичность и достаточная точность для широкого диапазона турбулентных потоков делает k — ε -модель наиболее применимой в инженерных задачах. Следует подчеркнуть, что эта модель также основана на гипотезе Буссинеска и требует задания коэффициентов, полученных экспериментальным путем, поэтому она также является полуэмпирической моделью.

k — ε -модель турбулентности для высоких чисел Рейнольдса. Так называемая стандартная форма k — ε -модели турбулентности для высоких чисел Рейнольдса имеет вид [16]

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \bar{k}}{\partial \tau} + \rho W_j \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} &= P + G - \bar{\varepsilon} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu + \frac{\mu_T}{Pr_{TDk}} \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right), \\ \rho \frac{D\bar{\varepsilon}}{Dt} &= \left(C_{\varepsilon 1} P + C_{\varepsilon 3} G + C_{\varepsilon 4} \bar{k} \frac{\partial W_k}{\partial x_k} - C_{\varepsilon 2} \bar{\varepsilon} \right) \frac{\bar{\varepsilon}}{\bar{k}} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_T}{Pr_{T\varepsilon}} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_j} \right), \end{aligned} \quad (10.16)$$

где члены P и G указывают на генерацию (или на расход) кинетической энергии турбулентности за счет деформации потока и за счет объемных сил соответственно. Согласно [16]

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

$$G = -g_i \frac{\mu_T}{Pr_T} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}, \quad \mu_T = C_\mu \bar{\rho} \frac{\bar{k}^2}{\bar{\epsilon}}. \quad (10.17)$$

Генерация кинетической энергии турбулентности, выраженная членом P , происходит за счет деформации потока (работа турбулентного напряжения, связанная с деформацией потока, или перенос энергии от усредненного движения к турбулентным пульсациям вследствие действия рейнольдсовых напряжений). Последний член в дифференциальном уравнении кинетической энергии турбулентности из (10.16) выражает изменение этой энергии за счет турбулентной диффузии, появляющейся вследствие возникновения градиентов кинетической энергии турбулентности $\partial \bar{k} / \partial x_j$.

Отметим, что $Pr_{TDk} \approx 1$ — турбулентное диффузионное число Прандтля (число Шмидта) для кинетической энергии \bar{k} .

Генерация кинетической энергии турбулентности G за счет объемных сил определяется характером этих сил. Наиболее часто встречающаяся объемная сила является гравитационной. В этом случае генерация кинетической энергии турбулентности $G = g_i \overline{\rho' W'_j}$. Для большинства потоков пульсацией плотности можно пренебречь и принять, что $G = 0$. Однако если изменение (стратификация) средней плотности становится существенной из-за изменения температуры и концентрации (движущиеся потоки, либо перемещение теплового и концентрационного фронта), член G становится значимым. Корреляцию $\overline{\rho' W'_j}$ можно заменить градиентом средней плотности, используя выражение для турбулентной температуропроводности a_T (или турбулентного числа Прандтля $Pr_T = \frac{\nu_T}{a_T}$),

т. е. $-\overline{\rho' W'_j} = \frac{\mu_T}{Pr_T} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j}$, тогда гравитационный источник турбулентности можно определить из выражения (10.17). Отметим, число

$Pr_T \approx 0,9$. Пульсации плотности ρ' могут быть заменены пульсациями температуры T' и концентраций C' [16].

Теперь коротко проанализируем второе уравнение k — ϵ -модели (10.16), которое описывает перенос скорости диссипации $\bar{\epsilon}$ кинетической энергии турбулентности. Подчеркнем, что диссипация кинетической энергии турбулентности \bar{k} в теплоту происходит вследствие вязкости, при этом во всех случаях $\bar{\epsilon} > 0$. В отличие от уравнения для \bar{k} дифференциальное уравнение для скорости диссипации $\bar{\epsilon}$ в большей степени связано с экспериментальными данными. Этому свидетельствуют эмпирические коэффициенты, введенные в уравнение для $\bar{\epsilon}$ (10.16), из которого следует, что уравнение для $\bar{\epsilon}$ имеет такую же структуру, что и уравнение для \bar{k} . Исключением является член с коэффициентом $C_{\epsilon 4}$, который учитывает влияние сжимаемости жидкости на величину $\bar{\epsilon}$ и не имеет своего аналога в уравнении для \bar{k} . Этот член необходим только для сжимаемого потока. В такой форме уравнение для $\bar{\epsilon}$ и в целом k — ϵ -модель легко преобразовать в CFD-код. В то же время полное сходство уравнений для \bar{k} и $\bar{\epsilon}$ указывает на серьезные недостатки и ограничения модели, так как уравнение для $\bar{\epsilon}$ является слишком простым для отображения реальных физических процессов, связанных с диссипацией турбулентной кинетической энергии. Поэтому были предложены различные эмпирические и интуитивные модификации k — ϵ -модели, однако эти модификации не смогли придать модели универсальную форму, одинаково успешно реализуемую для всех типов потока.

Эмпирические коэффициенты и различные аналоги турбулентного числа Прандтля для данной модели приведены в табл. 10.2.

Таблица 10.2

C_μ	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	$C_{\epsilon 3}$	$C_{\epsilon 4}$	Pr_{TDk}	$Pr_{T\epsilon}$	Pr_T
0,09	1,44	1,92	0,8	0,33	1	1,3	0,9

k — ϵ -модель турбулентности для низких чисел Рейнольдса.

Уравнения модели с большими числами Рейнольдса $Re = \frac{\sqrt{\bar{k}l}}{\nu}$ и

Пекле $Pe = \frac{\sqrt{\bar{k}l}}{a} = RePr$ применимы для областей, достаточно удаленных от поверхности стенки и в которых влияние молекулярной вязкости пренебрежимо мало по сравнению с турбулентной вязкостью. Для типичных пристеночных течений это означает, что $y^+ > 30$ [1], т. е. ламинарный подслой и переходный (буферный) подслой, в которых нет логарифмического распределения скорости, исключаются из рассмотрения.

В связи с этим подход, предусматривающий наличие больших чисел Рейнольдса, практически не применим к течениям с сильным изменением свойств среды поперек течения, каким является течение в пограничном слое. Сюда же можно отнести и случаи течения около пористой поверхности стенки с сильным градиентом давления и т. п. Дело в том, что в таких течениях, например в пристеночных потоках, число $Re = \frac{\sqrt{\bar{k}l}}{\nu}$ (его также называют турбулентным числом Рейнольдса [3]) становится малым. Это очевидно, так как и пульсации скорости W'_j , и кинетическая энергия турбулентности \bar{k} соответственно (в результате демпфирующего действия стенки), и характерный линейный размер $l = \delta_T$ (где δ_T — толщина пограничного слоя), существенно снижаются вне зависимости от их значений за пределами пограничного слоя. В связи с этим приведенные выше уравнения k — ε -модели справедливы только для полностью развитых турбулентных течений, т. е. вдали от демпфирующего влияния стенки. Поэтому в последнее время большое внимание уделяется так называемым моделям для течений с низкими числами Рейнольдса.

При разработке k — ε -модели турбулентности для низких чисел Рейнольдса при задании внутренних граничных условий для величины \bar{k} часто ссылаются на известные экспериментальные результаты, согласно которым вблизи поверхности стенки конвекция и диффузия кинетической энергии обычно пренебрежимо малы. Поэтому принимается, что генерация и диссипация уравновешивают друг друга и можно показать, что модель для кинетической энергии турбулентности сводится к модели длины пути перемешивания Прандтля [3, 16]. В области, где конвекцией и диффузией

можно пренебречь, в качестве внутреннего граничного условия для величины \bar{k} используют выражение

$$\bar{k}(x, y_C) = \frac{\tau(y_C)}{\rho C_D^{2/3}}, \quad (10.18)$$

где y_C — координата точки внутри области, в которой, как ожидается, справедливо логарифмическое распределение скорости. Если $y > y_C$, то можно использовать алгебраическую модель типа Прандтля. Уравнение переноса энергии $\bar{\varepsilon}$ из k — ε -модели (10.16) также не пригодно вблизи поверхности стенки, т. е. внутри вязкого подслоя. Как и в случае кинетической энергии турбулентности \bar{k} , внутреннее граничное условие задают в точке y_C , считая при этом, что в этой точке справедлива гипотеза длины пути перемешивания Прандтля, тогда

$$\varepsilon = \frac{C_D \bar{k}^{3/2}}{l} = \frac{C_D [\bar{k}(y_C)]^{3/2}}{\alpha l}. \quad (10.19)$$

В этих выражениях l — длина пути перемешивания, $C_D \approx 0,164$, а величину $\bar{k}(y_C)$ можно определить из (10.19).

Ясно, что основная проблема при моделировании течения с низким числом Рейнольдса, имеющего место в турбулентном пограничном слое, — избежать вязкого (ламинарного) и буферного подслоев, примыкающих к поверхности стенки. В связи с этим изложенный способ задания граничных условий для величины \bar{k} не является единственным. При использовании численных методов необходимо, например, решение проблем задания граничных условий для \bar{k} в контрольных объемах, граничащих с твердой стенкой. В программном комплексе FIRE, где используется численный метод контрольных объемов (МКО), это делается с помощью так называемых пристеночных функций, предложенных Б. Лаундером и Б. Сполдинггом [1, 16]. В таком случае используется совокупность полуэмпирических функций, полученных на основе экспериментальных наблюдений и теории подобия. Распределение скорости и температуры в турбулентном пограничном слое задается в безразмерных координатах (y^+, u^+) . При этом безразмерное рас-

стояние от поверхности стенки y^+ определяется согласно (10.11), а безразмерная скорость $u^+ = u/u^*$, где $u^* \stackrel{\text{def}}{=} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}}$ есть так называемая динамическая скорость (скорость трения).

В инженерных расчетах принимается, что при $y^+ > 11,63$ силы инерции начинают преобладать над силами трения, поэтому действует логарифмический закон распределения скорости, а в ламинарном подслое (при $y^+ < 11,63$) распределение скорости носит линейный характер, т. е.

$$\begin{aligned} u^+ &= y^+, & y^+ < 11,63, \\ u^+ &= \frac{1}{\varkappa} \ln(Ey^+), & y^+ > 11,63, \end{aligned} \quad (10.20)$$

где $\varkappa = 0,41$ — константа Никурадзе — Кармана; $E = 9,0$ — константа «закона стенки». Следовательно, логарифмический закон распределения скорости в данном случае отличается от классического универсального закона распределения скорости:

$$u^+ = \frac{1}{\varkappa} \ln y^+ + 5,5, \quad (10.21)$$

подтвержденного экспериментально Никурадзе [9] для широкого диапазона чисел Рейнольдса ($4\,000 < Re < 3\,240\,000$). Очевидно, что в случае (10.20) классический логарифмический закон (10.21) распределения скорости модифицируются с целью учета снижения турбулентного трения в зависимости от уменьшения параметра y^+ (т. е. приближения к стенке). В выражениях (10.20) безразмерная скорость и безразмерное расстояние соответственно имеют вид

$$u^+ = C_\mu^{1/4} \frac{\bar{k}_p^{1/2}}{u} u_p; \quad y^+ = C_\mu^{1/4} \frac{\rho \bar{k}_p^{1/2} y_p}{\mu}. \quad (10.22)$$

Здесь индекс p относится к параметрам в центральной точке контрольного объема, расположенного непосредственно у поверхности стенки. Вязкость вблизи стенки может быть заменена значени-

ем, которое определяется из выражения $\mu_w = \frac{y^+}{u^+} \mu$. Средняя безразмерная температура

$$T^+ = C_\mu^{1/4} \bar{k}_p^{1/2} \frac{\rho c_p (T_p - T_w)}{q_w} \quad (10.23)$$

и ее распределение задается в соответствии с логарифмическим законом

$$T^+ = \text{Pr}_T \left[\frac{1}{\varkappa} \ln(Ey^+) + Y \right], \quad (10.24)$$

где

$$Y = 2,94 \left[\left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_T} \right)^{0,75} - 1 \right] \left[1 + 0,28 \exp \left(-0,007 \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_T} \right) \right]. \quad (10.25)$$

В этих выражениях турбулентное число Прандтля $\text{Pr}_T = \frac{\nu_T}{a_T}$ и теплоемкость c_p определяются для средней температуры; T_p — температура в центральной точке контрольного объема, расположенного непосредственно у поверхности стенки; T_w — температура на поверхности стенки; q_w — плотность теплового потока на поверхности стенки. Согласно выражению (10.23) для средней безразмерной температуры плотность теплового потока (в Вт/м²)

$$q_w = C_\mu^{1/4} \bar{k}_p^{1/2} \rho c_p (T_p - T_w) \left\{ \text{Pr}_T \left[\frac{1}{\varkappa} \ln(Ey^+) + Y \right] \right\}^{-1}. \quad (10.26)$$

Для первого близлежащего к стенке контрольного объема уравнение, определяющее кинетическую энергию турбулентности (\bar{k} -уравнение), решается точно так же, как и для всех других контрольных объемов с использованием при этом условия нулевого градиента на стенке (нулевой поток \bar{k}). Однако член, описывающий генерацию турбулентности, рассчитывают с помощью градиента скорости из логарифмического закона распределения, а напряжение сдвига заменяют касательным напряжением сдвига на стенке, в то время как нормальным напряжением пренебрегают.

Скорость диссипации кинетической энергии турбулентности можно оценить, допуская линейную вариацию масштаба длины в зависимости от расстояния от поверхности стенки

$$\bar{\varepsilon}_p = C_\mu^{3/4} \frac{\bar{k}_p^{3/2}}{\alpha y_p} \quad (10.27)$$

Отдельные составляющие уравнения для расчета переноса энергии $\bar{\varepsilon}$ можно трактовать так же, как и уравнение для \bar{k} . На практике, как правило, стремятся избежать решения ε -уравнения в первом контрольном объеме, расположенном непосредственно на поверхности стенки, и использовать для него вышеприведенное уравнение для ε_p .

10.2.4. Другие двухпараметрические модели турбулентности

Рассмотренная выше k — ε -модель, известная под названием стандартной k — ε -модели (standard k — ε -model), имеет несколько модификаций. Современные многофункциональные пакеты прикладных программ содержат сравнительно новые (конца прошлого столетия) модифицированные k — ε -модели, такие, как *RNG*— k — ε -модель [22] и *Realisable*— k — ε -модель [20].

RNG— k — ε -модель основана на k — ε -модели турбулентности и получена из уравнений Навье — Стокса с применением математической теории ренормализованных групп (renormalization group theory), она аналогична стандартной k — ε -модели. Отличительные признаки *RNG*— k — ε -модели:

1) дополнительный член в уравнении для энергии $\bar{\varepsilon}$, учитывающий течение с быстрыми деформациями;

2) аналитическая формула для турбулентного числа Прандтля в отличие от его постоянного значения, используемого в стандартной k — ε -модели;

3) низкорейнольдсовы эффекты в отличие от стандартной k — ε -модели, в которой используется высокорейнольдсовая аналогия. Это достигается путем введения в модель дифференциального выражения для эффективной вязкости, полученного аналитически. Однако следует подчеркнуть, что данное выражение дает приемлемые результаты только в случае качественного сеточного разрешения в области пограничного слоя.

Realisable— k — ε -модель отличается от рассмотренной в предыдущем разделе стандартной k — ε -модели тем, что вместо константы C_μ она содержит функциональную зависимость, которая позволяет скорректировать значения турбулентной вязкости μ_T , в частности, избежать отрицательных значений μ_T для течений с высокими градиентами. Термин «realisable» указывает на то, что разрешены некоторые математические ограничения реинольдсовых напряжений, которые имеют место в турбулентных потоках.

Кроме k — ε -моделей в настоящее время успешно используются: модель Спаларта — Аллмареса (*SA*-модель турбулентности) 1992 г., предназначенная для низкорейнольдсовых течений в пограничных слоях; *V2F*-модель Дурбина 1995 г., которая подобна стандартной k — ε -модели, но учитывает пристеночную анизотропию турбулентности [2]. Следует отметить, что существуют также варианты моделей для низких чисел Рейнольдса, различающиеся главным образом формой демпфирующих функций и параметрами, используемыми в этих функциях. В большинстве моделей для записи демпфирующих функций используется локальное расстояние от поверхности стенки. В целом они хорошо моделируют характер течения вблизи стенки, тем не менее их использование для геометрии сложной формы может привести к неудовлетворительным результатам. Более общими являются модели, в которых ис-

пользуется локальное турбулентное число Рейнольдса $Re = \frac{\sqrt{k} l}{\nu}$.

Одной из таких моделей служит оригинальная модель Джонса и Лаундера [1], которая, несмотря на то что была предложена более чем три десятилетия назад, все еще рассматривается CFD-пользователями как наиболее достоверная для сложных потоков, когда требуется выполнять интегрирование по направлению к стенке (вместо функций стенки).

В поисках лучшей предлагались и другие модели, состоящие из двух уравнений, главным образом различающиеся выбором переменной, обеспечивающей масштаб. Одна из таких моделей предназначена для получения и непосредственного решения уравнения для характеристической длины турбулентности l или масштаба времени τ . Другая — для вычисления переменной, у которой в точной форме могут быть определены граничные условия вблизи твердой стенки или границы свободного потока, что не учиты-

вается в уравнении переноса энергии $\bar{\varepsilon}$. Общую масштабирующую переменную ψ можно выразить через величины \bar{k} и $\bar{\varepsilon}$, $\psi = \bar{k}^m \bar{\varepsilon}^n$, тогда уравнение переноса параметра ψ будет аналогично уравнению переноса энергии $\bar{\varepsilon}$ из k - ε -модели (10.16):

$$\rho \frac{D\psi}{Dt} = \left(C_{\varepsilon 1} P + C_{\varepsilon 3} G + C_{\varepsilon 4} \bar{k} \frac{\partial W_k}{\partial x_k} - C_{\varepsilon 2} \bar{\varepsilon} \right) \frac{\psi}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_T}{Pr_{T\psi}} \frac{\partial \psi}{\partial x_j} \right). \quad (10.28)$$

При использовании уравнения (10.28) в качестве базового уравнения для других переменных могут быть выведены с различными коэффициентами в источниковых членах (т. е. с различными значениями параметров m и n , означающих различные толкования параметра ψ), т. е.

$$C_{\psi i} = m + n C_{\varepsilon i}. \quad (10.29)$$

Значения коэффициентов для двух главных источниковых членов генерации и диссипации приведены в табл. 10.3. Из таблицы ясно, что введение новых параметров, таких, как скорость диссипации на единицу энергии (удельная скорость диссипации) $\omega = \varepsilon/k$, масштаб времени $\tau = 1/\omega = k/\varepsilon$, линейный масштаб $l = k^{3/2}/\varepsilon$ или комплексный параметр $kl = k^{5/2}/\varepsilon$ вместо скорости диссипации турбулентной энергии ε дает разные варианты двух параметрических моделей. При этом все комплексные сочетания этих параметров, приведенные во втором столбце табл. 10.3, имеют размерность кинематической турбулентной вязкости ν_T (m^2/c). Эти модели по сравнению с базовой k - ε -моделью применяются реже. Действительно, несмотря на физическую привлекательность и подходящие граничные условия на поверхности стенки использование параметра l (kl) или τ является неудобным. Отметим, что непосредственное преобразование ψ -уравнения в τ -уравнение видоизменяет источниковый член $C_{\varepsilon 2} \varepsilon/k$ в константу $C_{\varepsilon 2}$ (так как $\tau = 1/\omega = k/\varepsilon$), которая не пригодна для практического пользования [16]. В этих выражениях, а также в табл. 10.3, вместо величин k и ε , строго говоря, следует использовать величины \bar{k} и $\bar{\varepsilon}$, как это имеет место в k - ε -модели (это касается также и параметра ω). Это делается в целях упрощения записи, а не для изменения сути параметров турбулентности.

Таблица 10.3

Модель	$\nu_T/C\mu$, m^2/c	ψ	m	n	$C_{\psi 1}$	$C_{\psi 2}$	Ψ_w
k - ε	k^2/ε	ε	0	1	1,44	1,92	$2\nu \left(\frac{\partial k^{1/2}}{\partial x_j} \right)^2$
k - ω	k/ω	$\omega = \varepsilon/k$	-1	1	0,44	0,92	∞
k - τ	$k\tau$	$\tau = 1/\omega =$ $= k/\varepsilon$	1	-1	-0,44	-0,92	0
k - l	$k^{1/2}l$	$l = k^{3/2}/\varepsilon$	3/2	-1	0,06	-0,42	0
k - kl	$(kl)/k^{1/2}$	$kl = k^{5/2}/\varepsilon$	5/2	-1	1,06	0,58	0

Ф. Ментер [18] в разработанной им модели, известной под названием SST-модель (Shear Stress Transport) Ментера, объединил k - ω - и k - ε -модели. Данная модель основана на замкнутом ω -уравнении для области твердой стенки, которое вдали от стенки трансформируется в ε -уравнение. При этом ω -уравнение принимает единичное значение в пристеночной области, для которой применяется k - ω -модель, и равно нулю вдали от стенки, где применяется k - ε -модель. Константы SST-модели Ментера несколько отличаются от констант в исходных моделях [18].

10.2.5. Модели рейнольдсовых напряжений

Модели рейнольдсовых напряжений, как уже отмечалось ранее, не основаны на гипотезе Буссинеска. В русскоязычной технической литературе их называют замыкающими моделями вторичного количества движения (вторичного момента), моделями второго порядка, или многопараметрическими моделями. Модели рейнольдсовых напряжений базируются на принципе усреднения уравнений Навье — Стокса по методу Рейнольдса и определяют логический и естественный уровень моделирования турбулентности. По некоторым прогнозам ожидается, что они заменят современную и широко используемую k - ε -модель и другие двухпараметрические модели, основанные на гипотезе Буссинеска.

Эти модели предусматривают задание неизвестных вторичных моментов (см. табл. 10.1), обусловленных турбулентной флуктуацией скорости W'_j , таких, как рейнольдсовое турбулентное напряжение $\overline{W'_i W'_j}$, турбулентный поток теплоты $\overline{T' W'_j}$ и турбулентный диффузионный перенос массы компонента $\overline{C' W'_j}$, концентрация которого равна C . Значения этих параметров определяют в результате решения специально составленных модельных уравнений, в связи с чем при использовании таких моделей необходимо решать от пяти до двенадцати дополнительных дифференциальных уравнений [1, 2], что делает их трудно применимыми для инженерных задач. Более того, для ряда членов, входящих в уравнения рейнольдсовых напряжений, требуются дополнительные гипотезы, справедливость которых в настоящее время еще не доказана. Так как *SMC*-модели содержат большее число определяемых членов, они не всегда превосходят *EVM*-модели, состоящие из двух уравнений. Несмотря на то что *SMC*-модели учитывают больше физических факторов турбулентности, чем *EVM*-модели, их достоинства могут быть аннулированы, если некоторые из членов моделируются не совсем точно.

Очевидно, что использование *SMC*-моделей обуславливает более жесткие требования к компьютерной технике (быстродействие, оперативная память и т. п.) и к квалификации пользователей. Варианты *SMC*-моделей, ориентированные на турбулентное движение с низкими числами Рейнольдса, особенно для пристеночной области, разработаны К. Ханиаличем и Б. Лаундером [2, 21]. При использовании *SMC*-моделей обычно требуется очень мелкая разбивка внутри пристеночного ламинарного подслоя, что связано с компьютерными ресурсами и затратами времени, поэтому для более сложных типов течения расчеты становятся невыполнимыми. Как возможный компромисс, который исключает применение функции стенки и в то же время остается приемлемым по отношению к компьютерным ресурсам, можно рассматривать двухслойный подход. В этом случае относительно простые модели (например, k — ε -модель, модель из одного уравнения или даже модель длины пути перемещения Прандтля) применяют внутри вязкого

подслоя, в то время как *SMC*-модель используют для расчета параметров наружной части турбулентного пограничного слоя.

10.3. Моделирование турбулентного течения с горением. Модели горения

Характерным для рабочего процесса поршневых двигателей является взаимодействие между несколькими процессами, одновременно происходящими в широком диапазоне масштабов времени и пространства. Прежде всего это процессы переноса массы, количества движения и энергии, а также химические реакции горения. Высвобождение энергии при горении порождает градиенты давления, температуры и плотности и, конечно, вносит вклад в процессы переноса. Действительно, эти градиенты сами являются источниками процессов в газе, которые приводят к переносу массы, количества движения и энергии.

В уравнениях переноса влияние химической реакции горения учитывается наличием так называемых источников членов, таких, как интенсивность внутреннего источника теплоты $q_V = \left[\frac{\text{Дж}}{\text{с}} \frac{1}{\text{м}^3} = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3} \right]$ и интенсивность источника массы $\dot{m} = \left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^3 \cdot \text{с}} \right]$. Запишем эти интенсивности с помощью скорости химической реакции, зависящей, как известно, от концентрации и температуры, т. е. $w_r = f(C, T)$. Выразим скорость $w_r \left(\frac{\text{кг}}{\text{м}^3 \cdot \text{с}} \right)$ как убывание массовой концентрации одного из исходных веществ (горючего или окислителя) или как возрастание массовой концентрации одного из полученных продуктов реакции, т. е.

$$w_r = -\frac{dC_{\text{исх}}}{d\tau} = \frac{dC_{\text{пр.гр}}}{d\tau} = K(T)C_{\text{гор}}C_{\text{окисл}}. \quad (10.30)$$

Тогда

$$q_V = Q_r w_r; \quad \dot{m} = -w_r, \quad (10.31)$$

где Q_r — выделившееся в результате химической реакции количество теплоты на единицу массы, Дж/кг. Знак «минус» в последнем

выражении показывает, что оно относится к уменьшающему в процессе реакции компоненту вещества (горючего).

Очевидно, что взаимосвязь химической кинетики с динамикой газа сильно усложняет моделирование реагирующих течений. При такой постановке задачи для определения скорости реакции требуется знание кинетического механизма образования каждого из компонентов (продуктов реакции), а также соответствующих констант скорости реакции. Только после этого можно определить источники членов в уравнениях переноса, характеризующие интенсивность возникновения новых или исчезновения исходных компонентов в результате химических реакций и входящие в уравнения переноса, и установить связь между динамикой газа и химической кинетикой.

Поскольку реакции высокотемпературного окисления углеводородных топлив и водорода, как правило, характеризуются временными масштабами, очень короткими по сравнению с временными масштабами процессов переноса, то предположение о химическом равновесии (т. е. о мгновенном сгорании и образовании конечных продуктов реакции) во многих случаях является оправданным допущением. Однако бывают обстоятельства, особенно при решении экологических задач, когда такое допущение не выполняется. В частности, реакции с конечной скоростью необходимо рассматривать при расчетах соединений CO, HC, NO_x и сажи. Даже в условиях равновесной химической реакции в случае обогащенной смеси углеводородов с воздухом получается значительное количество оксида углерода, например 10 % всего объема газа. В камерах сгорания эта смесь перемешивается с воздухом и поэтому любое последующее окисление CO до CO₂ происходит во временных масштабах, сопоставимых с масштабом времени турбулентного перемешивания. Оксиды азота, как известно, образуются в областях с достаточно высокими значениями температуры ($T > 1800$ К) и после своего образования сохраняются в продуктах сгорания практически в неизменном количестве (т. е. происходит их «закалка»). Скорость образования NO максимальна только при $\alpha_v \approx 1$ (при небольшом недостатке воздуха), но все равно она меньше характерной скорости процессов переноса.

10.3.1. Модель турбулентного горения Мангуссена — Хартагера

В теории поршневых двигателей модель турбулентного горения Мангуссена — Хартагера используется достаточно часто [14, 19]. Горючая смесь в этой модели состоит, в общем случае, из топлива, кислорода, продуктов сгорания и инертных газов (азота), причем массы этих фракций, обозначаемые через m_t , m_{O_2} , $m_{пр.сг}$ и $m_{ин}$ соответственно, должны быть рассчитаны. Модель основана на гипотезе, согласно которой в турбулентном пламени реагенты (топливо и кислород) содержатся в одних и тех же вихрях и отделены от вихрей, в которых находятся горячие продукты сгорания. Масштаб времени химических реакций обычно очень короткий по сравнению с характерным масштабом времени турбулентного процесса переноса. Это позволяет предположить, что химические реакции в маленьких турбулентных структурах (в вихрях) протекают практически мгновенно до полного их завершения, как только происходит перемешивание реагентов на молекулярном уровне. В связи с этим принимается, что скорость сгорания определяется скоростью перемешивания в вихрях, содержащих реагенты и продукты сгорания, другими словами — скоростью диссипации этих вихрей определяет скорость реакции горения. Привлекательная особенность этой модели — не требуется задавать флуктуации массовых фракций реагентов.

Среднюю скорость реакции горения топлива можно записать в следующем виде:

$$\bar{w}_r = \frac{B}{\tau_t} \bar{\rho} \min \left(\bar{m}_t, \frac{\bar{m}_{O_2}}{L_0}, C \frac{\bar{m}_{пр.сг}}{1 + L_0} \right), \quad (10.32)$$

где L_0 — массовое стехиометрическое количество воздуха; $\tau_t = \frac{\bar{k}}{\varepsilon}$ — время турбулентного перемешивания; B и C — эмпирические коэффициенты, учитывающее влияние турбулентности и параметров топлива на скорость химической реакции. Поэтому для определенного конкретного случая их требуется изменять в соответствии с экспериментальными данными процесса сгорания. Первые две величины в скобках определяют, какой из реагентов (топливо или кислород) присутствует в ограниченном размере и обуслови-

вают тот факт, что при воспламенении максимальная скорость реакции определяется локальным соотношением масс топлива и окислителя. Третий член указывает на вероятность совершения химической реакции и представляет собой условие неразрывности пламени в случае отсутствия горячих продуктов сгорания, т. е. воспламенение не может распространяться до тех пор, пока вихри с горячими продуктами сгорания («горячие» вихри) связаны с вихрями, содержащими топливо и окислитель («холодные» вихри). Таким образом, скорость реакции управляется процессами переноса и перемешивания на молекулярном уровне. Локальная кинетическая энергия турбулентности при этом играет роль движущего (определяющего) феномена для скорости перемешивания реагентов. Обусловленная этим скорость химической реакции $w_{rM-X} \left(\frac{\text{кг}}{\text{м}^3 \cdot \text{с}} \right)$, согласно модели Магнуссена — Хартагера [14, 19], определяется следующей зависимостью:

$$\bar{w}_{rM-X} = C_{M-X} C_R \left(\frac{\bar{\varepsilon}}{k} \right), \quad (10.33)$$

где C_{M-X} — безразмерная константа модели Магнуссена — Хартагера; C_R — концентрация реагента, определяющая скорость реакции, $\text{кг}/\text{м}^3$; k — кинетическая энергия турбулентности, $\text{м}^2/\text{с}^2$; ε — скорость диссипации этой энергии, $\text{м}^2/\text{с}^3$. Ясно, что такая интерпретация модели Магнуссена — Хартагера непосредственно основана на k — ε -модели, используемой обычно при трехмерном моделировании процесса сгорания.

10.3.2. Модель горения с учетом скорости турбулентного пламени

Для моделирования реакции горения гомогенных и негомогенных смесей в двигателях с искровым зажиганием в программе FIRE используется *TFSCM*-модель (Turbulent Flame Speed Closure Combustion-model) [16]. Суть этой модели заключается в определении скорости реакции в зависимости от параметров турбулентности (интенсивность и масштаб турбулентности) и от характеристик пламени (толщина и скорость перемещения фронта пламени).

Скорость реакции определяется как скорость химических преобразований для двух различных процессов — самовоспламенения и распространения пламени, которые основаны на различных представлениях кинетических механизмов. Скорость реакции при самовоспламенении характеризуется законом Аррениуса, где основную роль играет температура, а скорость реакции при распространении пламени определяется скоростью перемещения *турбулентного пламени*. Из этих двух скоростей реакций определяющей является большая скорость. Поэтому в отличие от (10.32) скорость реакции горения топлива

$$\bar{w}_r = \max(\bar{w}_{rAp}, \bar{w}_{rF}). \quad (10.34)$$

Скорость \bar{w}_{rAp} реакции самовоспламенения (по Аррениусу), $\text{кг}/(\text{м}^3 \cdot \text{с})$, равна:

$$\bar{w}_{rAp} = a_1 \rho^{a_2} \bar{m}_T^{a_3} \bar{m}_{O_2}^{a_4} T^{a_5} \exp\left(-\frac{T_a}{T}\right), \quad (10.35)$$

где ρ , T — плотность и температура смеси соответственно; a_{1-5} — эмпирические коэффициенты; $T_a = \frac{\text{def } E}{\tilde{R}}$ — температура активации; E , \tilde{R} — энергия активации и универсальная газовая постоянная соответственно. Самовоспламенение рассматривается обычно для смеси нормального состава ($\alpha_b \approx 1,0$) при давлении $p = 30 \dots 120$ бар.

Скорость реакции при распространении пламени в (10.34) может быть записана как произведение плотности смеси, скорости турбулентного горения w_t и градиента массовой доли топлива $\nabla \bar{m}_T$, т. е.

$$\bar{w}_{rF} = \rho w_t \nabla \bar{m}_T, \quad (10.36)$$

где ∇ — оператор набла (гамильтониан).

Скорость реакции в турбулентном пламени при $0 < \text{Ka} \leq 0,5$

$$\bar{w}_t = \left(w_l + \frac{1}{\sqrt{2}} \alpha u' \right) (1,0 - \text{Ka}^2),$$

при $0,5 < \text{Ka} \leq 1,0$

$$\bar{w}_l = \frac{3}{4} w_l \left(\frac{\alpha\beta}{2\sqrt{2}} + 1,0 \right), \quad (10.37)$$

при $\text{Ka} > 1,0$

$$\bar{w}_l = 0.$$

Ясно, что для определения скорости w_l в турбулентном пламени необходимо задать скорость w_l в ламинарном пламени. Эта скорость, а также толщина фронта δ_l ламинарного пламени определяются в зависимости от коэффициента избытка воздуха α_B , давления p и температуры T смеси с помощью следующего выражения:

$$\left. \begin{matrix} w_l \\ \delta_l \end{matrix} \right\} = (c_1 + c_2\alpha_B + c_3\alpha_B^2 + c_4\alpha_B^3 + c_5\alpha_B^4) \times \\ \times \left(c_6 + \frac{c_7}{c_8 + p} + \frac{c_9}{c_{10} + c_{11}p + p^2} \right) \exp \left(c_{12} + \frac{c_{13}}{T} + \frac{c_{14}}{T^2} \right), \quad (10.38)$$

где c_{1-14} — эмпирические коэффициенты, имеющие для величин w_l и δ_l различные значения.

Входящие в формулы (10.38) параметры Ka , α и β вычисляются по следующим зависимостям:

$$\text{Ka} = b_1 \left(\frac{u'}{w_l} \right)^{b_2} \left(\frac{\delta_l}{l_l} \right)^{b_3}, \quad \alpha = \left(1 + \frac{\delta_l}{l_l} \right)^{b_4}, \quad \beta = b_5 \left(\frac{w_l}{u'} \right)^{b_6} \left(\frac{l_l}{\delta_l} \right)^{b_7}, \quad (10.39)$$

где b_{1-7} — постоянные эмпирические коэффициенты; u' — интенсивность турбулентности (средняя квадратическая скорость турбулентности); Ka — критериальное число Карловица, выражающее увеличение площади фронта турбулентного пламени по сравнению с площадью фронта ламинарного пламени. Его можно

определить как отношение времени $\tau_l = \frac{\delta_l}{w_l}$ существования ламинарного пламени к времени Колмогорова $\tau_k = \sqrt{\frac{\nu}{\varepsilon}}$ турбулентного

пламени, где ν — кинематическая вязкость, ε — скорость диссипации кинетической энергии турбулентности. Следовательно, скорость w_l зависит от локального числа Карловица Ka .

Окончательно линейный масштаб турбулентности l_l в этой модели определяется как

$$l_l = C_{\mu}^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}. \quad (10.40)$$

Таким образом, в рамках *TFSCM*-модели давление и температура свежего заряда (смеси реагентов) необходимы для расчета скорости w_l . Примерно та же процедура используется для ее определения в *CFM*-модели.

10.3.3. Модель когерентного пламени (*CFM*-модель)

В основе этой модели также лежит допущение о том, что характерный масштаб времени для химических реакций намного меньше по сравнению с масштабом времени турбулентности. В *CFM*-модели (*Coherent Flame Model*) акцент делается на изменение площади фронта пламени, поэтому в немецкоязычной литературе она известна как *flammenflächenmodelle* [19]. Обычно *CFM*-модели применимы как для условий с предварительным смешиванием, так и без такового, поскольку основаны на концепции распространения ламинарного пламени. Согласно этой концепции усредненная по всему фронту пламени скорость w_l и толщина фронта δ_l зависят только от давления, температуры и состава свежего заряда. Модель когерентного пламени построена в предположении, что реакция начинается в относительно тонких слоях, которые отделяют свежий несгоревший газ от полностью сгоревшего (продуктов сгорания). В модель вводится дополнительное дифференциальное уравнение переноса плотности Σ фронта пла-

мени, где Σ представляет собой площадь фронта пламени на единицу объема. Решая это уравнение относительно параметра Σ , среднюю скорость реакции горения топлива определяют как произведение плотности поверхности пламени Σ , скорости горения w_f и парциальной плотности топлива $\rho_{T,P}$ в свежем заряде:

$$\bar{w}_r = -\rho_{T,P} w_f \Sigma, \quad (10.41)$$

где \bar{w}_r , $\rho_{T,P}$, w_f и Σ в $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3 \cdot \text{с}}$, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$, $\frac{\text{м}}{\text{с}}$ и м^{-1} соответственно.

В настоящее время различают три варианта *CFM*-модели: стандартная *CFM*-модель; *MCFM*-модель, предназначенная для обогащенных ($\alpha_b \ll 1$) или обедненных ($\alpha_b \gg 1$) смесей; *ECFM*-модель, связанная с модулем для расчета процесса впрыскивания и предназначенная для описания процесса сгорания в двигателях с непосредственным впрыскиванием бензина и искровым зажиганием.

Дифференциальное уравнение переноса плотности фронта пламени, используемое в стандартной *CFM*-модели, как и обогащенное дифференциальное уравнение переноса (10.1), состоит из локального, конвективного, диффузионного и источниковых членов и имеет вид:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{W}_j \Sigma) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{Pr_{tD}} \frac{\partial \Sigma}{\partial x_j} \right) + S_{\Sigma}, \quad (10.42)$$

где ν_t — турбулентная кинематическая вязкость; Pr_{tD} — турбулентное диффузионное число Прандтля (число Шмидта); $S_{\Sigma} = S_g - S_a$ — источниковый член (S_g — генерация протяженности поверхности фронта пламени в результате ее деформирования из-за турбулентного горения, S_a — аннигиляция протяженности поверхности фронта пламени в результате расхода реагентов). При этом

$$S_g = \alpha K_f \Sigma, \quad S_a = \beta \frac{\rho_{T,P} w_f}{\rho_T} \Sigma^2, \quad (10.43)$$

где K_f — средняя частота изменения плотности Σ фронта турбулентного пламени, с^{-1} ; α , β — корректирующие коэффициенты, используемые в *CFM*-модели. Здесь S_a соответствует случаю горения обедненной смеси. Для обогащенной смеси в этом выражении массовая доля топлива $\frac{\rho_{T,P}}{\rho_T}$ заменяется массовой долей окислителя. При этом величина K_f связана с кинетической энергией турбулентности и скоростью ее диссипации соотношением

$$K_f = \frac{\bar{\epsilon}}{k} C_K, \quad (10.44)$$

где множитель C_K есть функция параметров турбулентности (интенсивность и интегральный линейный масштаб турбулентности) и ламинарного пламени (скорость перемещения и толщина фронта пламени), т. е. $C_K = f\left(\frac{u'}{w_f}, \frac{l_t}{\delta_l}\right)$.

Параметр K_f является важной характеристикой пламени, регулирующей его генерацию и гашение, поскольку влияет на интенсивность источника плотности фронта пламени S_{Σ} и, следовательно, на среднюю скорость реакции горения (10.41).

Скорость ламинарного пламени зависит от локального давления p , температуры T свежего заряда газа и локального коэффициента избытка воздуха α_b . Для предварительно перемешанного газа при высоких значениях давления и температуры применяют экспериментально уточненную зависимость, предложенную М. Метхалчи и Дж. Кеком [16, 19]:

$$w_f = w_{f0} (1 - 2,1z) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{a_1} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{a_2}, \quad (10.45)$$

где параметры с индексом 0 являются исходными для начала отсчета; a_1 , a_2 — показатели степени, зависящие от вида топлива; z — степень рециркуляции отработавших газов, выраженная в массовых долях. Очевидно, что при $z > 0,48$ эта формула становится непригодной, поскольку скорость реакции в ламинарном пламени —

отрицательная величина. Вычисление параметров свежего заряда осуществляется с помощью термодинамических уравнений для изоэнтропийного процесса с учетом условия $k = c_p/c_v = \text{var}$ на основе их значений перед началом процесса сгорания.

Толщина фронта ламинарного пламени определяется по кривой температуры (рис. 10.1) вдоль нормального направления фронта пламени, т. е.

$$\delta_l = \frac{T_{\max} - T_{\min}}{\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\max}}. \quad (10.46)$$

Эту величину можно также найти исходя из условия

$$\text{Bl} = \frac{\delta_l}{\delta_{\text{пр.сг}}} \approx 2, \quad (10.47)$$

где Bl — критериальное число Блинта; $\delta_{\text{пр.сг}} = \frac{1}{\rho w_l} \frac{\mu_{\text{пр.сг}}}{\text{Pr}}$; ρ — плотность свежего заряда; $\mu_{\text{пр.сг}}$ — ламинарная динамическая вязкость, рассчитанная для продуктов сгорания в зависимости от их температуры, которая равна

$$T_{\text{пр.сг}} = T + \frac{Q_x}{c_p} \bar{m}_{\text{т.св.з.}}$$

Здесь Q_x — тепловыделение на единицу массы топлива, Дж/кг;



Рис. 10.1. К определению толщины фронта ламинарного пламени

$\bar{m}_{\text{т.св.з.}}$ — безразмерная массовая доля топлива в свежем заряде; T — температура свежего заряда.

MCFM-модель основана на той же концепции, что и стандартная *CFM*-модель. Отличие заключается в определении скорости реакции в ламинарном пламени и протяженности фронта пламени с учетом временно-го масштаба уравнений химиче-

ской кинетики. Скорость пламени w_l вычисляется для расширенных пределов коэффициента избытка воздуха, имеющих место в бензиновых двигателях с непосредственным впрыскиванием в случае глубокого расслоения заряда. Время осуществления τ_c химических реакций учитывается при определении характеристики $K_{\text{eff}} = f(K_t, \tau_c)$ плотности фронта пламени и вычисляется с помощью времени существования ламинарного пламени δ_l/w_l и числа Зельдовича Ze :

$$\tau_c = a_4 \frac{\delta_l}{w_l} \frac{1}{\text{Ze}}, \quad (10.48)$$

где a_4 — постоянный коэффициент; $\text{Ze} = \frac{T_a (T_{\text{пр.сг}} - T)}{T_{\text{пр.сг}}^2}$ — число

Зельдовича; T_a , $T_{\text{пр.сг}}$, T — температура активации, продуктов сгорания и свежего заряда соответственно.

ECFM-модель (Extended CFM) — расширенная *CFM*-модель — содержит все особенности стандартной *CFM*-модели и ее усовершенствованного варианта *MCFM*-модели. Модель была разработана в основном в целях моделирования процесса сгорания в бензиновых двигателях с непосредственным впрыскиванием. В программном комплексе FIRE она предназначена, например, для стыковки с программным модулем SPRAY, используемым для расчета процесса впрыскивания топлива.

10.4. Метод численного интегрирования уравнений переноса

Для расчета уравнений переноса в теории поршневых двигателей в настоящее время наиболее часто используется метод SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) — полуявный метод, разработанный С. Патанкармом и Б. Сполдингом [11] и предназначенный для расчета дозвуковых течений [1, 11, 13, 16]. Метод основан на проведении расчетов по этапам типа предиктор — корректор. Вначале определяются предварительные величины — давление p^0 и компоненты u^0, v^0, w^0 вектора скорости

(т. е. вектор скорости \bar{W}^0), а затем корректирующие поправки p' и u', v', w' (т. е. \bar{W}'), при этом истинные параметры равны соответственно

$$p = p^0 + p'; \quad u = u^0 + u', \quad v = v^0 + v', \quad w = w^0 + w', \quad \bar{W} = \bar{W}^0 + \bar{W}'. \quad (10.49)$$

Поправки к давлению связаны с поправками к компонентам вектора скорости приближенными уравнениями движения

$$\rho \frac{\partial u'}{\partial \tau} = -\frac{\partial p'}{\partial x}, \quad \rho \frac{\partial v'}{\partial \tau} = -\frac{\partial p'}{\partial y}, \quad \rho \frac{\partial w'}{\partial \tau} = -\frac{\partial p'}{\partial z}. \quad (10.50)$$

Поскольку поправки к компонентам вектора скорости на предыдущей итерации считаются равными нулю, то последнее уравнение движения записывают в виде [1, 11]

$$u' = -A \frac{\partial p'}{\partial x}, \quad v' = -A \frac{\partial p'}{\partial y}, \quad w' = -A \frac{\partial p'}{\partial z}, \quad (10.51)$$

где $A = \frac{\Delta \tau}{\rho}$ — приращение времени, деленное на плотность.

При подстановке (10.49) в (10.51), а полученного результата в уравнение неразрывности (см. табл. 10.1) получают

$$\underbrace{\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)}_0 - \left(\frac{\partial u^0}{\partial x} + \frac{\partial v^0}{\partial y} + \frac{\partial w^0}{\partial z} \right) + A \left(\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial z^2} \right) = 0, \quad (10.52)$$

или

$$\nabla^2 p' = \frac{1}{A} (\nabla \bar{W}^0), \quad (10.53)$$

где \bar{W}^0 — вычисленный на шаге предиктор вектор скорости. Полученное уравнение представляет собой уравнение Пуассона. Оно решается относительно поправки к давлению p' . Отметим, что если вычисленный вектор \bar{W}^0 скорости удовлетворяет уравнению неразрывности в каждой точке, то и поправки к давлению p' бу-

дут равны нулю в каждой точке. Сумма производных скоростей в первой скобке выражения (10.52) равна нулю, согласно уравнению неразрывности для несжимаемого потока, т. е. рассмотренный метод предназначен для расчета дозвуковых течений и течений несжимаемой жидкости (когда $\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = 0$) и вполне пригоден

для расчета внутрицилиндровых процессов переноса в поршневых двигателях.

В алгоритме метода SIMPLE используется дискретная форма уравнения (10.53), а процедура расчета состоит из следующих шагов.

1. Приближенно задается давление p^0 в каждом узле сетки.
2. Для нахождения компонентов u^0, v^0, w^0 вектора скорости решается уравнение движения.
3. Решается уравнение для поправок к давлению p' , т. е. уравнение (10.53), в результате определяется p' в каждом узле сетки.
4. Проводится коррекция давления по формуле $p = p^0 + p'$, а компоненты скорости в соответствии с уравнениями (10.49)–(10.51) вычисляются по конечно-разностным формулам, например $u = u^0 - \frac{A}{2\Delta x} (p'_{i+1,j} - p'_{i-1,j})$. Также определяются компоненты v и w .
5. Промежуточные значения давления p^0 и компонентов u^0, v^0, w^0 вектора скорости заменяются новыми скорректированными значениями p, u, v, w и осуществляется возврат к шагу 2. Последовательность шагов повторяется до тех пор, пока процесс нахождения решения не сойдется.

Говоря об ограничениях метода SIMPLE прежде всего указывают на сильно приближенный вид уравнений движения (10.50), используемых в качестве основных для коррекции давления, а также на то, что метод пригоден для расчета дозвуковых течений и течений несжимаемых жидкостей, о чем уже было указано выше.

Процедура SIMPLE успешно используется для решения целого ряда задач течений несжимаемой жидкости [1]. Однако в некоторых случаях, особенно когда рассматриваются сложные течения реагирующих газов, скорость сходимости оказывается недоста-

точно высокой. Это связано с тем, что уравнение для поправок к давлению дает завышенные значения p' , даже если соответствующие поправки к компонентам вектора скорости вполне правдоподобны. В методе SIMPLER (SIMPLE revised — исправленный SIMPLE), разработанном С. Патанкармом [11], этот недостаток устраняется путем введения релаксационного параметра α_p . В результате выражение для давления $p = p^0 + p'$ принимает вид $p = p^0 + \alpha_p p'$ и значения p' в зависимости от выбора релаксационного параметра α_p приближаются к правильным.

Поправки скорости рассчитываются таким же образом, как в методе SIMPLE, но используются полные уравнения Пуассона для давления. Кроме того, сначала приближенно задается поле скорости, а не поле давления. Так как в методе SIMPLER давление p' приближается к правильному, то необходимость релаксации снижается, а сходимость решения осуществляется за меньшее число итераций. Как указывается в [1], совокупные затраты компьютерного времени в большинстве случаев снижаются на 30...50 % несмотря на то, что метод SIMPLER требует примерно на 30 % больше вычислений на одной итерации, чем SIMPLE.

Метод SIMPLE находит широкое применение в программных комплексах, предназначенных для моделирования рабочего процесса в поршневых двигателях, например в FIRE. Другие известные методы отличаются от него, в основном, схемой расчета обновленного давления. Например, метод PUMPIN (Pressure Update from Multiple Path Integration), предложенный [1, 2] в отличие от метода SIMPLE не требует решения уравнения Пуассона, при этом для достижения сходимости решения достаточно малого числа итераций. Из других методов, предназначенных для расчета течений реагирующих сред и процессов сгорания, следует назвать метод RICE, служащий основой ряда программных комплексов, разработанных в Лос-Аламосской Национальной лаборатории, и являющийся обобщением метода ICE для расчета непрерывных течений. Обзор, а также сравнительный анализ этих и других методов изложен в [1, 2].

10.4.1. Пристеночное турбулентное течение в КС

Одна из основных проблем при расчете турбулентного движения в цилиндре двигателя связана с заданием граничных условий на поверхности стенки КС, обтекаемой потоком газа, где образуются динамический и термический пограничные слои. Как уже было отмечено выше, понятие турбулентного пограничного слоя подразумевает наличие ламинарного подслоя, расположенного между стенкой и турбулентной зоной пограничного слоя. Интегральные методы (например, метод Прандтля) расчета турбулентного пограничного слоя мало чувствительны по отношению к ламинарному подслою и, как правило, пренебрегают его существованием. При использовании моделей турбулентности типа $k-\varepsilon$ моделирование пристеночного турбулентного течения следует проводить с учетом тонкого ламинарного подслоя. Кроме того, турбулентный пограничный слой в поршневых двигателях часто настолько тонок, что и без ламинарного подслоя трудно поддается численному исследованию из-за необходимости его разбивки на чрезмерно мелкие расчетные ячейки по сравнению с областью за пограничным слоем. Обычно с помощью уравнения пограничного слоя выводится так называемый закон стенки, учитывающий специфические для пристеночного трения закономерности. Турбулентный закон стенки представляет собой аналитическую зависимость, с помощью которой касательное напряжение в пристеночных ячейках вычисляется по значениям локальной скорости. Для вывода закона стенки применяют уравнения пограничного слоя.

Воспользуемся универсальным логарифмическим законом стенки (10.21), который действует в пристеночном слое КС, расположенном в диапазоне значений [4, 21]

$$20 < y^+ < 150. \quad (10.54)$$

Очевидно, что при численном решении уравнений переноса расчетные узлы должны располагаться внутри этого вязкого подслоя, расположенного под логарифмическим слоем. Закон стенки включен в CFD-коды для определения с помощью величин u^+ и y^+ динамической скорости u_* и касательного напряжения τ_w в пристеночных узлах, расположенных в пристеночном слое (10.54). Касательное напряжение характеризует источник количества дви-

жения, действие которого моделируется введением источникового члена количества движения в уравнение Навье — Стокса.

Закон стенки для термического пограничного слоя выводится аналогичным образом:

$$q_w = \alpha \rho u v_* \frac{c_p}{Pr} \frac{\partial T}{\partial y}. \quad (10.55)$$

После интегрирования выражение (10.55) принимает вид

$$T - T_w = \frac{q_w Pr}{\alpha c_p \rho v_*} (\ln y^+ + C_1), \quad (10.56)$$

где q_w — тепловой поток на стенке; C_1 — константа интегрирования.

Наконец, определим граничные условия для кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации ε , т. е. значения k и ε для течения в пристеночной области, исходя из следующих соображений. При постоянных значениях касательного напряжения τ_w и масштаба скорости v_* можно предположить, что в пограничном слое кинетическая энергия турбулентности на поверхности стенки КС $k_w = \text{const}$. В этом случае генерация и диссипация кинетической энергии k турбулентности в пограничном слое равны, т. е.

$$\mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 = \alpha \rho u v_* \left(\frac{v_*}{\alpha y} \right)^2 = \rho \varepsilon_w. \quad (10.57)$$

В то же время турбулентная динамическая вязкость

$$\mu_t = \alpha \rho u v_* = C_{\mu} \rho \frac{k_w^2}{\varepsilon_w}. \quad (10.58)$$

Здесь α — постоянная Никурадзе — Кармана; k — кинетическая энергия турбулентности.

Из последних двух уравнений получим кинетическую энергию турбулентности и ее диссипацию в пристеночном слое

$$k_w = \frac{v_*^2}{\sqrt{C_{\mu}}}, \quad \varepsilon_w = \frac{v_*^3}{\alpha y}. \quad (10.59)$$

Ясно, что скорость диссипации кинетической энергии турбулентности растет при $y \rightarrow 0$, т. е. ее значение увеличивается при приближении к поверхности стенки. В этом случае уравнение переноса для скорости ε_w в пограничном слое можно записать на основе условия равенства диффузионного и источникового составляющих, т. е.

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_t}{Pr_{t\varepsilon}} \frac{\partial \varepsilon_w}{\partial y} \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon_w}{k_w} \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon_w^2}{k_w} = 0, \quad (10.60)$$

где $Pr_{t\varepsilon}$, $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$ — константы модели, связанные между собой соотношением:

$$\alpha = \sqrt{Pr_{t\varepsilon} (C_{\varepsilon 2} - C_{\varepsilon 1})} \sqrt{C_{\mu}}. \quad (10.61)$$

В заключение отметим, что вышеприведенные соотношения для процессов переноса в пристеночных слоях были получены на основе упрощенной модели стационарного течения вдоль стенки при $\rho = \text{const}$. Это указывает на то, что выведенные соотношения на основе закона стенки обладают ограниченной достоверностью. В КС двигателей процессы переноса не стационарны, при натекании потоков, например газа или топлива, на стенку камеры имеет место течение типа течения в области критической точки (точки торможения), а высокие градиенты температуры поперек термического пограничного слоя приводят к изменению плотности в пограничном слое. Из этих факторов последний является наиболее значительным, поэтому разработаны модели, позволяющие получить закон стенки с учетом изменяющейся плотности, например, модель пристеночного течения, предложенная З. Ханом и Р. Рейтцем [17]. В этой модели плотность в уравнении для теплового потока (10.55) изменяется в соответствии с уравнением состояния идеального газа и в результате интегрирования (10.56) принимает вид

$$T \ln \left(\frac{T}{T_w} \right) = \frac{q_w \text{Pr}}{\alpha c_p \rho v_*} (\ln y^+ + C_2), \quad (10.62)$$

где C_2 — константа интегрирования. При таком подходе не учитывается влияние изменяющейся плотности на параметры k и ε , тем не менее его применяют для расчета процесса сгорания [21].

10.4.2. Дискретизация расчетной области (объема цилиндра двигателя)

Уравнения количества движения (см. табл. 10.1) совместно с уравнением неразрывности используют для расчета компонентов вектора скорости и давления. При этом для численной реализации рекомендуется применять так называемые сдвинутые сетки (staggered grids), когда давление и скорость рассчитываются на сдвинутых друг относительно друга сетках, например, давление — в ячейке (т. е. окончательно в центральной точке), а скорость — в узлах.

Расчет скорости выполняется, как правило, итерационным методом с применением известных алгоритмов, описанных выше, например, SIMPLE, SIMPLER, PUMPIN, RICE, а также PISO, SIMPISO и др. [1, 2]. Общим для этих алгоритмов является то, что на первом шаге расчета уравнение количества движения решается относительно компонентов вектора скорости с сохранением постоянного значения количества движения. На втором шаге давление корректируется с помощью уравнения Пуассона. С учетом этого давления вновь вычисляются уже новые значения компонентов вектора скорости, и так далее до достижения заданного порога сходимости решения.

Генерация сетки в настоящее время часто является решающим и строго лимитирующим фактором при расчетах с помощью CFD-кодов. На рис. 10.2 показаны различные варианты разбивки цилиндра на контрольные объемы. Следует подчеркнуть, что удачно построенная расчетная сетка является важным шагом к успешному результату, сопоставимым по значению с выбором модели турбулентности. При использовании численного метода контрольных объемов расчетная сетка обычно состоит из гексаэдров (см. рис. 10.2, в, г), при этом она должна быть достаточно мелкой, чтобы хорошо изобразить такие специфические движущиеся

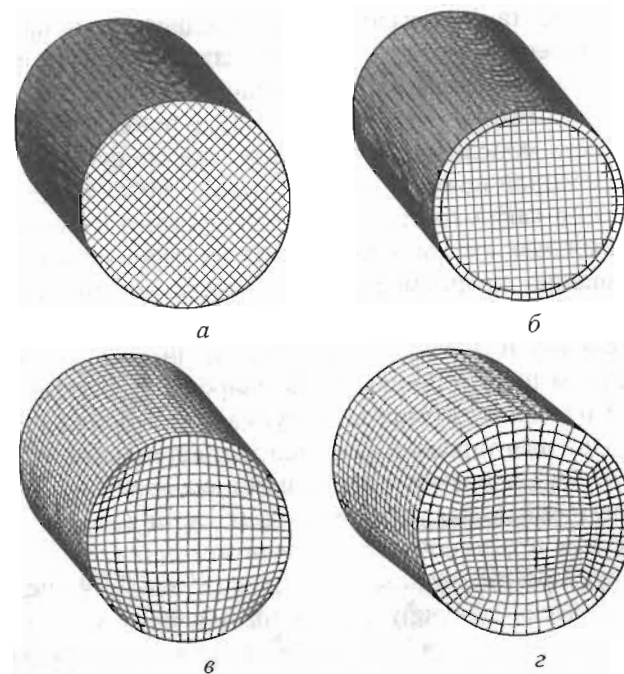


Рис. 10.2. Различные варианты разбивки цилиндра на контрольные объемы:

а — прямоугольная с неадаптированной к закону стенке структурой; б — прямоугольная с улучшенной пристеночной структурой; в — ячейки в форме гексаэдра, деформированные в пристеночных слоях; г — оптимальная разбивка на ячейки в форме гексаэдра [19]

структуры, как топливный факел или пламя, адаптированной к закону стенки, т. е. должна охватить пристеночный слой, и т. д. Полное соблюдение этих требований на практике часто затруднено.

Сетка может быть подвижная и неподвижная. Существует большое число CFD-кодов, которые позволяют использовать подвижные сетки и тем самым предусматривать наличие движущихся деталей (поршень, клапан). Среди них прежде всего следует назвать программы FIRE и KIVA. Они содержат автономную программу для генерации сетки и предусматривают использование как подвижных, так и неподвижных сеток. Генерация высококачественной расчетной сетки, позволяющей получить достоверные результаты, всегда связана с затратами и прежде всего с проведе-

нием эксперимента. К сожалению, в последнее время при моделировании рабочего процесса в двигателях заметна неправильная тенденция, связанная с «быстрой» генерацией сетки с помощью автоматических генераторов. На рис. 10.2, а приведен пример, когда поверхность моделируемого объекта (цилиндра) грубо «разрезается» нанесенной прямоугольной сеткой. Грубая аппроксимация границы, что в какой-то степени еще допустимо в случае расчета течения охлаждающей жидкости в каналах очень сложной геометрии, совершенно неприемлема для расчета внутрицилиндровых процессов из-за существования сложных пристеночных турбулентных течений и накопления суммирующихся ошибок на каждом временном шаге в процессе моделирования нестационарного процесса. Во всяком случае генерируемая сетка должна иметь, как минимум, один адаптированный к стенке пристеночный слой (y^+ -область по (10.54)), а прямоугольная разбивка используется для остальной внутренней части расчетной области (см. рис. 10.2, б). Пренебрежение пристеночным слоем может привести к совершенно нереальным результатам моделирования. Удобство использования автоматически генерируемых сеток заключается в возможности визуального контроля за построением сетки и в сокращении времени подготовки задачи для расчета. Тем не менее применение «ручной генерации» сетки не исключается, когда речь идет о численном решении некоторых специфических задач переноса со сложными граничными условиями.

Наряду с автоматическими генераторами, используемыми для построения рассмотренной здесь гексаэдр-сетки, широкое распространение находят и автоматические генераторы тетраэдр-сетки. Однако такие сетки, как правило, используются в кодах, основанных на методе конечных элементов.

10.5. Результаты численных экспериментов по влиянию формы КС на изменение локальных параметров рабочего тела и концентраций оксидов азота

С помощью математической модели, представляющей собой систему уравнений Рейнольдса (см. табл. 10.1) и k - ε -модели турбулентности, были проведены исследования влияния формы КС на

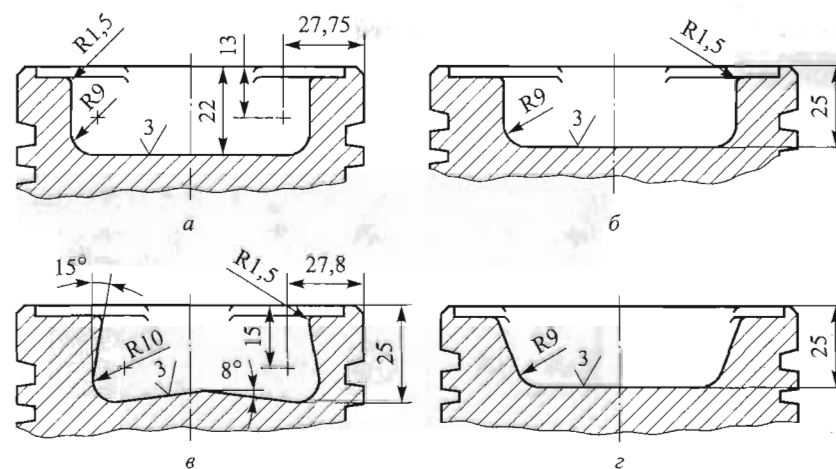


Рис. 10.3. Формы КС газового двигателя КамАЗ-740.13.Г-260: а — симметричная; б — смещенная; в — ω -образная; г — коническая

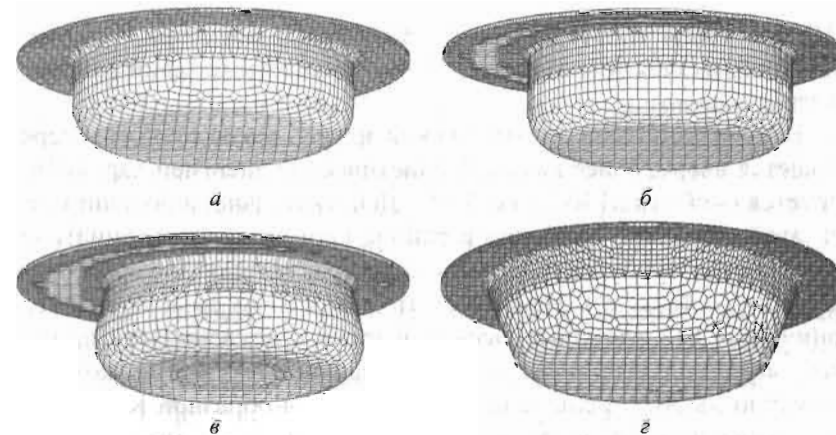


Рис. 10.4. Разбивка на контрольные объемы КС газового двигателя КамАЗ-740.13.Г-260:

а — симметричной; б — смещенной; в — ω -образной; г — конической

изменение в процессе сгорания локальных параметров рабочего тела двигателя с искровым зажиганием, работающего на природном газе ($\sim 98\% \text{ CH}_4$) [5, 7].

Моделирование рабочего процесса осуществлялось с применением программного комплекса FIRE, разработанного фирмой

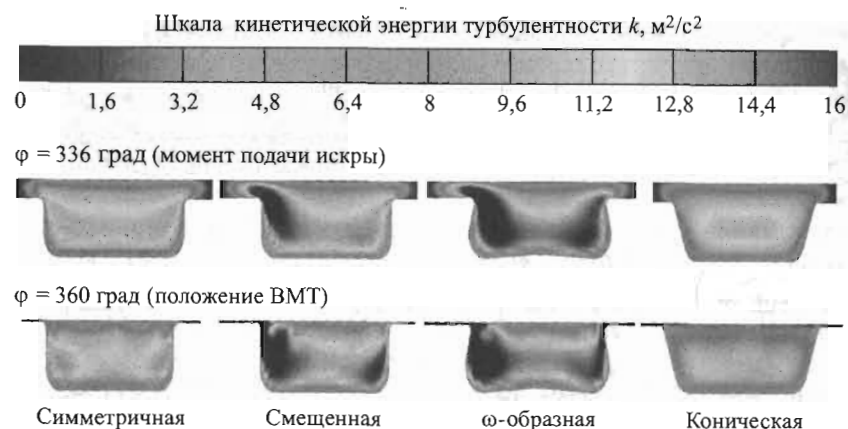


Рис. 10.5. Изменение локальных значений кинетической энергии турбулентности в различные моменты рабочего цикла в зависимости от формы КС

AVL List GmbH (Австрия) [16]. На рис. 10.3 показаны конструкции исследуемых КС, а на рис. 10.4 — расчетные сетки для этих камер.

В момент подачи электрической искры, когда поршень перемещается вверх, более высокой кинетической энергией характеризуется ω -образная КС (рис. 10.5). Действительно, в большинстве зон этой камеры, и особенно в районе кромки поршня, кинетическая энергия турбулентности k имеет практически максимальное значение ($\sim 16 \text{ м}^2/\text{с}^2$). Наиболее «тихой» в этом смысле является коническая КС, где кинетическая энергия турбулентности принимает максимальные значения в центральной части КС, которые примерно на 30 % меньше по сравнению с ω -образной КС. Кроме того, кинетическая энергия турбулентности на кромках конической КС не превышает $7 \dots 9 \text{ м}^2/\text{с}^2$. Симметричная (цилиндрическая) КС по сравнению с конической более «турбулизована», что объясняется наличием острой кромки, способствующей сравнительно сильному отрыву потока при его перемещении из надпоршневого пространства в камеру в поршне. Это течение усиливается при смещении оси цилиндрической КС относительно оси цилиндра (смещенная КС). При этом практически симметричное k -поле, свойственное симметричной КС, явно нарушается и кинетическая энергия турбулентности становится больше у той кромки, которая

расположена на более далеком расстоянии от гильзы цилиндра. Подобное распределение кинетической энергии турбулентности имеет место и в ω -образной КС, в которой турбулизации заряда способствует не только форма КС, но и смещение самой камеры по отношению к оси цилиндра. В целом наибольшей турбулентностью характеризуется ω -образная КС. На рис. 10.5 хорошо видно, что для всех вариантов КС в периферийных частях (в районе жарового пояса гильзы цилиндра) имеются небольшие зоны, где $k \approx 0$. Это означает, что турбулентные флуктуации скорости рабочего тела в этих зонах сведены до минимума.

В момент достижения поршнем ВМТ ($\phi = 360$ град) качественный вид распределения кинетической энергии k турбулентности по объемам рассмотренных КС значительно не изменяется несмотря на то, что уже идет процесс сгорания (см. рис. 10.5). Этому, очевидно, способствует центральное расположение (во всех вариантах КС) свечи зажигания, что приводит к почти симметричному распространению фронта пламени по объему цилиндра. Кроме того, при нахождении поршня в ВМТ течение squish и свойственные ему турбулентные пульсации подавляются, так как расстояние между поршнем и головкой достигает своего минимального значения, равного тепловому зазору. Турбулентные пульсации скорости в этом зазоре гасятся, и кинетическая энергия турбулентности принимает минимальные значения (см. рис. 10.5). Однако такой вид k -поля быстро нарушается при расширении, когда поршень начинает перемещаться к НМТ.

Поля скоростей в исследуемых КС в момент приближения поршня к ВМТ (в момент подачи электрической искры) указывают на определенную корреляцию с кинетической энергией турбулентности. Действительно, скорости на кромках к моменту подачи искры в зависимости от формы КС меняются в пределах от 12 м/с (коническая КС) до 24 м/с (ω -образная КС), однако по мере дальнейшего перемещения поршня к ВМТ их значения увеличиваются.

Локальные температуры в КС в значительной мере определяют локальные тепловые нагрузки на поверхности КС и обуславливают локальные значения концентрации оксидов азота. На рис. 10.6 показаны температурные поля рабочего тела в исследуемых КС газового двигателя, полученные для различных моментов времени.



Рис. 10.6. Изменение локальных значений температуры рабочего тела в различные моменты рабочего цикла в зависимости от формы КС

Высокий уровень турбулентности в ω -образной КС как до, так и в начале процесса сгорания (см. рис. 10.5), приводит к более быстрому (по сравнению с другими камерами) сгоранию и уже в ВМТ большая часть камеры занята высокотемпературными продуктами сгорания (см. рис. 10.6). Высокой скоростью сгорания характеризуется и смещенная КС; коническая КС обуславливает наиболее затянутый процесс сгорания. Температурные поля, полученные при $\varphi = 370$ град (см. рис. 10.6), подтверждают этот факт: в ω -образной и смещенной камерах практически не остается зон негоревшего топлива, за исключением периферийных областей надпоршневого объема, тогда как в симметричной и особенно конической КС фронт пламени до пристеночных зон камеры в поршне еще не дошел. Следует также отметить высокий уровень локальных температур рабочего тела, особенно в районе свечи зажигания (~ 2900 К в случае ω -образной КС). При таких высоких значениях температуры может происходить диссоциация продуктов сгорания, что отрицательно влияет на положительную работу цикла. Кроме того, уровень локальных температур играет решающую роль в образовании оксидов азота, локальные концентрации которых приведены на рис. 10.7. В основу алгоритма расчета концентраций оксидов азота заложен расширенный механизм Зельдовича [19].

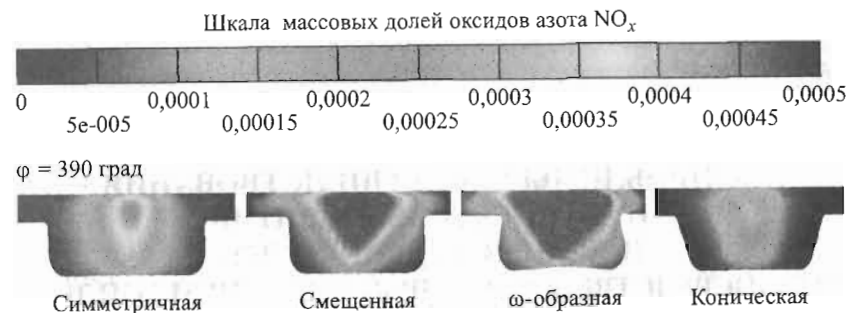


Рис. 10.7. Изменение локальных концентраций оксидов азота при $\varphi = 390$ град в зависимости от формы КС

Отметим, что форма КС оказывает заметное влияние на локальную температуру, например в зоне свечи ее значение меняется от 2695 К (симметричная КС) до ~ 2900 К (ω -образная КС). Кроме того, максимум локальной температуры в зоне свечи (при $\varphi = 367$ град) достигается в ω -образной КС быстрее в результате ускоренного сгорания. В этом отношении смещенная КС «отстает» на 2 град, а коническая и симметричная — на 10 и 11 град соответственно. Максимальная мгновенная нестационарная температура в зоне кромки КС имеет следующие значения: $T_{\varphi=368} = 2490$ К — для ω -образной, $T_{\varphi=373} = 2481$ К — для смещенной, $T_{\varphi=380} = 2381$ К — для симметричной и $T_{\varphi=385} = 2274$ К — для конической КС.

В зависимости от формы КС максимальное значение локальной температуры рабочего тела в зоне кромки поршня может изменяться на 216 К, а ее сдвиг по времени может достигать значения 17 град угла поворота коленчатого вала. Это указывает на то, что форма КС оказывает заметное влияние как на концентрацию оксидов азота в отработавших газах двигателя, так и на теплонепряженное состояние поршня и других основных деталей, образующих КС.

11. ПРОБЛЕМЫ УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ С НЕПОСРЕДСТВЕННЫМ ВПРЫСКИВАНИЕМ ТОПЛИВА

11.1. Бензиновые двигатели

11.1.1. Особенности рабочего процесса

Уровень экологических и эффективных показателей — основной фактор, определяющий перспективы развития и дальнейшего использования поршневых двигателей с непосредственным впрыскиванием топлива. В настоящее время здесь выделяют три основных направления: 1 — двигатели традиционных схем, работающие на традиционных топливах; 2 — двигатели традиционных схем, работающие на альтернативных топливах; 3 — двигатели альтернативных схем, работающие на альтернативных топливах. Подробный анализ этих направлений не является целью настоящей книги, в связи с чем рассмотрены только особенности рабочего процесса перспективных двигателей первого направления, используемых в качестве силовых агрегатов легковых автомобилей.

По долгосрочным научным прогнозам в обозримом будущем бензиновые двигатели и дизели по-прежнему будут составлять основу транспортной энергетики. Более чем вековая история развития двигателестроения убеждает, что эти два основных типа поршневого двигателя совершенствуются в условиях жесткой конкуренции. При этом каждый из них имеет области применения, где они являются практически монополистами, например, дизели — морской транспорт, бензиновые двигатели — авиация общего назначения. В настоящее время конкуренция между бензиновыми двигателями и дизелями наиболее ошутима в автомобильном транспорте, в частности на рынке легковых автомобилей. В связи с этим наибольший интерес представляют анализ рабочего процесса и оценка перспектив развития двигателей с непосредственным впрыскиванием топлива.

За последние десятилетия бензиновые двигатели по топливной экономичности достигли существенного прогресса, что в первую очередь связано с отказом от карбюраторной системы и переходом к системе впрыскивания топлива во впускной канал. Однако они еще заметно уступают дизелям с непосредственным впрыскиванием — расход топлива приблизительно на 20...30 % больше. Естественно, разработчики бензиновых двигателей предпринимают все возможные усилия для сокращения этого разрыва и параллельно с двигателями с впрыскиванием бензина во впускной канал усовершенствуют двигатели с непосредственным впрыскиванием бензина в цилиндр.

Двигатель с непосредственным впрыскиванием бензина, работающий без дросселирования заряда на обедненной смеси в режиме частичной нагрузки, благодаря которой в основном и достигается экономия топлива, сегодня представляется как новый рубеж достижения автомобильной индустрии. Отметим, что не каждый производитель использует такой двигатель, поскольку существует конкурентоспособная система впрыскивания бензина во впускной канал и управления фазами газораспределения и ходом клапанов, например, система Valvetronic двигателей фирмы BMW. У этой системы (по некоторым оценкам) имеется почти такой же потенциал по сокращению расхода топлива, как у двигателя с непосредственным впрыскиванием бензина. Однако двигатель должен работать с коэффициентом избытка воздуха $\alpha_v \approx 1$ и иметь хорошо испытанную систему нейтрализации отработавших газов с трехкомпонентным катализатором. Считается, что только на базе такой системы возможно создание автомобиля с «нулевыми» вредными для человека и окружающей среды выбросами [8, 17]. В настоящее время в ряде стран и прежде всего в США активно ведется работа по выпуску такого автомобиля, оснащенного системой впрыскивания топлива во впускной коллектор и традиционным клапаным механизмом. Ясно, что основная нагрузка по осуществлению «нулевых» выбросов в данном случае переложена на нейтрализатор.

Уровень современной техники для нейтрализации токсичных веществ не позволяет создать автомобиль с дизелем, у которого будут «нулевые» выбросы. Причиной является свойственный дизельному процессу выброс твердых частиц сажи. Оптимизация рабочего процесса (высокий наддув с промежуточным охлаждением, регулируемая закрутка заряда, многостадийное впрыскивание,

высокое давление впрыскивания, рециркуляция отработавших газов и пр.) может заметно снизить выделение сажи, однако оставшаяся часть необходимо нейтрализовать с помощью эффективных фильтров. Существующие в настоящее время фильтры для твердых частиц дороги и даже в случае десульфатизированного топлива имеют недостаточный срок службы. Если в этом направлении в ближайшие годы не будет положительных изменений, то перспективы бензиновых двигателей останутся предпочтительными.

Первые работоспособные двигатели с непосредственным впрыскиванием бензина появились еще в 30-е годы XX в. В частности, использование системы непосредственного впрыскивания бензина в авиационный двигатель фирмы BMW с КС Гессельмана и применение дизельного топливного насоса фирмы Bosch привели к увеличению мощности (на ~7 %) и уменьшению расхода топлива (на ~3 %) по сравнению с карбюраторными двигателями [18]. Фирма Daimler—Benz в 1934—1945 гг. выпустила около 70 000 двигателей с непосредственным впрыскиванием бензина для самолетов, а в 1938—1939 гг. разработала автомобильный двигатель. Следует подчеркнуть, что в это же время в СССР начались исследования, связанные с непосредственным впрыскиванием бензина в цилиндр двигателя. Так, в Москве (Военная академия механизации и моторизации (ВАММ) Красной армии) инженером В.В. Чохонелидзе было осуществлено впрыскивание топлива в цилиндр двигателя ГАЗ-А с использованием закрытой форсунки и плунжерного насоса. Двигатель имел нижнее расположение клапанов; повышение степени сжатия путем заварки полости КС повлекло за собой сужение канала, соединяющего данную полость с рабочим цилиндром. Вызванное этим увеличение сопротивления при впуске и выпуске, а также несовершенство топливоподающей аппаратуры привели к понижению мощности. Однако в дальнейшем расширение соединительного канала, сопровождающееся снижением степени сжатия, позволило при работе на керосине выйти на уровень мощности исходного карбюраторного двигателя. Подробные результаты этой работы, выполненной под руководством профессора В.П. Карпова, отражены в отчетах ВАММ за 1934 г. В сборнике «Мотор» (1938) была опубликована статья И.Н. Олейника «Впрыск в цилиндр легкого топлива в моторах, работающих с зажиганием от искры (без применения карбюратора)». Впрыскивание осуществлялось на такте всасывания при $\varphi = 90$ град до НМТ и степень сжатия повысилась с 4,2 до 5,75. При работе на лигроине это привело к повышению мощности двигателя на 34...50 % и снижению расхода топлива примерно на 14 %. В 1941 г. в НАТИ проводились исследования по впрыскиванию бензина в конце процесса сжатия двигателя фирмы «Вокеша». Впервые на бензиновом двигателе использовали камеру в поршне для того, чтобы капли топлива сосредоточились в ней, не

попали на более холодную поверхность стенки цилиндра и не способствовали разжижению смазочного масла. Форсунка и свеча располагались по бокам КС противоположно друг другу. Были получены следующие результаты: $p_e = 6,3$ бар и $g_e = 242$ г/(кВт · ч) — испытания двигателя на бензине; $p_e = 6,7$ бар и $g_e = 260$ г/(кВт · ч) — на дизельном топливе, которые доказывали малую чувствительность двигателя к типу используемого топлива. Результаты этих исследований отражены в отчетах НАТИ за 1941 г., однако они, как и упомянутые выше, в настоящее время труднодоступны. Заинтересованный читатель может найти обзор этих, а также других работ в [4]. Дальнейшему развитию этого направления помешала Вторая мировая война.

После войны поршневые двигатели были вытеснены из авиации (сегодня их успешно используют в авиации общего назначения) и только в 1950-х годах производители автомобилей «вспомнили» о них. Фирма Daimler—Benz стала производить двигатели с непосредственным впрыскиванием бензина для гоночных автомобилей. В 1952 г. появились первые серийные двухтактные автомобильные двигатели Gutbrod Superior и Goliath GP700, общее количество которых составило примерно 20 000 штук. Экономия топлива в этих двигателях по сравнению с карбюраторными, составляла от 25 до 40 % [24]. В то же время были проведены первые успешные эксперименты по обеспечению неомогенного смесеобразования путем расслоения заряда [21]. Позднее появились различные варианты организации рабочего процесса с расслоением заряда [15, 16, 19, 22], направленные на создание многотопливных двигателей (см. гл. 4). Дальнейшему развитию и внедрению системы непосредственного впрыскивания бензина в серийное производство помешали ее высокая стоимость и сложность, и только в последние годы вопрос вновь стал актуальным, особенно в связи с ожидаемыми ограничениями по выбросу CO_2 .

Таким образом, к 1990 г., когда многие фирмы и институты развернули широкомасштабные работы по созданию двигателя с непосредственным впрыскиванием бензина, уже был накоплен достаточно большой опыт. В 1996 г. фирма Mitsubishi создала серийный автомобиль с таким двигателем, а в последнее время ряд ведущих автомобильных фирм приступили к их серийному выпуску.

11.1.2. Процесс смесеобразования

Термины «бензиновый двигатель» и «двигатель с внешним смесеобразованием» до недавнего времени были синонимами, однако теперь их следует уточнить. Главными признаками классификации поршневых двигателей являются термодинамический цикл и способ зажигания горючей смеси (табл. 11.1).

Таблица 11.1

Характеристики рабочего процесса	Термодинамический цикл					
	Отто			Тринклера		
Зажигание смеси	Принудительное			Самовоспламенение		
Смесеобразование	Внешнее		Внутреннее		Внутреннее	
Подача топлива	Карбюратор	Впрыскивание во впускную систему	Впрыскивание в дополнительную камеру	Непосредственное впрыскивание	Впрыскивание в дополнительную камеру	Непосредственное впрыскивание
Смесь	Гомогенная		Гетерогенная		Гетерогенная	
Горение	Фронт пламени		Фронт пламени + диффузионное горение		Диффузионное горение	
Регулирование мощности	Количественное		Качественное		Качественное	

В двигателях с непосредственным впрыскиванием бензина уменьшение расхода топлива достигается, как уже отмечалось, путем бездрессельного (качественного) регулирования мощности и расслоения заряда. Рассмотрим их с точки зрения эффективных и экологических характеристик двигателя.

В цилиндре двигателя с внешним смесеобразованием индикаторная работа $L_i = \eta_i m H$, где m — масса топливовоздушной смеси (свежего заряда); H — теплота сгорания смеси. Масса реально попавшего в цилиндр двигателя заряда зависит от коэффициента наполнения η_V , т. е. $m = \eta_V m_0$. Очевидно, что при количественном регулировании мощности состав смеси практически не меняется, т. е. $\alpha_v \approx \text{const}$. В режиме частичной нагрузки, когда дроссель прикрыт, уменьшается значение η_V , так как растут гидравлические потери, т. е. $\eta_V = \text{var}$ и $\alpha_v \approx \text{const}$. Соответственно КПД таких двигателей снижается, расход топлива растет, правда, вследствие относительно продолжительного интервала времени (впуск + сжатие) на смесеобразование частота вращения коленчатого вала может быть очень высокой.

Этого недостатка лишены двигатели с внутренним смесеобразованием, в которых количество воздуха, поступившего в ци-

линдр, независимо от режима работы остается почти постоянным, а мощность регулируется изменением цикловой подачи топлива, т. е. в таких двигателях $\alpha_v = \text{var}$ и $\eta_V \approx \text{const}$. В режиме частичной нагрузки при $\alpha_v > 1$ уменьшается теплота сгорания смеси, индикаторная работа в цилиндре и мощность двигателя в целом. Таким образом, двигатели с внутренним смесеобразованием, в противоположность двигателям с внешним смесеобразованием, имеют высокий коэффициент избытка воздуха и небольшие гидравлические потери из-за отсутствия дросселирования, и, как следствие, низкий расход топлива. Однако по сравнению с двигателями с внешним смесеобразованием, у которых $\alpha_v \approx 1$, литровая мощность двигателей с внутренним смесеобразованием меньше.

Сравнительный анализ двух различных способов смесеобразования отражен в табл. 11.2, где стрелки «↓» и «↑» соответственно обозначают низкий и высокий уровень показателя. Из таблицы следует, что основная цель при усовершенствовании процессов смесеобразования заключается в осуществлении процесса, свободного от недостатков, присущих как при внешнем, так и внутреннем смесеобразовании. Значит, в целях повышения топливной экономичности бензиновых двигателей целесообразно организовать

Таблица 11.2

Показатель	Бензиновый двигатель с внешним смесеобразованием, принудительное зажигание	Дизель с внутренним смесеобразованием (без наддува), самовоспламенение
Потери при дросселировании	↑	↓
Коэффициент избытка воздуха	$\alpha_v \approx 1$	$\alpha_v > 1$
Давление впрыскивания	↓	↑
Энергия на смесеобразование	↓	↑
Литровая мощность	↑	↓
Частота вращения	↑	↓
Удельный расход топлива	↑	↓
Выброс твердых частиц	≈ 0	↑

процесс с внутренним смесеобразованием, причем можно осуществить всего два варианта — непосредственное впрыскивание топлива или разделенная КС. Последний вариант, несмотря на ряд достоинств, заметно уступает первому именно по экономичности. Исходя из этих соображений, сформулируем основные концептуальные подходы (табл. 11.3) к процессу смесеобразования в двигателях с непосредственным впрыскиванием бензина [20].

Таблица 11.3

Режим	Полная нагрузка. $\alpha_b = 1$	Частичная нагрузка, $\alpha_b > 1$
Смесеобразование	Внутреннее, гомогенное	Внутреннее, с расслоением заряда
Давление впрыскивания	До 200 бар	Низкое
Зажигание смеси	Принудительное	Принудительное
Потери при дроссельном регулировании	Незначительные	Незначительные
Удельный расход топлива	По возможности близкий к дизелю	Как у дизеля
Литровая мощность	Высокая, как у бензиновых двигателей с внешним смесеобразованием	Низкая
Выброс твердых частиц	Пренебрежимо мал	Пренебрежимо мал

В бензиновых двигателях с внешним смесеобразованием в конце процесса сжатия имеется почти гомогенная топливовоздушная смесь. Эта смесь незадолго до ВМТ загорается с помощью электрической искры, момент подачи которой является регулируемым параметром двигателя. Так как ни сильно обогащенные, и ни сильно обедненные смеси не способны возгораться, очевидно, что в момент подачи искры состав смеси должен быть таким, чтобы она могла воспламениться принудительно. Согласно данным, полученным на специальных экспериментальных бомбах, воспламенение возможно при $0,6 \leq \alpha_b \leq 1,6$. В условиях поршневых двигателей эти границы сужаются, $0,8 \leq \alpha_b \leq 1,2$. В локальной области КС около свечи зажигания температура должна быть больше, чем температура воспламенения смеси, $3000 \leq T \leq 6000$ К. Для дальнейшего разви-

тия и распространения по всему объему КС необходимо, чтобы выделенная теплота пламени превышала теплоту, переданную окружающей среде (в основном, стенкам камеры и каплям топлива), а условия в цилиндре двигателя были такими, чтобы могла сгореть вся находящаяся внутри его смесь. Для этого топливовоздушная смесь должна быть гомогенной.

В двигателях с непосредственным впрыскиванием бензина форсунка расположена в цилиндре и для гомогенизации топливовоздушной смеси в режиме полной нагрузки ($\alpha_b \approx 1$) впрыскивание можно осуществить при впуске или в начале процесса сжатия. Если впрыскивание осуществляется при впуске, теплота, необходимая для испарения топлива и образования горючей смеси, отбирается от воздуха, находившегося в цилиндре, воздух охлаждается и его плотность растет, что приводит к увеличению коэффициента наполнения η_v и, как следствие, мощности и крутящего момента двигателя. Вследствие снижения температуры в конце процесса сжатия снижается максимальная температура цикла, что при неизменной степени сжатия приводит к снижению в выбросах оксидов азота. Кроме того, при низкой температуре в конце процесса сжатия появляется возможность увеличения степени сжатия и тем самым расширения пределов бездетонационного сгорания и увеличения КПД двигателя. Применение тяжелых топлив при впрыскивании возможно только при наличии достаточного подогрева впускного воздуха, однако при этом уменьшается коэффициент наполнения и, как следствие, эффективная мощность двигателя.

В двигателях с впрыскиванием топлива во впускной коллектор большая часть теплоты, необходимой для испарения, отбирается от стенок впускного коллектора и воздух мало охлаждается. Вследствие этого не наблюдается существенного увеличения коэффициента наполнения и уменьшения температуры в конце процесса сжатия. Конечно, и при внутреннем смесеобразовании часть теплоты, необходимой на испарение, отбирается от стенок цилиндра, однако это продолжается до тех пор, пока температура заряда не станет больше, чем температура поверхности стенки КС. Если же впрыскивание происходит исключительно в конце процесса сжатия, испарение осуществляется, в основном, за счет теплоты заряда.

В режиме частичной нагрузки подача топлива происходит в конце процесса сжатия, что обуславливает продолжительность

процесса смесеобразования. В этом случае осуществляется расслоение заряда, при котором в области свечи зажигания к моменту подачи искры образуется облачко нормальной топливовоздушной смеси, т. е. с локальным значением $\alpha_b \approx 1$. Вне этой области может быть обедненная смесь ($\alpha_b > 1$) и воздух ($\alpha_b \rightarrow \infty$), что обеспечивает работу двигателя с суммарным значением $\alpha_b \approx 2...4$ и более. Расслоение заряда, кроме того что позволяет избавиться от дросселирования и перейти к количественному регулированию мощности, имеет еще одно преимущество. Оно заключается в том, что при расслоении заряда в периферийной части КС в основном находится смесь с большим избытком воздуха или просто воздухом, который является хорошим теплоизолятором (при $p = 50$ бар и $T = 1273$ К теплопроводность воздуха $\lambda = 0,066 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$, а коэффи-

циент проникания теплоты $b = 33 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}} \sqrt{c}$ [3]). В результате уменьшаются потери теплоты на поверхности стенки КС, что также благоприятно влияет на КПД двигателя.

Эти преимущества приводят к тому, что двигатели с непосредственным впрыскиванием бензина имеют больший потенциал для уменьшения расхода топлива, чем двигатели с впрыскиванием топлива во впускной канал (рис. 11.1) [23].

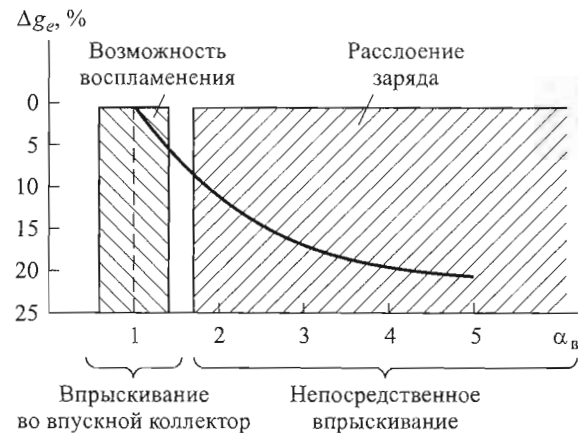


Рис. 11.1. Снижение расхода топлива при различных способах смесеобразования

11.1.3. Способы расслоения заряда

При работе двигателя в режиме частичной нагрузки, как отмечалось выше, необходимо подвести определенное количество горючей смеси, способной к воспламенению, к электродам свечи зажигания в нужный момент времени. При этом разную по своей значимости роль могут сыграть топливный факел, поток воздуха и геометрическая форма поверхности стенки КС. В связи с этим различают три способа расслоения заряда: подвод топлива *топливным факелом*, *воздушным потоком* и *поверхностью стенки*. На практике расслоение заряда происходит под действием всех указанных факторов, а в названиях только подчеркивается, какой из них доминирующий (рис. 11.2).

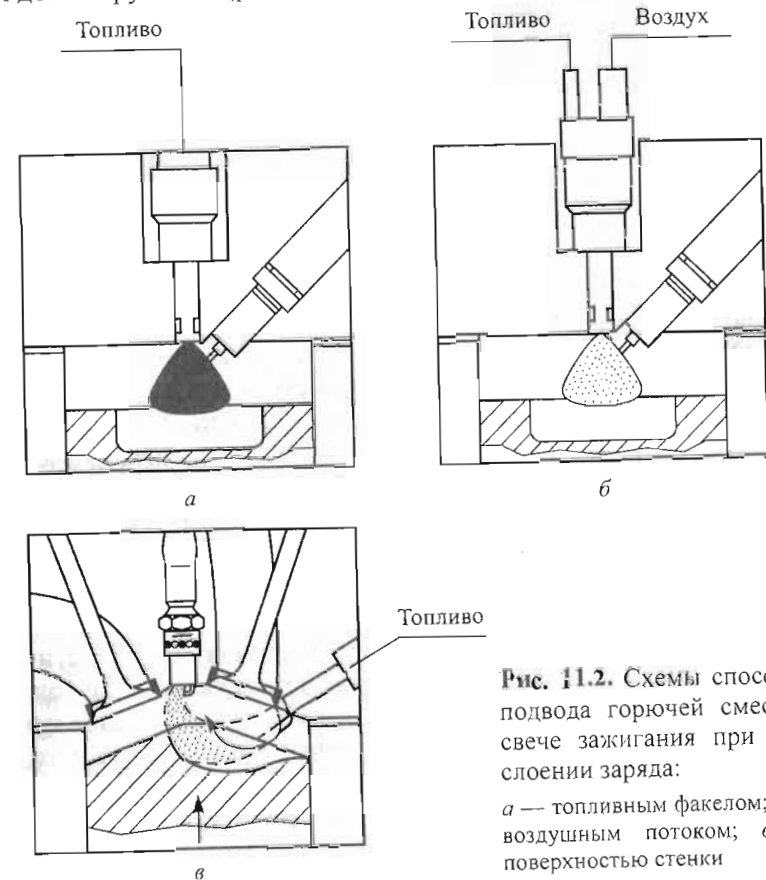


Рис. 11.2. Схемы способов подвода горючей смеси к свече зажигания при расслоении заряда:

а — топливным факелом; б — воздушным потоком; в — поверхностью стенки

Предварительно отметим, что во всех трех случаях важную роль играет взаимное расположение форсунки и свечи зажигания в объеме КС. От этого зависит не только конструкция КС, но и, что очень важно, интервал времени и длина пути перемешивания, необходимые для смесеобразования, и поэтому существенно влияющие на процессы тепловыделения и сгорания.

Подвод топлива топливным факелом. В данном случае форсунка и свеча зажигания находятся на близком друг от друга расстоянии (см. рис. 11.2, а), причем так, что свеча оказывается на периферии топливного факела. Получение нормальной или обогащенной смеси в области около свечи достигается за счет энергии топливного факела. Влияние движения заряда, его турбулентных флуктуаций, а также геометрической формы КС незначительное. Небольшое расстояние между форсункой и свечой гарантирует воспламенение маленьких объемов горючей смеси и приводит к глубокому расслоению заряда с суммарным коэффициентом избытка воздуха $\alpha_n = 8 \dots 10$ и более [11, 17]. Воспламенение достигается в области больших градиентов коэффициента избытка воздуха, поэтому оно очень чувствительно к колебаниям его локальных значений, что происходит, например, при изменении угла раскрытия топливного факела. В то же время короткие отрезки времени и пути, имеющиеся в распоряжении для осуществления испарения топлива и смесеобразования, приводят к тому, что на электроды свечи попадает жидкое топливо. Это не только осложняет холодный пуск двигателя, но и существенно снижает надежность и долговечность свечи зажигания из-за высоких термических напряжений, возникающих на электродах. Кроме того, попадание жидкого топлива на электроды свечи способствует покрытию их нагаром, уменьшению эффективных проходных сечений сопловых отверстий и, тем самым, нарушению формы и динамики топливного факела. Даже небольшие отклонения развивающегося факела от привычного пути могут привести к нарушению нормального функционирования всей системы расслоения заряда. Наконец, близкое расположение форсунки и свечи относительно друг друга в случае четырехклапанной головки поршня требует уменьшения диаметров клапанов. По этим причинам расслоение заряда подводом топлива факелом пока находит применение только на отдельных опытных двигателях [8].

Подвод топлива воздушным потоком. При таком способе расслоения заряда топливо предварительно, еще за пределами ци-

линдра, смешивается с воздухом (см. рис. 11.2, б) и полученная топливовоздушная смесь (стехиометрическая или близкая к стехиометрической) подводится в область свечи зажигания. По сравнению с предыдущим способом интервал времени и длина пути перемешивания, отведенные на образование смеси, увеличиваются, поэтому топливо до попадания на электроды свечи и на поверхность стенки КС успевает испариться, таким образом, исключается образование нагара и нарушение на этой основе нормального функционирования сопловых отверстий. Для подвода горючей смеси к свече зажигания здесь используется энергия воздушного потока. Этот способ особенно эффективен для небольших КС, в которых форсунка, как правило, расположена недалеко от свечи зажигания. Способ подачи топлива воздушным потоком берет свое начало от так называемого пневматического впрыскивания топлива, использовавшегося еще Дизелем в компрессорных дизелях. Однако для расслоения заряда этот способ стали использовать не так давно в серийных двухтактных двигателях [13]. Характерным для такой системы являются повышенные затраты на создание конструкции, а также затраты энергии на обеспечение необходимого давления воздуха, предназначенного для пневматического распыливания топлива и подачи смеси к свече зажигания.

Подвод топлива поверхностью стенки. Этот способ (см. рис. 11.2, в) является наиболее распространенным в современных серийных двигателях с непосредственным впрыскиванием бензина. Для его осуществления требуется относительно большее, чем в предыдущих случаях, расстояние между свечой и форсункой, и он эффективен только при соблюдении этого условия. При этом в отличие от подачи топливным факелом жидкое топливо не попадает на электроды свечи, а в отличие от подачи воздушным потоком отсутствуют устройства для предварительного сжатия воздуха и его перемешивания с топливом. Увеличенное расстояние, представляющее собой длину пути перемешивания топлива с воздухом, обуславливает продолжительность времени, отводимого на транспортирование топлива от форсунки до свечи в потоке воздуха, т. е. на смесеобразование. Это, конечно, повышает качество смеси, но в то же время усиливает влияние турбулентных флуктуаций в объеме КС, и достичь такого глубокого расслоения, как при использовании рассмотренных выше способов, не удастся. При подаче смеси к свече используется энергия как воздушного потока, так и топ-

ливного факела. Однако определяющую роль в процессе играет геометрическая форма поверхности стенки КС, в частности, поверхности поршня, которая подбирается так, что направляет способную к воспламенению смесь в область свечи зажигания. Основная проблема при расслоении заряда подачей топлива поверхностью стенки — согласованное взаимодействие топливного факела, геометрии поршня и воздушного потока на фоне изменяющейся нагрузки (т. е. продолжительности впрыскивания, давления, момента впрыскивания и в целом динамики факела) и изменяющейся частоты вращения коленчатого вала (т. е. скоростей движения поршня и воздушного потока). Немаловажную роль в такой системе играет геометрическая форма впускного канала, генерирующего и направляющего воздушный вихрь с учетом геометрической формы поверхности поршня.

11.1.4. Организация рабочего процесса

Вихревое движение воздушного заряда вначале генерируется с помощью впускного канала специальной геометрической конфигурации, а затем в зависимости от формы КС (поршня) трансформируется в цилиндре двигателя (см. гл. 4). В двигателях с внешним смесеобразованием используются исключительно однофункциональные впускные каналы, которые обеспечивают наполнение цилиндра с минимальными потерями. К впускным каналам дизелей, кроме того, предъявляют еще одно требование — обеспечение оптимальной закрутки впускного воздуха в целях получения качественного смесеобразования и сгорания. Поэтому их называют двухфункциональными каналами. В двигателях с непосредственным впрыскиванием бензина с расслоением заряда подачей топлива поверхностью стенки на впускные каналы возлагается еще одна (уже третья) функция — организовать движение воздуха в КС так, чтобы при поддержке его поверхностью поршня оно способствовало подаче паров топлива в нужном количестве с воздухом в область свечи зажигания в нужный момент времени. Таким образом, в двигателях с непосредственным впрыскиванием бензина основная задача впускных каналов, помимо качественного наполнения, заключается в организации внутрицилиндрового движения заряда, обеспечивающего в макроскопическом масштабе транспортировку смеси к свече и расслоение заряда, а в микроскопическом — каче-

ственное смесеобразование и гомогенизацию смеси. Этого можно достичь сохранением вихревого движения заряда после ВМТ или преобразованием первичного вихря во вторичный. В современных двигателях наибольшее распространение находит вертикальная закрутка, так как этому способствует форма поверхности поршня (см. рис. 11.2, в), а также четырехклапанная головка с относительно большими углами наклона клапанов. Для двухклапанной головки (с маленькими углами наклона клапанов) предпочтительной является традиционная горизонтальная закрутка, широко используемая в дизелях.

В двигателях с непосредственным впрыскиванием бензина находят применение закрытые форсунки, т. е. с запирающим элементом, а также штифтовые форсунки. В них, как и в современных дизелях, форсунки без запирающего элемента (открытые форсунки) из-за интенсивного подтекания топлива практически не применяются. При выборе конструкции форсунки исходят из тех соображений, что она должна способствовать качественному распаду струи топлива на капли, не иметь склонности к загрязнению нагаром и, как следствие, нарушению эффективного проходного сечения сопловых отверстий, что может отрицательно повлиять на динамику топливного факела. Немаловажной является возможность направления струи под определенным углом и, конечно, надежность, а также целесообразность внедрения форсунки в крупносерийном производстве. Очевидно, что эти требования мало отличаются от тех, которые обычно предъявляют к форсункам для дизелей, однако их следует соблюдать более строго, так как они существенно влияют на процесс расслоения заряда. На рис. 11.3 показаны схемы распылителей форсунок. Штифтовая форсунка

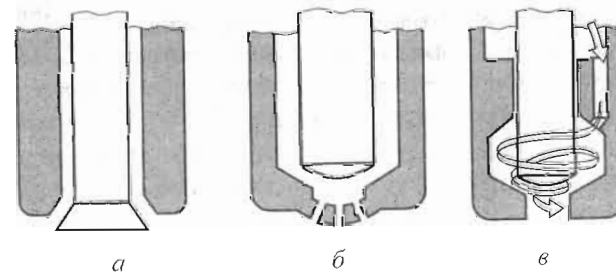


Рис. 11.3. Схемы распылителей штифтовой (а), многосопловой закрытой (б) и закрытой с закруткой топливного потока (в) форсунок

(см. рис. 11.3, а) образует топливный факел в виде полого конуса. Она обеспечивает меньшую дальность, чем форсунка с сопловыми отверстиями. Большая площадь проходного сечения позволяет впрыскивать топливо с меньшим давлением, что приводит к ухудшению качества распыливания, однако при одинаковых значениях давления (~100...120 бар) в двигателях с непосредственным впрыскиванием бензина по этим показателям штифтовая форсунка не уступает многосопловой форсунке (см. рис. 11.3, б) [17]. С точки зрения предотвращения образования нагара штифтовая форсунка является наилучшей, а многосопловая форсунка, напротив, имеет наибольшую склонность к закоксованию. В то же время топливная струя в случае многосопловой форсунки более гибкая, что является немаловажным фактором при расслоении заряда подачей топлива поверхностью стенки, так как требуется меньше энергии для распада струи топлива, а также для захвата и направления мелких испаряющихся капель бензина к свече зажигания. Типичная картина топливного факела в случае распылителя с закруткой топливного потока (см. рис. 10.3, в) характеризуется наклоном относительно оси запирающего элемента. Возможность наклона топливного факела и его направления в нужную область КС, как и гибкость струи, имеет существенное значение с точки зрения обеспечения расслоения заряда. Хорошее качество распыливания и относительно неплохая стойкость против закоксования делают форсунку с закруткой топливного потока наиболее удачной из рассмотренных вариантов, что подтверждается результатами исследований [17] фирмы Bosch, приведенных в табл. 11.4 в

Таблица 11.4

Критерий	Штифтовая форсунка	Многосопловая форсунка	Форсунка с закруткой топлива
Гибкость струи	+	++	+
Возможность наклона струи	-	+	++
Качество смесеобразования при $p = 100$ бар	0	--	++
Стойкость против закоксования	++	-	+

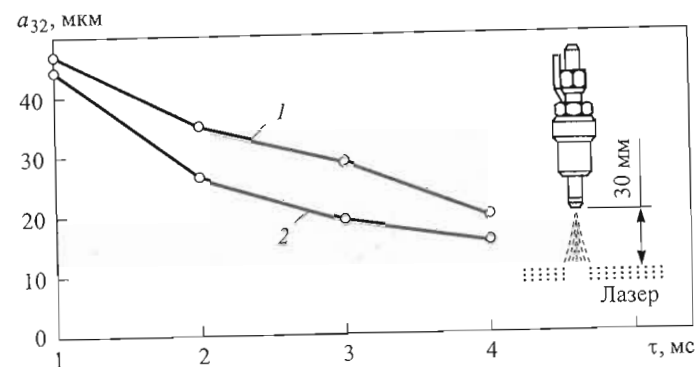


Рис. 11.4. Изменение размеров капель бензина в зависимости от давления и температуры в КС:

1 — $p = 5,6$ бар; $T = 453$ К; 2 — $p = 1,2$ бар, $T = 353$ К; топливо — бензин марки Super; форсунка с закруткой топливного потока ($\theta = 105^\circ$, $\dot{V} = 15$ см³/с, $p_{\text{ф}} = 100$ бар, $\Delta\tau_{\text{вип}} = 2,5$ мс)

виде общих оценок. В связи с этим более подробно рассмотрим характеристики смесеобразования, в частности, средний диаметр капель и дальность факела при использовании форсунки с закруткой топливного потока.

Для измерения размеров капель применяют метод лазерно-доплеровской анемометрии, который специально адаптирован для высокой плотности капель в двигателях с непосредственным впрыскиванием бензина, особенно при высоких температуре и давлении в КС. Основные измерения проводят в плоскости, расположенной нормально к оси форсунки на расстоянии 30 мм. Чтобы проследить за изменением размеров капель, отдельные измерения проводят с определенными сдвигами по времени, но так, чтобы факел полностью проходил через плоскость измерения. Результаты статистической обработки экспериментальных результатов изображены на рис. 11.4. Из рисунка следует, что средний диаметр капель в плоскости измерения с ростом давления и температуры в КС увеличивается. Это объясняется тем, что при повышении давления и температуры в КС быстро испаряются маленькие капли (до плоскости измерения они не успевают долететь), в результате средний диаметр зарегистрированных капель повышается. Рис. 11.5 показывает изменение размеров капель в зависимости от давления $p_{\text{ф}}$ в форсунке и угла θ раскрытия факела. Следует

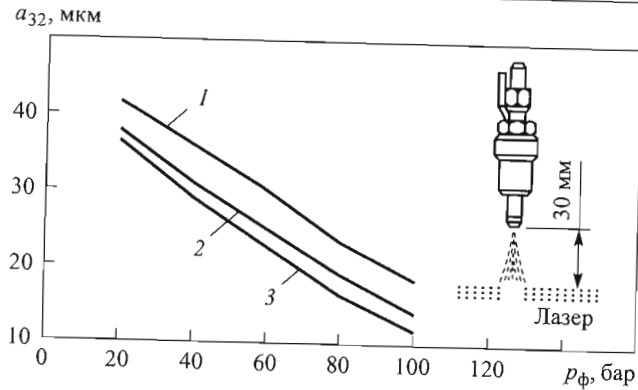


Рис. 11.5. Изменение размеров капель топлива в зависимости от давления в форсунке и угла раскрытия топливного факела:
 1 — $\theta = 60^\circ$; 2 — $\theta = 90^\circ$; 3 — $\theta = 105^\circ$; топливо — бензин марки Super; форсунка с закруткой топливного потока ($\dot{V} = 15 \text{ см}^3/\text{с}$, $p_{\text{ф}} = 100 \text{ бар}$, $\Delta\tau_{\text{впр}} = 2,5 \text{ мс}$)

подчеркнуть, что при повышении давления в распылителе размеры капель уменьшаются, однако это мало влияет на инерцию капли, поскольку одновременно увеличивается скорость истечения

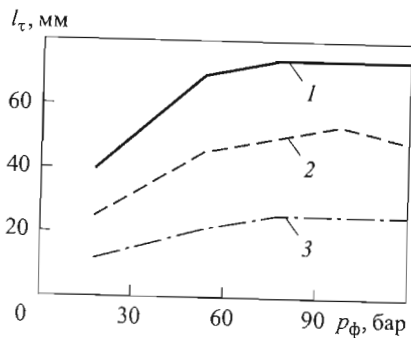


Рис. 11.6. Изменение дальности топливного факела в зависимости от давления в форсунке и цикловой подачи топлива в режимах полной (1), частичной (2) нагрузки, холостого хода (3):

топливо — бензин марки Super; форсунка с закруткой топливного потока; давление $p = 5,6 \text{ бар}$; температура $T = 296 \text{ К}$ в КС

топлива из форсунки. В результате это оказывает компенсирующее влияние на дальность факела, которая после определенных значений $p_{\text{ф}}$ растет несущественно (рис. 11.6). Увеличение скорости истечения при росте давления $p_{\text{ф}}$ приводит к повышению секундного расхода топлива через форсунку и уменьшению продолжительности впрыскивания, что также способствует уменьшению дальности факела. Относительная независимость дальности факела от противодавления в КС хорошо видна на рис. 11.7, полученным численным моделированием, проведенным на

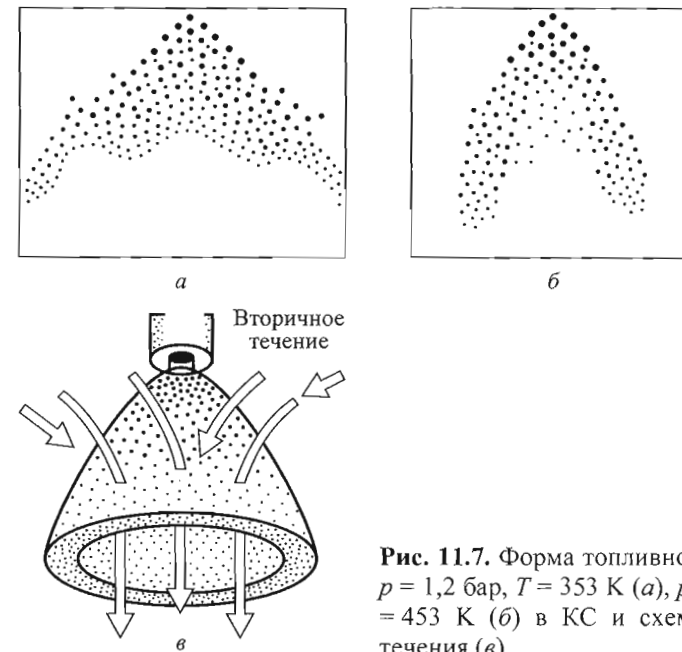


Рис. 11.7. Форма топливного факела при $p = 1,2 \text{ бар}$, $T = 353 \text{ К}$ (а), $p = 5,6 \text{ бар}$, $T = 453 \text{ К}$ (б) в КС и схема вторичного течения (в)

фирме Bosch с использованием программного пакета FIRE, разработанного фирмой AVL. Распылитель конструкции фирмы Bosch с закруткой топливного потока придает факелу форму конуса (см. рис. 11.7, а). Полученные после первичного распада струи топлива капли передают импульс и ускорение окружающему воздуху. Давление внутри конического факела становится ниже, чем за его пределами, и порождается вторичное течение (см. рис. 11.7, в). Чем выше давление воздуха в КС (т. е. за пределами факела), тем больше оно способствует сужению струи топлива (см. рис. 11.7, б). Вторичное течение, генерируемое при перемещении топливного факела в газовой среде, захватывает в первую очередь капли малого размера и наполняет внутренний объем конуса топливом, что приводит к гомогенизации смеси и нарушению расслоения заряда. В условиях расслоения заряда (см. рис. 11.7, б) происходит явное сужение топливного факела по сравнению со случаем гомогенизации (см. рис. 11.7, а).

По результатам проведенных исследований на фирме Bosch была разработана система подачи топлива и форсунка с закруткой топливного потока, обеспечивающие требуемые диапазоны давле-

ния впрыскивания, дальнобойности, углов раскрытия и наклона факела. Внешний диаметр распылителя равен 7,7 мм, что позволяет установить рубашку для водяного охлаждения. С учетом стоимости, надежности и сроков введения в серийное производство предпочтительными являются форсунки с электромагнитным приводом [17].

К пространственно-временной подаче топлива в двигателях с непосредственным впрыскиванием бензина и с расслоением заряда предъявляются более строгие требования, чем в дизелях. В частности, в зависимости от конструкции КС и взаимного расположения свечи зажигания и форсунки четко должны быть рассчитаны и согласованы между собой такие параметры, как давление впрыскивания, дальнобойность и угол раскрытия топливного факела, геометрические формы впускного канала и поверхности поршня, интенсивность закрутки воздуха. Оптимизацию этих параметров следует проводить в зависимости от эксплуатационных факторов, таких, как угол опережения впрыскивания и угол опережения зажигания. Только в таком случае можно добиться высокой экономичности двигателя при работе в режиме частичной нагрузки. На рис. 11.8 изображена динамика процесса смесеобразования с расслоением заряда подводом топлива поверхностью стенки в интервале времени от момента впрыскивания топлива до момента подачи искры. Исследования проводились на специальной установке с так называемым прозрачным двигателем (transparentmotor) с приме-

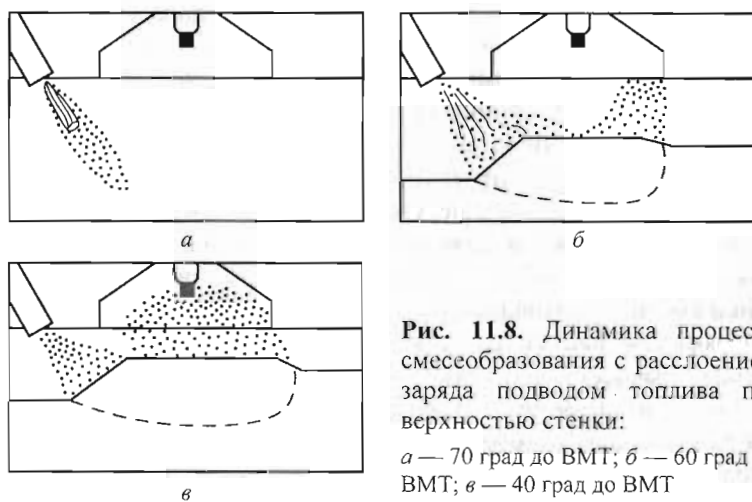


Рис. 11.8. Динамика процесса смесеобразования с расслоением заряда подводом топлива поверхностью стенки:

a — 70 град до ВМТ; *б* — 60 град до ВМТ; *в* — 40 град до ВМТ

нием метода флуоресценции [13]. Четкое согласование упомянутых выше параметров позволяет осуществить при работе в режиме частичной нагрузки расслоение заряда так, что в область свечи к моменту зажигания гарантируется подвод смеси, способной к воспламенению.

11.1.5. Расчет рабочего процесса

Весь реальный цикл поршневого двигателя условно разделим на фазу с низким давлением (процессы газообмена) и на фазу с высоким давлением (процессы сжатия, сгорания и расширения). Потери эффективного КПД двигателя в каждой из этих фаз обозначим через $\Delta\eta_{гм}$ и $\Delta\eta_{с-р}$ соответственно. Тогда с учетом механических потерь $\Delta\eta_{м}$ и потерь на теплообмен $\Delta\eta_{тм}$ представим эффективный КПД поршневого двигателя следующим образом:

$$\eta_e = \eta_t - \Delta\eta_{гм} - \Delta\eta_{с-р} - \Delta\eta_{тм} - \Delta\eta_{м}, \quad (11.1)$$

где η_t — термический КПД. Проанализируем каждую из составляющих в (11.1) для двигателя с непосредственным впрыскиванием бензина.

Поскольку термический КПД для цикла Отто зависит только от степени сжатия и показателя адиабаты рабочего тела $\eta_t = f(\epsilon, k)$, очевидно, что упомянутое выше расширение пределов бездетонационного сгорания гетерогенной смеси позволяет увеличить степень сжатия по сравнению с внешним смесеобразованием и, как результат, повысить термический КПД примерно на 3 %.

Большим преимуществом двигателя с непосредственным впрыскиванием бензина, как уже отмечалось, является бездрроссельный впуск, что резко снижает потери на газообмен $\Delta\eta_{гм}$. В фазе высокого давления при увеличении доли отработавших газов, участвующих в рециркуляции, повышается качество преобразования энергии, что способствует повышению КПД цикла. В то же время процесс смесеобразования зависит от месторасположения поршня (см. рис. 11.8), так как осуществляется с помощью конфигурации его поверхности, и поэтому невозможно произвольно выбрать момент времени (т. е. месторасположения поршня) для смесеобразования. В связи с этим типичным для двигателей с непо-

средственным впрыскиванием бензина, работающих с расслоением заряда, является изображенное на рис. 11.9 расположение максимума скорости тепловыделения до ВМТ [6, 8]. Чем раньше осуществляется впрыскивание бензина в цилиндр (например, при ходе наполнения), тем больше времени для гомогенизации смеси; по характеру тепловыделения двигатель с непосредственным впрыскиванием бензина ближе к двигателю с впрыскиванием во впускной коллектор. При работе в режиме частичной нагрузки с сильно обедненной смесью глубокое расслоение заряда при бездрессельном регулировании позволяет повысить давление сжатия по сравнению с дроссельным. В частности, в область свечи зажигания при высоком общем избытке воздуха попадает стехиометрическая смесь с высокой турбулентностью. В результате получается быстрое и интенсивное воспламенение. Скорость распространения пламени и тем самым скорость тепловыделения зависят от глубины расслоения заряда, геометрии КС, доли рециркуляционных продуктов сгорания, дальнейшего движения заряда (генерации локальной турбулентности) и смесобразования (испарения топлива).

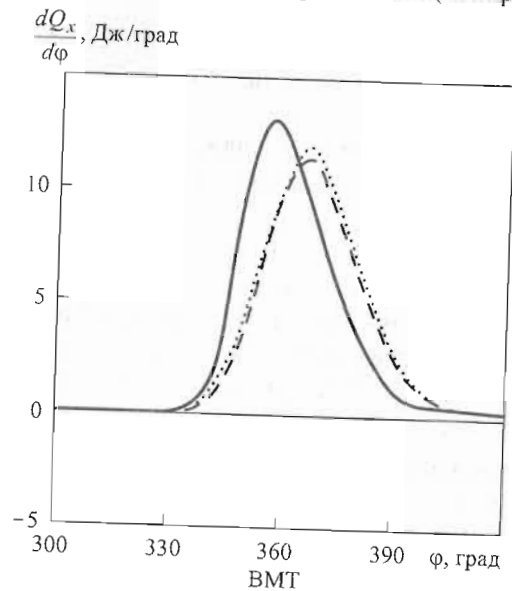


Рис. 11.9. Изменение скорости тепловыделения в двигателе с непосредственным впрыскиванием бензина в случае гомогенной смеси (---), при расслоении заряда (—) и впрыскивании во впускной коллектор (.....)

Процесс по времени затягивается и пламя охватывает области даже с обедненной смесью. Итак, более стремительное начало, а затем замедленное продолжение в целом приводят к тому, что максимум тепловыделения в случае расслоения заряда появляется раньше, чем в случае гомогенной смеси. Такое раннее тепловыделение может привести к увеличению расхода топлива примерно на 4 %. Кроме того, дополнительные потери при преобразовании энергии могут возникнуть из-за попадания топлива на поверхность поршня. Следовательно, величина $\Delta\eta_{c-p}$ зависит от того, какие факторы, отрицательные или положительные, преобладают в процессе.

О качестве преобразования энергии в фазе высокого давления можно судить по результатам измерения концентраций [HC] и [CO], полученных, разумеется, без нейтрализаторов. Действительно, концентрация [HC] фактически является мерой для оценки той доли топлива, которая, попадая в щели или в области относительно холодной поверхности стенки либо по какими-то другим причинам, не воспламенилась, а попала в атмосферу в виде пара или жидких частиц топлива, т. е. доля топлива, которая не участвовала в реакции горения; обозначим ее через Δm_{HC} . Соответственно, из количества теплоты $Q_1 = m_{ц} H_u$, введенного в цилиндр при цикловой подаче $m_{ц}$ и теплоте сгорания топлива H_u , реально подводится к рабочему телу $Q'_1 = (m_{ц} - \Delta m_{HC}) H_u$. Тогда коэффициент использования цикловой подачи топлива

$$\eta_{HC} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{Q'_1}{Q_1} = 1 - \frac{\Delta m_{HC}}{m_{ц}}. \quad (11.2)$$

В то же время относительную несгоревшую долю цикловой подачи можно рассматривать как долю (концентрацию) СН в общей массе смеси, равной, как известно, $m_{см} = 1 + \alpha_v l_0$, где l_0 — стехиометрическое количество воздуха. Значит, можно принять, что $\frac{\Delta m_{HC}}{m_{ц}} = \frac{[HC]}{10^6} (1 + \alpha_v l_0)$, где [HC] в ppm. Из (11.2) следует, что

$$\eta_{HC} = \frac{Q'_1}{Q_1} = 1 - \frac{[HC]}{10^6} (1 + \alpha_v l_0). \quad (11.3)$$

В этом случае коэффициент использования цикловой подачи топлива (11.2) можно представить как коэффициент использования теплоты сгорания топлива, учитывающий потери тепловой энергии из-за неполного использования вводимой в цилиндр с топливом теплоты, выраженный в виде несгоревших углеводородов НС.

Очевидно, что величина $\eta_{НС}$ в (11.3) указывает на качество преобразования энергии, поэтому ее называют коэффициентом преобразования энергии [6].

Результатом неполного сгорания является присутствие в отработавших газах СО, даже при $\alpha_v > 1$. Рассматривая концентрацию [СО] в качестве меры полноты сгорания и учитывая, что из количества теплоты $Q_{НС}$ в цилиндре преобразуется только ее часть $Q_{НС+СО}$, которая выделяется в цилиндре и идет на повышение внутренней энергии рабочего тела, можно записать выражение общего коэффициента преобразования энергии в виде

$$\eta_{НС+СО} = \frac{Q_{НС+СО}}{Q_1}. \quad (11.4)$$

Следовательно, $\eta_{СО} = \frac{Q_{НС+СО}}{Q_{СО}}$ и $\eta_{НС+СО} = \eta_{НС} \eta_{СО}$.

Для получения коэффициента использования теплоты сгорания топлива $\eta_{СО}$ используют зависимость $\alpha_v = f([CO])$, которая была получена для слегка обогащенной (близкой к нормальной) смеси топлива C_nH_m ($m/n = 1,653$) при $p = 1$ бар и $T = 1500$ К [6]:

$$\alpha_v = 1 - 3,28 \frac{[CO]}{10^6} + 5,092 \left(\frac{[CO]}{10^6} \right)^2. \quad (11.5)$$

Тогда, подставляя это выражение в эмпирическую формулу согласно [6],

$$\eta_{СО} = 1,3733 \alpha_v - 0,3733, \quad (11.6)$$

получаем зависимость коэффициента энергии от концентрации [СО] в следующем виде:

$$\eta_{СО} = 1 - 4,5 \frac{[CO]}{10^6} + 7 \left(\frac{[CO]}{10^6} \right)^2. \quad (11.7)$$

Из (11.3) и (11.7) следует, что тепловыделение в цилиндре, полученное в результате обработки экспериментальной индикаторной диаграммы, равно

$$Q_{НС+СО} = Q_{x\Sigma} = \int_{\tau_{НС}}^{\tau_{КС}} Q_x(\varphi) d\varphi = \eta_{НС+СО} Q_1 = \left[1 - \frac{[НС]}{10^6} (1 + \alpha_v l_0) \right] \left[1 - 4,5 \frac{[CO]}{10^6} + 7 \left(\frac{[CO]}{10^6} \right)^2 \right]. \quad (11.8)$$

Следует подчеркнуть, что проведенный выше анализ потерь преобразования энергии в фазе высокого давления является приближенным. Действительно, продуктами неполного сгорания в цилиндре, кроме рассмотренных НС и СО, могут быть еще водород H_2 и сажа С. Тогда общий коэффициент использования теплоты сгорания топлива выражается как произведение $\eta_{НС+СО+H_2+C} = \eta_{НС} \eta_{СО} \eta_{H_2} \eta_C$. В двигателях с непосредственным впрыскиванием бензина сажа выделяется в пренебрежимо малых количествах и учет неполноты сгорания из-за присутствия водорода в продуктах сгорания усложнен, так как необходимо знать концентрацию $[H_2]$ в выпускных газах, которая, как правило, не измеряется. В связи с этим ограничимся

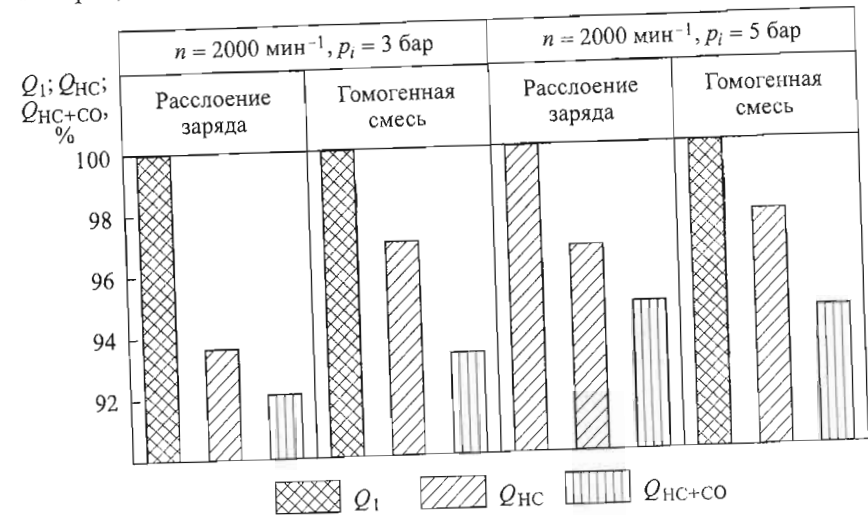


Рис. 11.10. Суммарное за цикл тепловыделение в двигателе с непосредственным впрыскиванием бензина

приведенным выше приближенным анализом, который тем не менее позволяет сравнивать (рис. 11.10) качество преобразования теплоты сгорания топлива при гомогенной смеси (непосредственное впрыскивание бензина в ходе такта впуска) и при расслоении заряда (непосредственное впрыскивание бензина в конце сжатия). Ясно, что суммарные потери при преобразовании энергии в обоих случаях бездрессельного процесса существенны и достигают 8 %. Следует подчеркнуть, что в современных двигателях с впрыскиванием бензина во впускной коллектор, которые имеют компактные КС, при $\alpha_b = 1$ потери теплоты сгорания топлива равны всего 2...3 %.

Таким образом, преимущество по КПД, которое имеется у двигателя с непосредственным впрыскиванием бензина по сравнению с двигателем с впрыскиванием во впускной коллектор, можно использовать в полной мере только при улучшении качества преобразования энергии на основе полноты процесса сгорания.

Уместно вспомнить, что такая важная характеристика рабочего цикла, как тепловыделение, получается путем пересчета экспериментальной индикаторной диаграммы $p(\varphi)$ на основе термодинамических соотношений (так называемая обратная задача расчета рабочего процесса [11]). Очевидно, что полученные значения $Q_x(\varphi)$ кроме точности измерения $p(\varphi)$ зависят также от выбранной модели рабочего процесса. С теплофизической точки зрения, прежде всего интересно, как образовавшиеся в районе свечи зажигания продукты сгорания ведут себя по отношению к неуспевшей еще сгореть горючей смеси. Здесь можно выделить два предельных случая.

1. Продукты сгорания мгновенно и полностью перемешиваются с окружающей их смесью воздуха и остаточных газов. Это соответствует понятию однозонной модели [11]. Различие заключается в том, что в реальном процессе имеются пары топлива, существование которых в однозонной модели, основанной на гипотезе мгновенного сгорания, не предусмотрено. При этом, как известно, в фазе высокого давления изменение массы впрыскиваемого в цилиндр топлива можно представить как изменение массы заряда в цилиндре и как скорость сгорания, и его значение пропорционально скорости тепловыделения (см. гл. 3):

$$\frac{dm}{d\tau} = \frac{dm_{\text{вп}}}{d\tau} = \frac{dm_{\text{ср.т}}}{d\tau} = \frac{1}{H_u} \frac{dQ_x}{d\tau}, \quad (11.9)$$

при этом уравнение энергии, согласно первому закону термодинамики, имеет вид

$$\frac{d(mu)}{d\tau} = \frac{dQ_x}{d\tau} - \frac{dQ_w}{d\tau} - p_\infty \frac{dV}{d\tau}. \quad (11.10)$$

В случае впрыскивания бензина в цилиндр двигателя в конце процесса сжатия (позднее впрыскивание) на диаграмме тепловыделения, полученной из экспериментальной индикаторной диаграммы, сразу после подачи топлива до момента воспламенения наблюдается некий «провал», где скорость тепловыделения принимает отрицательные значения (рис. 11.11). Дело в том, что теплота парообразования топлива, необходимая для его перевода из жидкого состояния в газообразное, отводится от рабочего тела, т. е. процесс идет с поглощением теплоты (на рис. 11.9 не показано). В случае раннего впрыскивания (во впускной коллектор или непосредственно в цилиндр во время хода наполнения) к концу процесса сжатия смесь успевает стать гомогенной и такого «провала» нет. Отметим, что диаграммы на рис. 11.11 были получены с помощью экспериментальной индикаторной диаграммы двигателя с непосредственным впрыскиванием бензина и с предварительным смешиванием воздуха и топлива (расслоение заряда подачей топлива воздушным потоком) [6]. В случае подачи поверхностью стенки топливо, попадая на горячую поверхность поршня (см. рис. 11.8), испаряется преимущественно за счет теплоты, подведенной от поршня. От рабочего тела отбирается меньшее количество теплоты и поэтому «провал» на диаграмме тепловыделения уже мало заметен (рис. 11.12). Таким образом, расслоение заряда подачей топлива поверхностью стенки, в отличие от других способов расслоения, позволяет использовать в процессе смесеобразования теплоту поршня, что является еще одним преимуществом этого способа.

2. Продукты сгорания после возникновения в очаге сгорания в результате воспламенения стехиометрической смеси не перемешиваются с воздухом и остаточными газами и поэтому не обмениваются с ними теплотой. По мере развития процесса сгорания зона со сгоревшей смесью, расширяясь, вытесняет зону с несгоревшей смесью. Изменение температуры в несгоревшей зоне получается за счет реакций сгорания (тепловыделения), а в несгоревшей — за счет ее сжатия поршнем и расширения сгоревшей зоны. Такая модель, основанная на гипотезе послойного вытеснения, формально

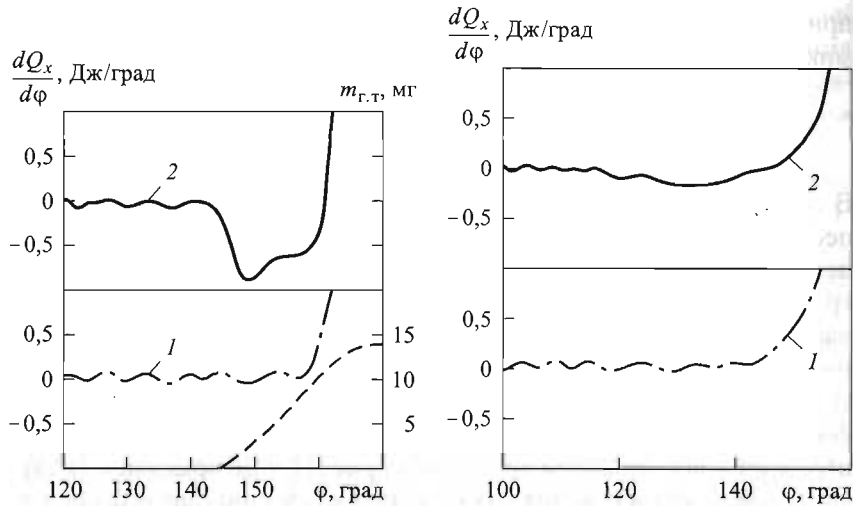


Рис. 11.11. Изменение скорости тепловыделения при $n = 2000 \text{ мин}^{-1}$, $p_i = 5 \text{ бар}$:

1 — однородная смесь (впрыскивание при впуске); 2 — расслоение заряда подводом топлива воздушным потоком; ---- — масса паров топлива

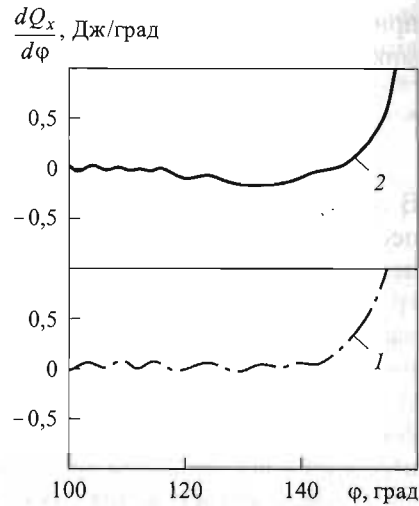


Рис. 11.12. Изменение скорости тепловыделения при $n = 2000 \text{ мин}^{-1}$, $p_i = 5 \text{ бар}$:

1 — однородная смесь (впрыскивание в процессе сжатия); 2 — расслоение заряда подводом топлива поверхностью стенки

соответствует двухзонной модели (см. гл. 3) без перемешивания и теплообмена между зонами [1]. Не учитывая утечки массы через уплотнения и рассматривая КС в фазе высокого давления (т. е. при закрытых клапанах) как закрытую термодинамическую систему, запишем уравнение сохранения энергии для зон с несгоревшей и сгоревшей смесью соответственно (см. разд. 3.2.3):

$$\frac{d(m'u')}{d\tau} = -\frac{dQ'_w}{d\tau} - p_\infty \frac{dV'}{d\tau} - h' \frac{dm'}{d\tau}, \quad (11.11)$$

$$\frac{d(m''u'')}{d\tau} = \frac{dQ_x}{d\tau} - \frac{dQ''_w}{d\tau} - p_\infty \frac{dV''}{d\tau} - h'' \frac{dm''}{d\tau}. \quad (11.12)$$

Тогда из двух последних выражений следует, что

$$\frac{d(m'u')}{d\tau} + \frac{d(m''u'')}{d\tau} = \frac{dQ_x}{d\tau} - \frac{dQ_w}{d\tau} - p_\infty \frac{dV}{d\tau}. \quad (11.13)$$

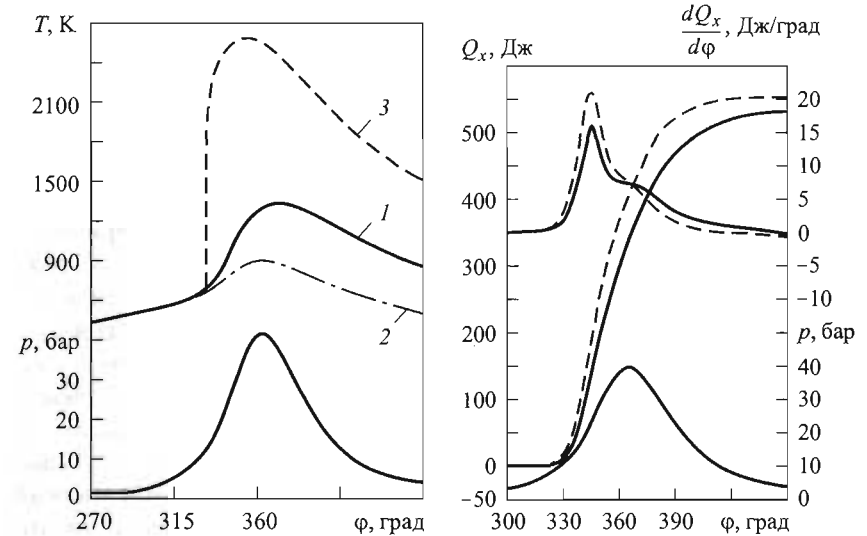


Рис. 11.13. Изменение давления (опыт) и температуры в сгоревшей 3 и несгоревшей 2 зонах (расчет) в КС двигателя с непосредственным впрыскиванием бензина и с расслоением заряда подводом топлива факелом:

1 — предельный случай мгновенного и полного перемешивания (средняя массовая температура); 2, 3 — предельный случай вытеснения; расслоение заряда подводом теплоты факелом; $n = 2000 \text{ мин}^{-1}$; $p_e = 2 \text{ бар}$; рециркуляция — 0%

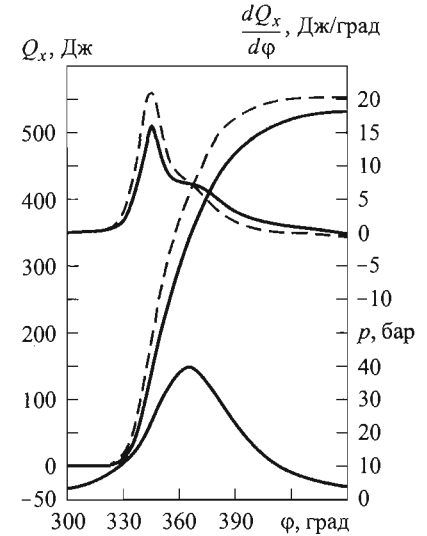


Рис. 11.14. Изменение давления (опыт) и тепловыделения (расчет) в КС двигателя с непосредственным впрыскиванием бензина:

— — мгновенное и полное перемешивание; ---- — вытеснение (без перемешивания); расслоение заряда подводом теплоты факелом; $n = 2000 \text{ мин}^{-1}$; $p_e = 2 \text{ бар}$; рециркуляция — 0%

Сопоставление (11.10) и (11.13) показывает, что принципиальное различие между двумя представленными предельными случаями модели рабочего процесса заключается в характере изменения внутренней энергии. На рис. 11.13 приведено изменение температуры в цилиндре двигателя для рассмотренных двух предельных случаев. Существенное различие между удельными теплоемкостями $c_V = f(T)$, обусловленное разностью температур (см. рис. 11.13), приводит к тому, что в рассмотренных предельных случаях процессы тепловыделения протекают по-разному (рис. 11.14). В частности, высокая температура газа в зоне сгоревшей смеси и обу-

словенная этой температурой высокая удельная теплоемкость, указывают на повышенное значение максимальной скорости тепловыделения $(dQ_x/d\tau)_{\max}$ в предельном случае 2 (вытеснение без перемешивания), по сравнению с предельным случаем 1 (мгновенное и полное перемешивание). Различие особенно заметно в первой фазе процесса сгорания, происходящей до ВМТ (см. рис. 11.14). Интенсивное сгорание в этой фазе в предельном случае 2 приводит к несколько раннему окончанию тепловыделения и в заключительной фазе процесса сгорания тепловыделение получается выше уже в предельном случае 1 (см. рис. 11.14). В целом разница в преобразовании энергии составляет 4,3 % в пользу предельного случая 2 (вытеснение без перемешивания). Это различие существенно уменьшается при использовании рециркуляции отработавших газов. Например, если доля рециркуляции составляет 20 % общей массы отработавших газов, то различие в преобразовании энергии сокращается до 1,4 % [6]. При большой доли рециркуляции это различие может соответствовать уровню точности индицирования. Снижение можно объяснить тем, что масса рециркуляционных отработавших газов, попадая в цилиндр, сначала отдает, но затем в процессе сгорания больше отбирает теплоту от основного заряда и в результате температура в горячей зоне (и в цилиндре в целом) получается меньше, чем в процессе без рециркуляции. Отметим, что основная цель рециркуляции — снижение эмиссии NO_x путем снижения температуры в цилиндре. Очевидно, что достоверный расчет эмиссии NO_x возможен только с применением предельного случая 2, основанного на двухзонной модели рабочего процесса.

В реальном цикле тепловыделение сопровождается неучтенными выше процессами перемешивания и теплообмена между зонами, поэтому можно утверждать, что оно протекает внутри области (см. рис. 11.14), ограниченной рассмотренными выше предельными случаями. С увеличением доли рециркуляционных газов эта область сужается.

Теплообмен в КС в поршневых двигателях с непосредственным впрыскиванием бензина в настоящее время мало исследован. Попытка использования известных α -формулы, полученных для дизелей (формула Вошни) и для бензиновых двигателей с внешним смесеобразованием (формула Баргенде), приведенная в [6], показывает, что они дают практически одинаковые значения $Q_w(\varphi)$ в случае гомогенной смеси (впрыскивание в такте наполнения), что подтверждает

рис. 11.15. Приведенные значения теплоты, переданной стенкам КС, были рассчитаны на основе закона Ньютона

$$Q_w = \alpha(T_\infty - T_w)F \frac{\Phi}{6n}. \quad (11.14)$$

Средняя массовая температура газа в цилиндре двигателя в случае гомогенной смеси высокая, $T_\infty \approx 2300 \dots 2400$ К, поэтому влияние температуры T_w поверхности КС на теплоту Q_w (см. (11.14)) практически не заметно (см. рис. 11.15). Переданная стенкам теплота не зависит от температуры T_w , значение которой при расчетах теплообмена обычно задается. При расслоении заряда смесь явно не гомогенная и суммарный коэффициент избытка воздуха высок. При этом температура T_∞ газа в цилиндре ниже по сравнению с предыдущим случаем с гомогенной смесью, и имеется явная зависимость значения Q_w от заданной средней температуры T_w . При расслоении заряда температура T_∞ существенно зависит от нагрузки двигателя (при гомогенной смеси эта зависимость менее чувствительна). Интересно, что использование формулы Вошни, модифицированной Хубером, путем включения в нее среднего индикаторного давления p_i [2], предназначенного для расчета теплообмена при частичных нагрузках, дает практически такие же результаты, что и первоначальная формула Вошни (см. рис. 11.15).

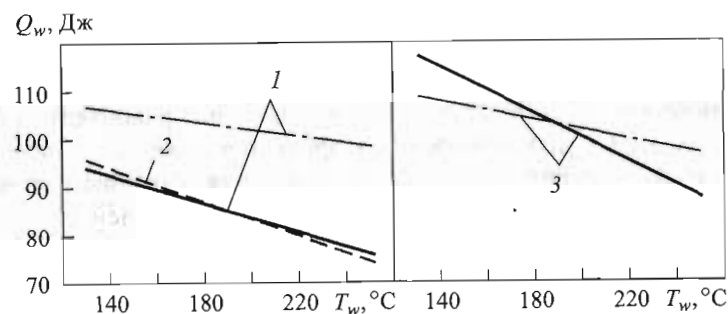


Рис. 11.15. Изменение теплоты Q_w от зависимости от средней температуры T_w поверхности в фазе высокого давления:

1, 2, 3 — формулы Вошни, Вошни—Хубера, Баргенде соответственно; — · — · — гомогенная смесь (впрыскивание при впуске), $\alpha_b = 1,0$ $(dQ_x/d\varphi)_{\max}$ при $\varphi = 8$ град после ВМТ, $\Delta\varphi_{cr} = 50$ град; — — — расслоение заряда, $\alpha_b = 1,0$ $(dQ_x/d\varphi)_{\max}$ при $\varphi = 8$ град до ВМТ, $\Delta\varphi_{cr} = 70$ град; — — — расчет по формуле Вошни — Хубера

Исследование нестационарного теплообмена в двигателе с непосредственным впрыскиванием бензина было проведено в Мюнхенском Техническом университете [12]. В КС двигателя было установлено 30 датчиков для определения нестационарного теплового потока (16 — на поршне, 10 — на головке цилиндра, 4 — на гильзе). Для передачи сигнала от датчиков, расположенных на поршне, применялся метод телеметрии, при этом регистрация сигналов от всех датчиков осуществлялась одновременно. Из полученных локальных значений коэффициентов теплоотдачи определялось среднее по поверхности значение нестационарного коэффициента теплоотдачи, с помощью которого оценивалась достоверность различных α -формул (формулы Вошни, Вошни—Хубера, Хохенберга, Берганде). Результаты анализа, приведенные в [12] для режима работы с расслоением заряда ($p_i = 2,82$ бар, $n = 2000$ мин⁻¹, $\alpha_v = 3,56$, $D_c = 5,2$), показывают, что лучшее приближение к опытным данным дает формула Вошни. В будущем, по мере развития и более широкого внедрения на практике двигателей с непосредственным впрыскиванием бензина, безусловно, ожидается расширение исследований нестационарного теплообмена в этих двигателях.

Наконец, завершая анализ потерь КПД в двигателе с непосредственным впрыскиванием бензина по формуле (11.1), отметим, что использование бездороссельной системы приводит к повышению давления в цилиндре, что, в свою очередь, требует высокого давления впрыскивания (~ 100 бар и более) и, как результат, больше мощности на привод топливного насоса, увеличивает силу трения и понижает механический КПД двигателя. Принимая во внимание, что все это происходит на фоне сравнительно более высоких, чем у дизелей частотах вращения, становится ясно, что механические потери у двигателей с непосредственным впрыскиванием бензина выше, чем у бензиновых двигателей с внешним смесеобразованием.

11.1.6. Топливная экономичность и экологические показатели

Интерес покупателей к автомобилям, оснащенным двигателями с непосредственным впрыскиванием бензина, объясняется прежде всего низким удельным расходом бензина. Упомянутые расчетно-экспериментальные данные и высказанные прогнозы по

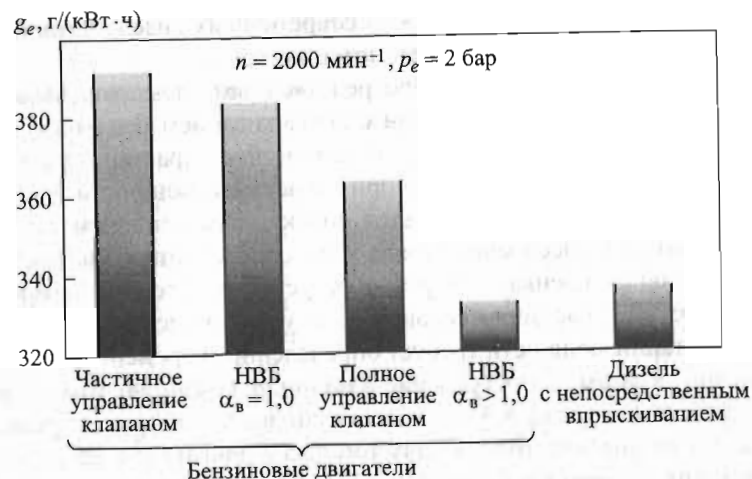


Рис. 11.16. Удельный расход топлива в режиме частичной нагрузки в зависимости от различных концепций организации рабочего процесса по данным фирмы BMW [8] (испытания автомобиля с непосредственным впрыскиванием бензина (НВБ) по типовому циклу Euro)

топливной экономичности двигателя с непосредственным впрыскиванием бензина следует рассматривать с учетом эксплуатационных условий.

Например, известно, что на удельный расход топлива оказывают влияние такие факторы, как профиль дорожного покрытия, сочетание «двигатель — автомобиль» и др. На рис. 11.16 приведены результаты испытаний автомобилей, оснащенных двигателями с различной концепцией организации рабочего процесса [8]. Испытания, проведенные по тестовому циклу Euro, показывают, что автомобили различного класса имеют разные диапазоны изменения эффективных и экологических показателей в зависимости от параметров самого автомобиля (рабочий объем двигателя, сопротивление движению, масса автомобиля, передаточное число). Удельный расход топлива с учетом влияния профиля дорожного покрытия бензиновых двигателей с непосредственным впрыскиванием бензина по сравнению с двигателями с внешним смесеобразованием уменьшается с 10 до 16 % в зависимости от условий. Ясно, что двигатели с непосредственным впрыскиванием бензина с использованием расслоения заряда как эффективного средства снижения расхода топлива в бензиновых двигателях, позволяющего не только выйти на

уровень топливной экономичности современных дизелей, но, и превосходить их, обладают высоким потенциалом.

Кроме того, двигатели с непосредственным впрыскиванием бензина по сравнению с двигателями с впрыскиванием бензина во впускной коллектор имеют лучшие динамические характеристики. Это преимущество особенно заметно при нарастании мощности и выходе на полную нагрузку и объясняется совокупным влиянием бездрозельного впуска, расслоения заряда и непосредственного впрыскивания. Топливная пленка, которая образуется на стенках впускного коллектора в случае впрыскивания во впускную систему (см. гл. 6), при нарастании мощности требует определенного времени сначала на испарение, а затем на поступление в цилиндр. Очевидно, что это время задержки (см. разд. 8.5) от момента подвода топлива до реакции двигателя на увеличенную подачу топлива в двигателе с непосредственным впрыскиванием бензина доведено до минимума.

На эмиссию HC и NO_x в выпускных газах оказывает значительное влияние концептуальный подход при организации рабочего

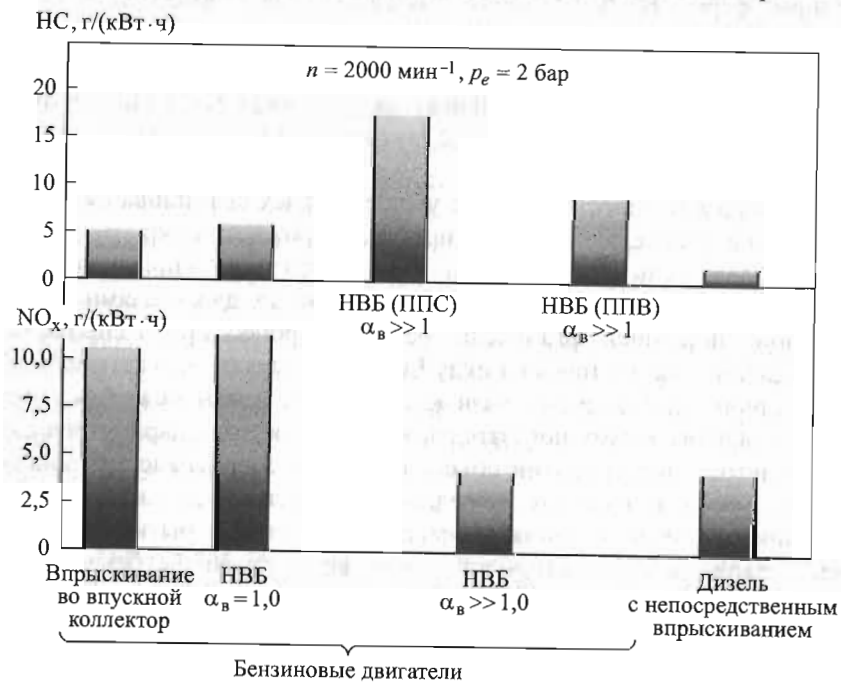


Рис. 11.17. Эмиссия HC и NO_x в зависимости от различных концепций организации рабочего процесса

го процесса (рис. 11.17). Отметим, что данные на рис. 11.17 соответствуют выбросам токсичных веществ непосредственно из двигателя при отсутствии каких-либо нейтрализаторов. В случае расслоения заряда ($\alpha_b > 1$) подводом топлива поверхностью стенки из-за ограниченного времени на смесеобразование часть топлива, попадая на стенку, образует тонкую пленку на ее поверхности, что и является основной причиной роста эмиссии HC. В случае использования способа расслоения с подводом воздушным потоком выбросы углеводородов по сравнению с выбросами при подводе поверхностью стенки уменьшаются почти в 2 раза, однако они остаются выше, чем в двигателях с впрыскиванием бензина во впускной коллектор (см. рис. 11.17). Одним из способов уменьшения эмиссии HC является четкое управление движением заряда в цилиндре.

Выбросы NO_x в двигателях с непосредственным впрыскиванием бензина получаются значительно меньшими, чем в случае впрыскивания бензина во впускной коллектор только при расслоении заряда ($\alpha_b > 1$) [16], что объясняется уменьшением температуры газа в цилиндре, в частности, по причине отсутствия стехиометрической смеси. Использование рециркуляции отработавших газов повышает температуру заряда к моменту впрыскивания бензина в цилиндр (улучшает условия смесеобразования) и снижает максимальную температуру цикла, что ограничивает образование оксидов азота. При работе на обедненных смесях рециркуляция способствует повышению температуры выпускных газов и создает хорошие условия для работы нейтрализаторов токсичных веществ, которые, как правило, плохо приспособлены к низкотемпературным продуктам сгорания.

11.1.7. Проблемы усовершенствования и перспективы развития бензиновых двигателей с непосредственным впрыскиванием

Перспективы развития двигателя с непосредственным впрыскиванием бензина, как и всех направлений современного двигателестроения, следует рассматривать с учетом норм и законов по охране окружающей среды. В связи с этим основные проблемы усовершенствования таких двигателей рассмотрим с экологической точки зрения.

1. Расслоение заряда обеспечивает значительное снижение расхода топлива, однако приводит к большим выбросам оксидов азота (NO_x), которые при использовании рециркуляции отработавших газов не полностью компенсируются. Таким образом, проблема конфликта между расходом топлива и эмиссией NO_x не снимается.

2. Двигатель с непосредственным впрыскиванием бензина при работе на стехиометрической смеси ($\alpha_b \approx 1$) хорошо приспособлен к нейтрализаторам и не создает для их использования почти никаких проблем. В таком случае современные нейтрализаторы, как, например, трехкомпонентный катализатор, успешно справляется с выбросами NO_x . Однако, как только наступают режимы работы на частичных нагрузках с использованием обедненных смесей ($\alpha_b > 1$), трехкомпонентный катализатор из-за нехватки реагентов для конверсии оксидов азота уже не подходит. Правда, избыток кислорода создает благоприятные условия для оксидации других токсичных веществ (HC и CO), но проблема нейтрализации NO_x в режиме частичной нагрузки остается.

При использовании нейтрализаторов для уменьшения NO_x в настоящее время обсуждаются два концептуальных подхода. 1. Применение нейтрализатора непрерывного действия (континуальный нейтрализатор). 2. Применение нейтрализатора накопительного типа. Принцип работы нейтрализатора накопительного типа заключается в следующем. В случае обедненных смесей ($\alpha_b > 1$) платиновый нейтрализатор превращает NO и O_2 в двуоксид азота NO_2 , который временно задерживается в нейтрализаторе. Как только двигатель начнет работать на стехиометрической смеси ($\alpha_b \approx 1$), накопленный NO_2 освобождается, смешивается с CH и CO и в результате химических реакций преобразуется в N_2 , H_2O , CO_2 и в другие нетоксичные вещества. Ясно, что эти нейтрализаторы дороже, чем континуальные.

Сравнение этих катализаторов показывает, что требования современных стандартов Euro по выбросам NO_x нейтрализатор накопительного типа может выполнить на 95 % [8]. Однозначно ответить на вопрос — какой катализатор будет использован в будущем — нельзя, если исходить только из доли преобразованной эмиссии NO_x и не учитывать срок службы катализатора. Долговечность катализатора определяется двумя факторами: стабильностью высоких температур продуктов сгорания (в городских условиях рабочая температура для катализаторов накопительного типа по данным [8] составляет 250...480 °C, однако различные мероприятия по подогреву выпускных газов, например рециркуляция, могут расширить эти пределы почти до граничной температуры катализаторов это-

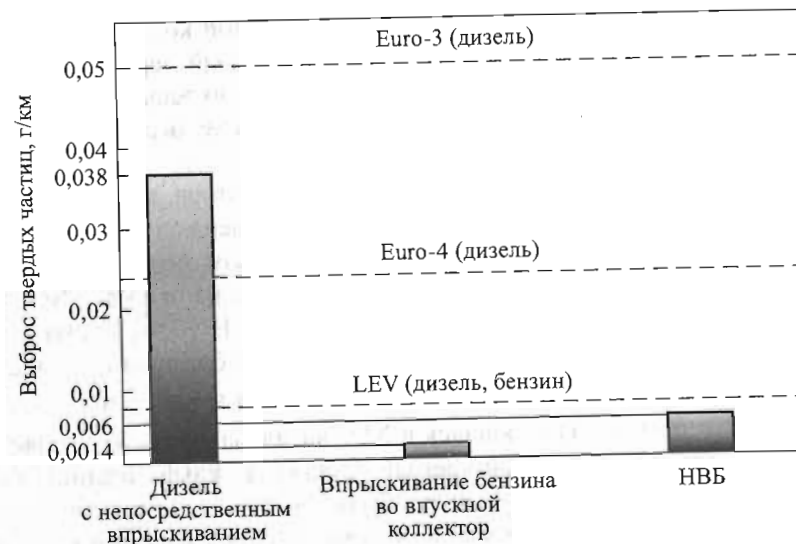


Рис. 11.18. Выбросы твердых частиц в зависимости от концепции организации рабочего процесса

го типа — 750 °C); стойкостью против серных соединений. Используемые до настоящего времени материалы для покрытия рабочих поверхностей катализаторов в полной мере не соответствуют этим требованиям.

3. Эмиссия твердых частиц до настоящего времени нормируется только в дизелях. Однако внедрение двигателей с непосредственным впрыскиванием бензина может изменить ситуацию. Практически нулевая эмиссия сажи, имеющая место в двигателях с внешним смесеобразованием и с гомогенной смесью, в двигателях с непосредственным впрыскиванием бензина (особенно с расслоением заряда) не достижима, так как в цилиндре образуется гетерогенная смесь с сильно обогащенными топливом локальными зонами. Современные двигатели с непосредственным впрыскиванием бензина имеют в отработавших газах пренебрежимо малые, по нынешним понятиям, концентрации твердых частиц (см. табл. 11.3 и рис. 11.18). Они, как показывают результаты испытаний автомобилей на роликовых стендах (см. рис. 11.18), с запасом вписываются не только в нормы стандарта Euro-4, но и в более жесткие калифорнийские нормы стандарта LEV для автомобилей с низкими выбросами токсичных веществ. Несмотря на то что эти значения на порядок ниже по сравнению с дизелями, они все-таки вы-

ше, чем при впрыскивании бензина во впускной коллектор. В будущих нормах, предусматривающих постепенный переход к автомобилям сначала со сверхнизкими, а затем и с нулевыми выбросами токсичных веществ, будут введены строгие ограничения по выбросу твердых частиц.

4. Надежность и долговечность нейтрализатора, как уже отмечалось, существенным образом зависит от содержания серы (S) в топливе. Сера по своим химическим свойствам похожа на азот. Она может залежаться в местах накопления оксидов азота (NO_x) в нейтрализаторе и блокировать их конверсию. В то же время при работе нейтрализатора на продуктах сгорания обогащенной смеси, не содержащих свободного кислорода ($\alpha_v < 1$) и имеющих температуру $T > 650$ °C, находящаяся в NO_x -катализаторе сера удаляется, т. е. происходит так называемый процесс десульфатизации. Условия для десульфатизации могут быть созданы как потребителем автомобиля (работа двигателя в режиме высоких нагрузок), так и автоматически с помощью системы управления двигателем (изменение угла опережения зажигания, цикловой подачи топлива, момента, количества и продолжительности впрыскивания). Реализация этих мероприятий может привести к значительному повышению температуры продуктов сгорания, однако это неизменно связано с повышением, правда, кратковременным, расхода топлива. Кроме того, при неоднократном повторении эффект полной десульфатизации уже не достигается. Лишь при содержании серы в топливе менее 10 ppm (такое топливо принято считать свободным от серы) происходит замедленное залегание серы в NO_x -катализаторе накопительного типа. При этом настолько медленно, что можно отказаться от проведения десульфатизации.

Решение этой проблемы возможно только за счет обеспечения производства топлив без серных соединений на всей территории Земли, независимо от места происхождения и переработки нефтепродуктов. Как следует из рис. 11.19 в настоящее время это не выполнимо. В Германии, например, уже сейчас можно обеспечить поставку топлива требуемого качества, однако следует учитывать возможности и других стран. Нормы Еуро-4 с 2005 г. предусматривают максимальное содержание серы в топливе не более 150 ppm. Это означает, что разработка автомобильных двигателей с непосредственным впрыскиванием бензина будет нацелена на использование свободного от серы бензина. В большей мере (за некоторыми исключениями) это касается и автомобильного рынка США. Совершенно другая ситуация на японском рынке, где для применения двига-

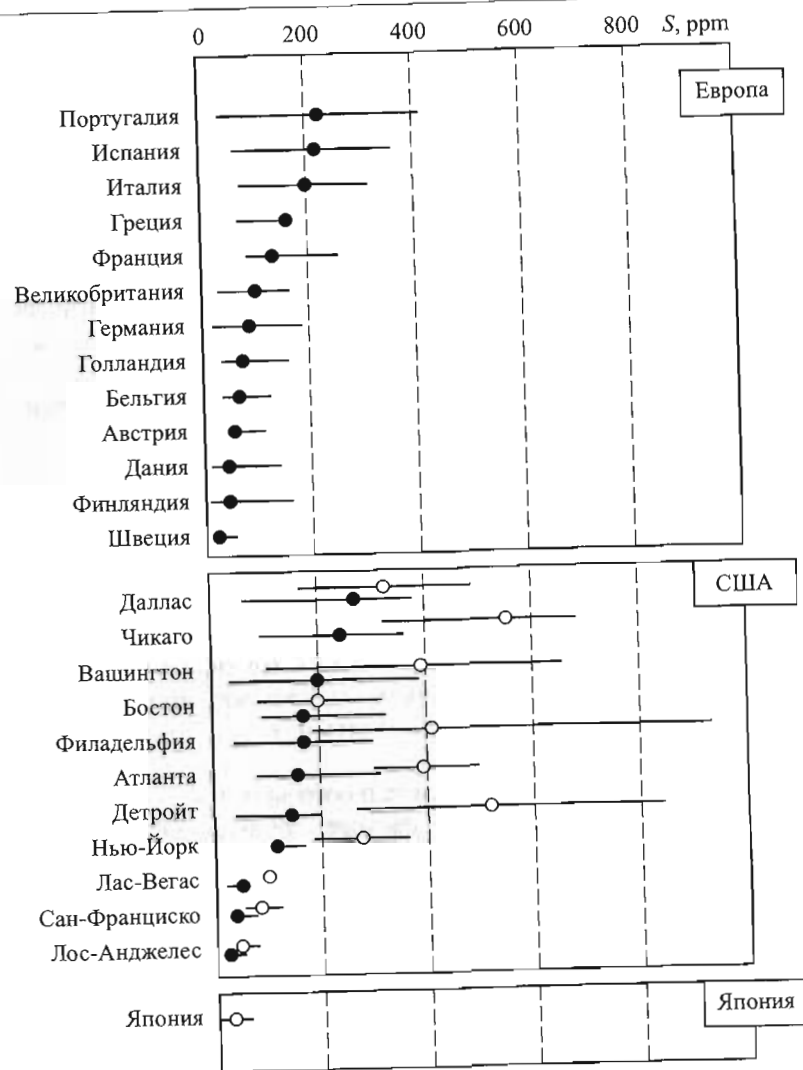


Рис. 11.19. Содержание серы в бензине на различных рынках по данным фирмы Mitsubishi Motors [5]:

● — Super; ○ — Normal

телей с непосредственным впрыскиванием бензина имеются почти идеальные условия. Кроме того, что поставляется топливо, практически свободное от серы (см. рис. 11.19), само географическое расположение острова изолирует страну от появления на ее территории автомобилей с

некачественным топливом. Содержание серы в топливе, поставляемом на рынки стран СНГ по данным [8] составляет: для Азербайджана и Узбекистана — 10...50 ppm, для Беларуси и Литвы — 50...100 ppm, для России, Украины и Казахстана — 100...250 ppm.

5. Применение расслоения заряда в бензиновых двигателях сопровождается повышением скорости нарастания давления. Жесткая работа бензинового двигателя с непосредственным впрыскиванием приводит к повышению шума и является немаловажным фактором для двигателей легковых автомобилей не только с экологической точки зрения, но и с точки зрения комфорта. Значительное уменьшение шума может быть достигнуто при применении системы комбинированного впрыскивания, когда часть топлива впрыскивается во впускную систему, а часть — непосредственно в цилиндр двигателя, но это приводит к повышению расхода топлива.

Конкуренция между бензиновым двигателем и дизелем настолько многогранная, что ответить однозначно, какой из них имеет большие перспективы на будущее в качестве силового агрегата легкового автомобиля, не представляется возможным. Все ответы на этот вопрос, а особенно ответы типа «да» или «нет», можно рассматривать как частные мнения. С этой точки зрения представляет интерес сравнительный анализ двигателей, при проведении которого прежде всего следует исходить из особенностей рабочего процесса.

1. Основное преимущество дизельного процесса — низкое значение удельного эффективного расхода топлива. Однако дизели имеют сравнительно низкую частоту вращения ($n \leq 4500 \text{ мин}^{-1}$) и низкое значение среднего эффективного давления (что обусловлено высоким значением коэффициента избытка воздуха, $\alpha_v = 1,5 \dots 5,0$). Максимальная частота вращения при дизельном процессе ограничена интервалом времени, необходимого для осуществления процессов смесеобразования, воспламенения и сгорания. Гарантированное самовоспламенение при гетерогенной смеси имеет место в локальных зонах со стехиометрическим значением коэффициента избытка воздуха $\alpha_v \approx 1$, т. е. для самовоспламенения необходима гетерогенная смесь. В такой смеси зоны с локальным значением $\alpha_v < 0,6$ характеризуются неизбежным атрибутом дизельного процесса — выделением сажи. Если увеличение среднего эффективного давления в дизелях до уровня двигателей, работающих по циклу Отто, возможно с применением наддува, то значительно

увеличить частоту вращения и устранить образование сажи в дизельном процессе пока не удастся.

2. При непосредственном впрыскивании бензина вышеуказанные недостатки, свойственные дизельному процессу, частично устраняются. Можно организовать процесс так, что в режиме полной нагрузки коэффициент $\alpha_v \approx 1$, это приведет к значительному росту среднего эффективного давления по сравнению с дизельным процессом, а в режиме частичной нагрузки, осуществляя расслоение заряда, работать примерно с таким же коэффициентом избытка воздуха, какой характерен для дизелей. Предполагается, что впрыскивание бензина в конце процесса сжатия позволит повысить степень сжатия до значений $\epsilon = 15 \dots 18$. Вследствие этого бензиновый двигатель имеет перспективу достижения уровня топливной экономичности дизелей при выбросе твердых частиц в пренебрежимо малом (пока еще по нынешним требованиям) количестве.

3. При работе бензинового двигателя с коэффициентом избытка воздуха $\alpha_v > 1,2$ значительно снижаются выбросы NO_x , а отсутствие твердых частиц в выпускных газах создает благоприятные условия для эффективной работы нейтрализатора.

4. Давление впрыскивания топлива, достаточное для бензинового двигателя, составляет $p_{\text{впр}} = 100 \dots 200 \text{ бар}$, что по сравнению с современными дизелями с непосредственным впрыскиванием почти на порядок ниже. Это снижает требования к топливоподающей аппаратуре бензиновых двигателей и уменьшает их себестоимость.

Таким образом, основная проблема усовершенствования дизелей — снижение эмиссии твердых частиц практически до нулевого значения. Решение этой проблемы предъявляет очень высокие требования как к рабочему процессу, так и к фильтрам для очистки выпускных газов. Без ее решения оценить перспективы дизелей на фоне грядущих законодательств по охране окружающей среды очень сложно.

Ниже приводятся некоторые характеристики двигателей с непосредственным впрыскиванием бензина, внедренных в серийное производство.

Двигатель Mitsubishi GDI (Gasoline Direct Injection) Motors. Фирме Mitsubishi понадобилось 15 лет, чтобы подготовить к серийному производству двигатель с непосредственным впрыскиванием бензина, и в 1996 г. она впервые стала выпускать автомобили с этим двигателем, называемым Mitsubishi GDI Motors 4G93. Парамет-

ры двигателя: $i = 4$, $iV_h = 1834 \text{ см}^3$, число клапанов — 16. Впускной канал подходит к цилиндру сверху (рис. 11.20), что обеспечивает получение вертикального падающего потока воздуха, который после соприкосновения с поршнем разворачивается и устремляется вверх, к свече зажигания. Возникает вертикальный вихрь, позволяющий достичь расслоения заряда. Поршень имеет усеченную форму со сферическим углублением и выполняет, кроме обычных, еще три функции. 1. Придает потоку воздуха нужное направление. 2. Направляет впрыскиваемое топливо непосредственно к свече зажигания, что особенно важно при работе с $\alpha_v > 1$. 3. Определяет распространение фронта пламени. Для подачи топлива используются насос высокого давления ($p_{впр} = 50 \text{ бар}$) и вихревые (т. е. с закруткой топливного потока) форсунки. В работе

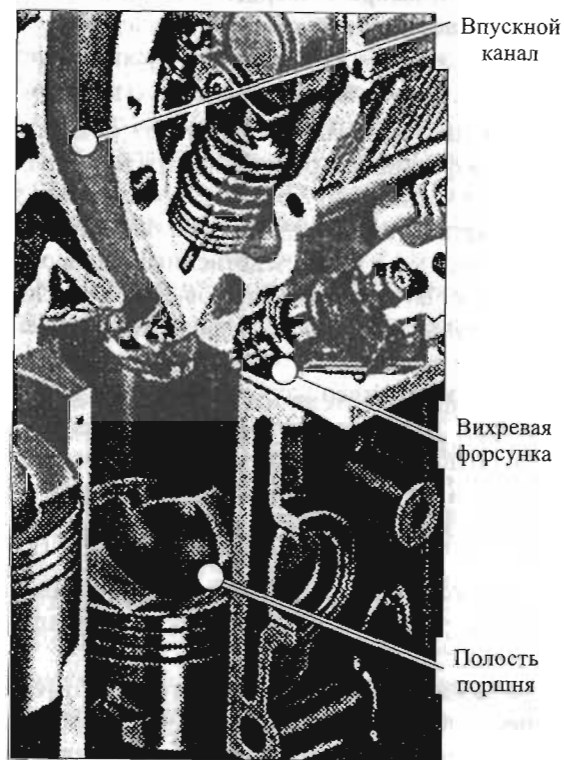


Рис. 11.20. Камера сгорания двигателя Mitsubishi Motors с непосредственным впрыскиванием бензина

двигателя различают три возможных режима в зависимости от режима движения автомобиля.

Работа на сверхобедненных ($\alpha_v \gg 1$) смесях. Это режим малой нагрузки при скорости движения до 120 км/ч, т. е. режим спокойной городской и загородной езды. Бензин впрыскивается в цилиндр в конце процесса сжатия (как в дизеле). Расслоение заряда обеспечивает устойчивую работу двигателя при $\alpha_v = 2, 7$.

Работа на стехиометрической ($\alpha_v = 1$) смеси. Такой режим используется при интенсивной городской езде, высокоскоростном загородном движении и обгонах. Ясно, что при $\alpha_v = 1$ проблема воспламенения смеси не возникает и нет необходимости в расслоении заряда. Но поскольку желательно было бы повысить степень сжатия двигателя и одновременно не допустить детонации или калильного зажигания, впрыскивание бензина в цилиндр при таком режиме осуществляется в процессе впуска. Теплота, необходимая для парообразования, отбирается от воздуха, который охлаждается, вследствие чего снижается вероятность детонации и калильного зажигания.

Работа с малой частотой вращения коленчатого вала и большими нагрузками. Такой режим возникает в случае, когда резко увеличивается подача топлива в целях повышения крутящего момента. При работе двигателя с малой частотой вращения обогащенная смесь, попадая в цилиндр, создает благоприятные условия для возникновения детонации: достаточно времени для «подготовки» детонации и высокая температура. Поэтому впрыскивание бензина в цилиндр осуществляется в два этапа: сначала предварительное впрыскивание, во время которого небольшая доля цикловой подачи топлива подводится в цилиндр на такте впуска и, испаряясь, охлаждает воздух. В цилиндре двигателя получается сверхобедненная ($\alpha_v = 4, 1$) гомогенная смесь, в которой детонационное горение исключено. Затем, в конце процесса сжатия впрыскивается основная доля цикловой подачи и коэффициент α_v становится равным 0,9. В результате такого двухстадийного впрыскивания (иногда говорят двойное, или *Doppel*-впрыскивание) степень сжатия $\epsilon = 12 \dots 12,5$, кроме того, улучшается наполнение воздухом и двигатель устойчиво работает на сверхобедненных смесях. Сравнение с таким же двигателем, но с распределенным впрыскиванием бензина во впускной коллектор, по данным фирмы, показало,

что у двигателя с непосредственным впрыскиванием бензина эффективный расход топлива в режиме холостого хода снижается на 40 %, а при скорости автомобиля 40 км/ч — на 25 %. В целом экономия топлива составляет до 20 % [5]. Максимальные значения температуры цикла в рассмотренном двигателе получаются довольно высокие, что приводит к повышению эмиссии NO_x , для нейтрализации которой требуется оснащение автомобиля дорогами катализаторами.

Двигатель Toyota D-4. Бензин впрыскивается в цилиндр в конце процесса сжатия с высоким давлением, $p_{\text{впр}} = 120$ бар. Такое высокое давление впрыскивания обеспечивает быстрое и качественное распыливание топлива на капли диаметром $a_{32} \leq 20$ мкм. Днище поршня в целях расслоения заряда имеет углубление, напоминающее по форме фасолину (рис. 11.21), в которое направляется струя топлива. Воздушный вихрь, генерируемый во впуске канала, ускоряет испарение топлива и подает смесь к электродам свечи зажигания. Точное согласование моментов подачи топлива и воздуха обеспечивается электронным управлением. Как и в двигателе Mitsubishi GDI, используется двухстадийное впрыскивание, однако в отличие от него в двигателе Toyota D-4 воздух к каждому впускному клапану подводится по двум каналам разной формы и длины. Один из них является вертикальным. При низких и средних частотах вращения воздух подводится в цилиндр через вертикальный канал и вихревое движение потока в сочетании с формой днища поршня обеспечивает расслоение заряда. При высоких частотах вращения открывается прямой канал, что снижает насосные потери. Кроме того, в целях обеспечения хорошего наполнения используют

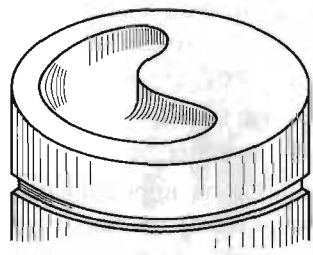


Рис. 11.21. Поршень двигателя Toyota D-4 с непосредственным впрыскиванием бензина

регулирование фаз газораспределения, а для снижения оксидов азота — рециркуляцию отработавших газов (доля рециркуляции до 40 %). Рециркуляция в сочетании с каталитическим нейтрализатором накопительного типа даже при работе на сверхобедненных смесях примерно на 90 % снижает эмиссию NO_x . Двигатель, у которого $\varepsilon = 10$, работает без детонации на низкооктановом бензине. Экономия топлива по сравнению с традиционным бензиновым двигателем

лем по данным фирмы составляет около 30 %. Регулируемые фазы газораспределения обеспечивают благоприятную скоростную характеристику крутящего момента и улучшают динамику автомобиля.

Двигатель VW Lupo FSI. Характеристики двигателя Lupo FSI (Fuel Stratified Injection) фирмы Volkswagen: $i = 4$, $iV_h = 1390$ см³, число клапанов — 16, $S/D = 75,6/76,5$ мм/мм, $\varepsilon = 11,5$, $N_e = 77$ кВт при $n = 6200$ мин⁻¹, $M = 130$ Н·м при $n = 4500$ мин⁻¹, доля рециркуляционных газов до ~35 %. Фирма Volkswagen рассматривает этот двигатель как путь к так называемому трехлитровому автомобилю, т. е. к автомобилю с расходом топлива 3 л на 100 км [23]. Пока автомобиль на 100 км расходует 4,9 л бензина. Несимметричная форма КС оптимальна с точки зрения расхода топлива и эмиссии токсичных выбросов (рис. 11.22) и обеспечивает расслоение заряда с помощью вертикального вихря и формы поверхности днища поршня. Сначала впускной канал, а затем форма поверхности поршня придают потоку достаточную энергию для смесеобразования, в результате чего, несмотря на относитель-

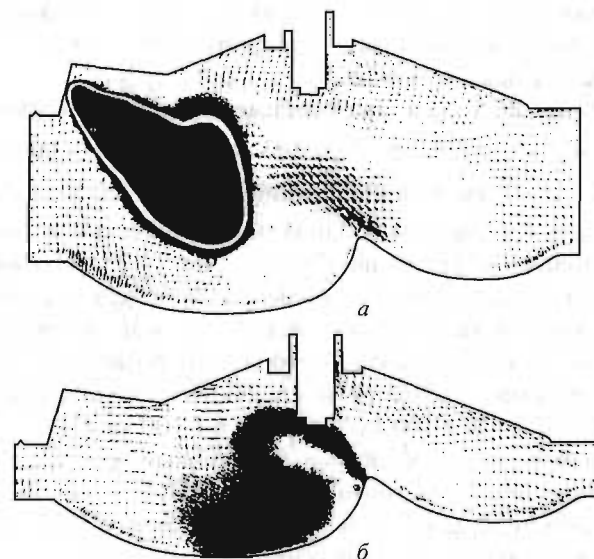


Рис. 11.22. Динамика топливного факела в КС двигателя VW Lupo FSI с непосредственным впрыскиванием бензина ($n = 2400$ мин⁻¹, $p_e = 2$ бар):
а — $\varphi = 55$ град до ВМТ; б — $\varphi = 30$ град до ВМТ

но маленький объем КС, т. е. объем смесеобразования, обеспечивается расслоение заряда, приводящее к низким концентрациям токсичных веществ и хорошей динамике автомобиля. При приближении поршня к ВМТ вертикальный вихрь, генерируемый во впускном канале, затухает, однако интенсивное движение заряда сохраняется за счет формы днища поршня. Периферийные зоны КС практически не содержат топлива ($\alpha_b \rightarrow \infty$), поэтому воздух выступает в роли теплоизолятора КС, а стехиометрическая смесь в зоне свечи зажигания гарантирует безотказное зажигание. Интенсивность вихря растет почти линейно при росте частоты вращения, поэтому параметры впрыскивания (момент, давление и продолжительность) подбираются в зависимости от скоростного режима работы. Это обеспечивается CR-системой впрыскивания, которая позволяет получить качественное смесеобразование и расслоение заряда. Как и в рассмотренных выше двигателях, здесь используется двухстадийное впрыскивание — сначала в процессе впуска, а затем и в конце сжатия. В целях уменьшения вредных выбросов, особенно NO_x , предусмотрены два катализатора. Один из них непрерывного типа, называемый предварительным катализатором (vorkatalysator), присоединяется непосредственно к двигателю, а второй — основной катализатор накопительного типа — присоединен после предварительного.

Двигатель PSA для автомобилей Peugeot и Citroën. Двигатель ($i = 4$, $iV_h = 2,0$ л, $N_e = 103$ кВт при $n = 6000$ мин⁻¹, $M_{\max} = 193$ Н·м) имеет конструкцию КС, обеспечивающую расслоение заряда с подводом топлива поверхностью стенки и аналогичную упомянутым выше двигателям (рис. 11.23). Снижение расхода топлива по сравнению с предыдущей моделью с впрыскиванием во впускной канал составляет 10 %. Как и двигатель VW Lupo FSI, он имеет два катализатора, что позволяет обеспечить выбросы токсичных веществ в следующем количестве: CO — 50 г/100 км, HC — 10 г/100 км и NO_x — 6 г/100 км [7].

Малоразмерные двухтактные бензиновые двигатели находят широкое применение на мотоциклах, средствах малой механизации, в ультралегкой авиации и др. В этих двигателях, имеющих в основном кривошипно-камерную продувку и карбюратор, до 30 % топлива не сгорает и выбрасывается в атмосферу. С использованием непосредственного впрыскивания бензина у этих двигателей появились шансы существенного уменьшения расхода топлива и

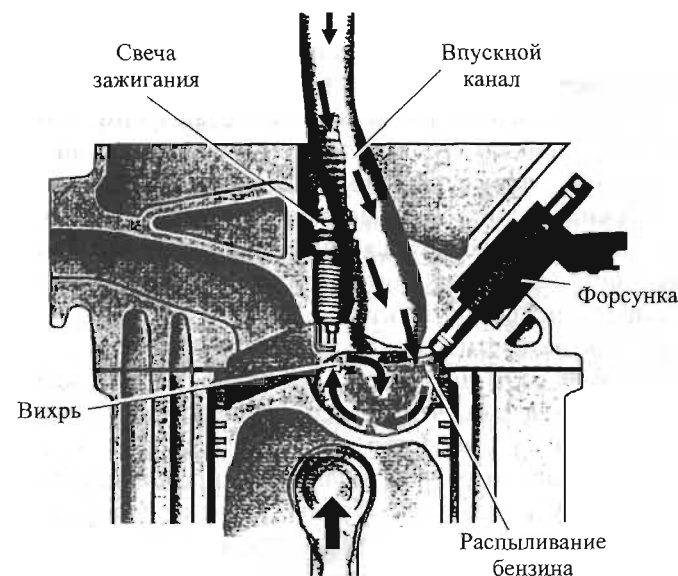


Рис. 11.23. Камера сгорания двигателя PSA с непосредственным впрыскиванием бензина

вредных выбросов и в полной мере использовать преимущества двухтактного цикла (небольшая масса, высокая удельная мощность, малые габариты, низкая себестоимость). Однако в этих двигателях возникают специфические требования, обусловленные тем, что частота впрыскиваний равна частоте вращения двигателя и в малоразмерных двигателях достигает 12 000 мин⁻¹ и более. Несмотря на то что уже в 1950-х гг. выпускались серийные двухтактные двигатели с непосредственным впрыскиванием бензина, необходимо совершенствовать их рабочий процесс в соответствии с существующими жесткими требованиями по экономичности и экологичности. В целях доводки двухтактных двигателей с непосредственным впрыскиванием бензина исследовательские работы проводят в основном по трем направлениям. 1. Использование непосредственного впрыскивания в конце такта сжатия по классической схеме Дизеля (например, опытный двигатель фирмы Volkswagen); 2. Применение бензиновых двигателей с кривошипно-камерной продувкой с впрыскиванием топлива в конце перепускного канала (при входе в цилиндр), соединяющего кривошипную каме-

ру с цилиндром (опытный двигатель Semi-Motors фирмы AVL). 3. Подача уже подготовленной смеси в цилиндр (двигатель с гомогенным смесеобразованием). Активную работу в этом направлении ведут австрийская фирма Puch, немецкая фирма Triumph и др., однако в серийном производстве двухтактных двигателей с непосредственным впрыскиванием бензина еще нет.

Рассмотрение выше серийные двигатели, используемые на современных автомобилях, относятся к первому поколению. Опыт их эксплуатации на практике позволяет сделать ряд выводов и наметить пути дальнейшего развития.

Прежде всего отметим, что теоретически ожидаемая экономия топлива во время езды достигается не полностью. Основная причина заключается в том, что не все из ведущих автомобильных фирм запустили в производство эти двигатели, однако практически все они расширяют работы в данном направлении. Это указывает на то, что существуют проблемы, решение которых по всем прогнозам связывают с выпуском следующего (второго) поколения двигателей с непосредственным впрыскиванием бензина. Например, используемый в настоящее время для двигателей первого поколения принцип подвода топлива к свече зажигания с помощью специальной формы поверхности стенки относительно надежнее, чем с помощью топливного факела, однако при попадании топлива на поверхность поршня повышаются выбросы углеводородов.

Значительное повышение степени сжатия в двигателях с непосредственным впрыскиванием бензина и применение в них высокого наддува при промежуточном охлаждении возможно только тогда, когда форма КС компактная, симметричная и не имеет таких углублений в поршне, как в современных двигателях с непосредственным впрыскиванием бензина первого поколения. Эти камеры, применяемые для работы на обедненных смесях, несмотря на неравномерное распределение температуры заряда, склонны к детонации и не могут полностью обеспечить теоретически предполагаемую высокую степень сжатия. Целесообразно расположить форсунку в камере не с боку, как это делается в настоящее время, а вертикально, и рядом с ней поместить свечу зажигания. При этом опасность смачивания поверхности поршня явно уменьшается, поэтому можно использовать поршень с плоским днищем или камеру в поршне и для режимов с обедненной смесью (с расслоением заряда).

В то же время, чтобы внедрить двигатель с расслоением заряда подводом топлива факелом, требуется повысить давление впрыскивания от значений $p_{\text{впр}} \leq 120$ бар, используемых в настоящее время при расслоении заряда подводом топлива поверхностью стенки, до значений $p_{\text{впр}} = 200 \dots 250$ бар, что приводит к лучшему распыливанию топлива. Это необходимо для обеспечения качественного смесеобразования в условиях сокращенных интервалов времени и длины пути перемешивания топлива с воздухом по сравнению с этими же интервалами при подводе поверхностью стенки. Очевидно, что при этом значительно ухудшается гомогенизация самого факела и требуются специальные меры для повышения надежности свечи зажигания. Применяемые формы КС с поршнем, поверхность которого обеспечивает «доставку» облака топливовоздушной смеси в зону свечи, являются оптимальными только с точки зрения рабочего процесса. Наличие камеры компактной конструкции в этом случае практически исключается, поэтому внедрение таких двигателей позволит применять поршни с плоским днищем или камеру в поршне (как в дизелях).

В будущем серьезную проблему может создать «конфликт» между целями гомогенизации смеси и расслоения заряда. Дело в том, что отказ от расслоения заряда неизбежно связан с увеличением расхода топлива, а стремление к расслоению заряда приводит к образованию сажи, как это происходит в дизелях. Правда, выбросы сажи, как было показано выше, у двигателей с непосредственным впрыскиванием бензина пока не превышают допустимые нормы, но в будущем не исключено, что такие двигатели окажутся в положении современных дизелей. При работе на сильно обедненных смесях температура выпускных газов существенно уменьшается, что создает неблагоприятные условия для работы катализатора и снижает его эффективность. Это ограничивает уровень расслоения заряда и тем самым снижает возможность уменьшения расхода топлива. Поэтому современные двигатели внутреннего сгорания с непосредственным впрыскиванием бензина реально имеют относительно малый коэффициент избытка воздуха по сравнению с дизелями, что также снижает их топливную экономичность. Конечно, при создании и внедрении принципиально новых типов катализаторов эта проблема может быть решена, что расширяет перспективы развития двигателей с непосредственным впрыскиванием бензина. Одновременно намечается появление на

рынке двигателей с непосредственным впрыскиванием бензина, базирующихся на концепции $\alpha_v \approx 1,0$. Например, фирма Audi успешно продемонстрировала это на двигателе FSI-LeMans для гоночного автомобиля, а фирма BMW на основе этой концепции в сочетании с системой управления фазами газораспределения и ходом клапана (Valvetronic) запустила двигатель в серийное производство.

Второе поколение двигателей с непосредственным впрыскиванием бензина предусматривает применение наддува, что означает рост эффективной мощности: потери на трение уменьшаются с сокращением количества цилиндров, правда, они растут (но относительно слабо) с повышением среднего индикаторного давления. Процесс испарения топлива, впрыскиваемого непосредственно в цилиндр, приводит к снижению температуры свежего заряда и снижает склонность к детонации, что позволяет повысить степень сжатия двигателя, тем самым увеличить мощность и КПД двигателя. Наддув обеспечивает качественную продувку-наполнение цилиндра свежим зарядом. Повышение КПД турбины и нагнетателя снижает противодавление отработавших газов и работу, затрачиваемую на газообмен. Наличие турбины на выпуске снижает температуру перед нейтрализатором и освобождает от необходимости добавки воздуха в выпускные газы в целях снижения их температуры и защиты нейтрализатора. Для уменьшения вредных выбросов при холодном пуске можно ввести перепуск в турбине. Кроме того, прогнозируется использовать двукратный закон впрыскивания с дополнительным впрыскиванием после основного. В целом в двигателях с непосредственным впрыскиванием бензина второго поколения по всей вероятности будет использовано впрыскивание с управляемым законом топливоподачи.

Все это позволяет предположить, что современные бензиновые двигатели первого поколения в будущем будут вытеснены с рынка более экономичными и экологичными двигателями второго поколения.

11.2. Дизели с непосредственным впрыскиванием топлива

11.2.1. Перспективы развития

В настоящее время дизели как двигатели легковых автомобилей стали заметно вытеснять бензиновые двигатели [9, 14, 20]. Существенно улучшены эффективные показатели быстроходных

дизелей малых размеров, предназначенных для легковых автомобилей.

Главным образом, это обусловлено совершенствованием рабочего процесса, в основном за счет организации процесса подачи топлива (электронное управление и дозировка, использование CR-системы, двухступенчатого закона впрыскивания, увеличение числа сопловых отверстий и уменьшение их диаметра и т. п.), а также процессов подачи и движения воздуха (наддув, оптимизация интенсивности вихревого движения, рециркуляция отработавших газов, регулирование фаз газораспределения и т. п.).

В результате реализации этих мероприятий были созданы и внедрены в серийное производство быстроходные дизели с непосредственным впрыскиванием топлива с рабочим объемом $V_h = 0,45 \dots 0,6$ л и частотой вращения коленчатого вала $n \approx 4500$ мин⁻¹ и более. Расход топлива у таких двигателей ниже на 30 %, чем у бензиновых двигателей с впрыскиванием во впускную систему, и на 15 %, чем у дизелей с разделенной КС (рис. 11.24).

Двигатель, построенный Р. Дизелем, работал и с непосредственным впрыскиванием топлива в КС (см. гл. 1). Впрыскивание осуществлялось пневматически с помощью сжатого воздуха, так как еще не были созданы пригодные для распыливания топлива насосы высокого давления. Вначале дизели использовались как альтернативные паровым машинам стационарные силовые установки на промышленных предприятиях, а затем — на судах. В середине 20-х годов XX в. дизели стали устанавливать на грузовых, а в середине 30-х годов — и на легковых автомобилях. На этих

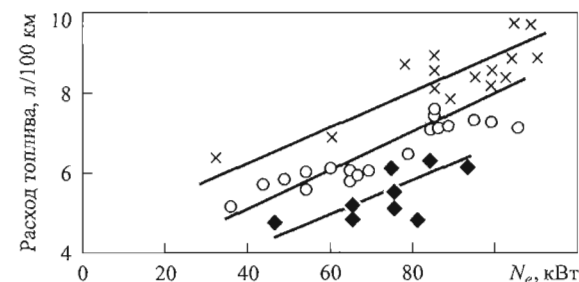


Рис. 11.24. Зависимость расхода топлива от номинальной мощности двигателя для автомобилей с бензиновым и дизельным двигателями:

× — бензин, впрыскивание во впускную систему; ○ — дизель, разделенная КС; ◆ — дизель, непосредственное впрыскивание

двигателях использовали системы пневматического впрыскивания жидкого топлива, имеющиеся в распоряжении с 1920-х годов. Конечно, давление впрыскивания было недостаточным для осуществления эффективного рабочего процесса с непосредственной подачей топлива в КС.

Существенное расширение применения дизелей с непосредственным впрыскиванием на легковых автомобилях произошло после Всемирного нефтяного кризиса в 70-х годах прошлого столетия. К этому времени непосредственное впрыскивание топлива уже широко применялось на дизелях грузовых автомобилей. С введением законодательных ограничений на содержание токсичных веществ в выпускных газах и шумность производители легковых автомобилей стали активно проводить исследования по улучшению экологических показателей двигателей. В 1970-е гг. на основе широкомасштабных исследований, в том числе и на одноцилиндровых установках, ряд фирм (Daimler-Benz, Audi, Volkswagen, Ford и др.), выпускающих автомобильные двигатели, создали дизели с непосредственным впрыскиванием топлива для легковых автомобилей. Например такие, как четырехцилиндровый Audi с рабочим объемом 1,4 л, а также экспериментальный малощумный дизель LDX фирмы AVL, оснащенный насосом-форсункой с механическим управлением [14, 20].

Основные показатели, такие, как эффективная мощность N_e , эффективный КПД η_e , рабочий объем V_h , частота вращения n современных дизелей изменяются в широком диапазоне значений. Характерные значения этих показателей для различных типов дизелей приведены в табл. 11.5.

Таблица 11.5

Наименование	V_h , л	N_e , кВт	n , мин ⁻¹	η_e
Судовые дизели	1800	70 000	100	0,55
Дизели автомобилей				
грузовых	2	500	2000	0,47
легковых	0,5	200	4500	0,42

Анализ термодинамических циклов поршневых двигателей (см. гл. 1) показал, что чем ближе реальный цикл дизеля к циклу с подводом теплоты при $V = \text{const}$, тем выше его эффективный КПД. Высокие значения эффективного КПД тихоходных дизелей больших размеров (см. табл. 11.5) обусловлены высокой степенью изохорного повышения давления, низкими потерями теплоты, боль-

шим КПД системы наддува и малыми механическими потерями. Вообще говоря, дизели благодаря большим значениям степени сжатия и давления в цилиндре, являются двигателями с самым высоким КПД среди всех двигателей внутреннего сгорания. Очевидно, что относительно небольшие значения степени сжатия у тихоходных дизелей определяют высокие значения коэффициента использования постоянного объема (см. разд. 1.7), в связи с чем эффективный КПД таких дизелей наиболее высокий (см. табл. 11.5).

11.2.2. Особенности организации рабочего процесса

Рассмотрим основные вопросы, связанные с осуществлением реального рабочего процесса в перспективных дизелях для легковых автомобилей. Первые дизели для легковых автомобилей серийного производства исполнялись исключительно с разделенными (предкамерами или вихревыми) КС. Такие конструкции имеют ряд достоинств: лучшее соответствие общим принципам осуществления малотоксичного рабочего процесса, невысокие давления впрыскивания топлива и в связи с этим относительно простая и дешевая топливopодающая аппаратура, малые значения времени задержки воспламенения и «мягкий» режим работы. Однако они заметно уступают по расходу топлива дизелям с полуразделенными КС, в которых используется непосредственное впрыскивание. Наличие дополнительной КС, необходимой для качественного смесеобразования, достижения высокой частоты вращения и требуемой мощности, сопровождается потерями при перетекании воздуха из одной части КС в другую, при истечении горячих продуктов сгорания из дополнительной камеры в основную (см. гл. 4). Возникающие при этом как гидравлические, так и тепловые потери повышают удельный расход топлива этих двигателей на 15...20 % по сравнению с дизелями с непосредственным впрыскиванием топлива. Поэтому в настоящее время дизели с разделенными КС как силовые агрегаты для легковых автомобилей на рынке практически полностью вытеснены дизелями с непосредственным впрыскиванием. При этом используются исключительно камеры в поршне. Основная цель при использовании таких камер заключается в сохранении вихревого движения заряда, генерируемого впускным каналом. Согласно исследованиям, проведенным методом скоростной кино- и фотосъемки, а также с применением трехмер-

ных математических моделей, вращательное движение заряда в цилиндре может продолжаться даже и на такте расширения (при использовании, например, ω -образных КС). Это имеет большое значение, так как закрученный воздух и струи топлива за короткий интервал времени образуют высококачественную смесь, которая сгорает быстро и с минимальным выделением сажи.

Способ смесеобразования в дизелях с непосредственным впрыскиванием для современных легковых автомобилей, как правило, объемно-пленочный. Однако, в гл. 4 было указано, что несмотря на небольшой объем цилиндра и высокое давление впрыскивания не исключено осуществление объемного смесеобразования и в полуразделенных КС (Duotherm-процессы в двигателе Toyota). Таким образом, в дизелях легковых автомобилей целесообразно применение полуразделенных КС, осуществление эффективного рабочего процесса в которых требует проведения ряда мероприятий, рассмотренных ниже.

Впускные каналы должны быть двухфункциональными, т. е. обеспечивать наряду с максимально возможным наполнением оптимальную для данного цикла закрутку впускного воздуха. В целях увеличения коэффициента наполнения η_v впускные каналы должны иметь минимальное гидравлическое сопротивление. Кроме того, для дизелей легковых автомобилей целесообразно использование газораспределительного механизма с четырьмя и более клапанами на цилиндр. Опыт показывает, что одновременная установка на одном цилиндре как тангенциального, так и спирального (винтового) впускного канала, дает хорошие результаты. Такая система способствует улучшению, кроме процесса наполнения, качества процесса сгорания, а центральное расположение форсунки и камеры в поршне создают идентичные условия для каждой топливной струи. Следует предусматривать изменение интенсивности вихря заряда в зависимости от нагрузки и частоты вращения коленчатого вала двигателя. Оптимальная интенсивность вихря для каждого цикла зависит от множества факторов, однако решающее значение для данного цикла имеет число сопловых отверстий форсунки.

Многочисленные исследования в области топливоподачи, проведенные различными автомобилестроительными фирмами, позволяют утверждать, что верный путь к созданию эффективных дизелей для легковых автомобилей — многоструйное впрыскивание,

осуществляемое форсунками с большим числом сопловых отверстий. Если в начальный период развития на дизелях легковых автомобилей использовались форсунки с числом сопловых отверстий $z = 4$, то сегодня применяются форсунки с числом сопловых отверстий $z = 6$ и $z = 8$, при этом тенденция их роста сохраняется. Преимущества применения таких конструкций прежде всего заключаются в том, что они обеспечивают низкую концентрацию токсичных веществ в выпускных газах и низкий расход топлива, что объясняется более равномерным распределением топлива по объему цилиндра по сравнению с равномерностью, обеспечиваемой форсунками с небольшим числом сопловых отверстий. В результате топливовоздушная смесь приближается к гомогенной. На эмиссию токсичных веществ влияет не только число сопловых отверстий, но их конструктивное исполнение. Это особенно заметно на выбросах СН. Исследования, проведенные фирмой AVL еще в 1977 г. показали, что топливо, остающееся в объеме соплового отверстия после впрыскивания, т. е. после закрытия соплового отверстия, испаряется и в виде несгоревших углеводородов попадает сначала в цилиндр, а затем и в выпускные газы двигателя [14]. Изолированность этого вредного объема от объема КС не позволяет испаряться оставшемуся в нем топливу. В результате эмиссия СН в выпускных газах существенно уменьшается (рис. 11.25). На рис. 11.26 приведена зависимость количества токсичных веществ от диаметра сопловых отверстий при их неизменном числе. Она получена по результатам испытаний по программе фирмы AVL одноцилиндрового безнаддувного дизеля с четырехклапанной го-

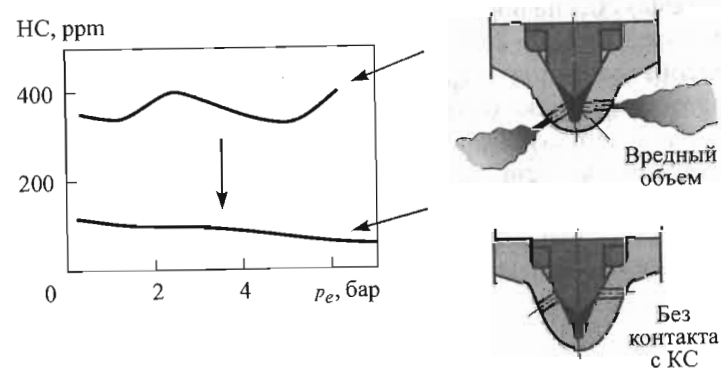


Рис. 11.25. Зависимость выбросов НС от конструкции форсунки

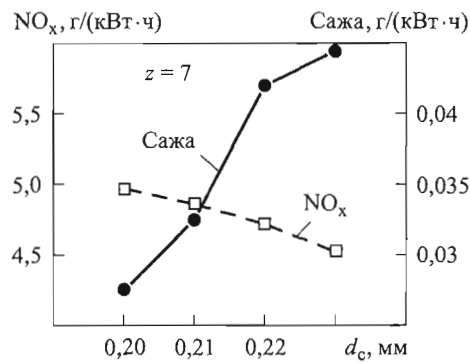


Рис. 11.26. Зависимость выбросов токсичных веществ от диаметра сопловых отверстий одноцилиндрового безнаддувного дизеля (результаты испытаний фирмы AVL)

ловкой с рабочим объемом $V_h = 1,64$ л и частотой вращения $n = 2400$ мин⁻¹. Уменьшение диаметра соплового отверстия затягивает процесс впрыскивания, при этом давление впрыскивания повышается, что приводит к существенному сокращению содержания сажи и увеличению (правда, небольшому) концентрации оксидов азота.

На рис. 11.27 показана динамика роста $p_{впр}$ по мере развития дизелей. Вначале (1974 г.) дизели для легковых автомобилей с непосредственным впрыскиванием имели давление $p_{впр}$ примерно в 2 раза большее, чем дизели с разделенными КС. Однако в середине 1980-х гг. уже наметился сильный отрыв и в настоящее время применение современных систем топливоподачи (насос-форсунка, CR-система) обеспечивают $p_{впр} > 2000$ бар в дизелях для легковых автомобилей и $p_{впр} > 2500$ бар в дизелях для грузовых. Тенденция повышения давления $p_{впр}$, видимо, некоторое время будет еще продолжаться, однако ограничения по эмиссии NO_x и по литровой мощности могут заметно замедлить темпы его роста. Кроме того, использование насос-форсунки в сочетании с четырехклапанной (и более) головкой усложняет конструкцию и увеличивает размеры двигателя. В конечном счете такой дизель может получиться дороже, чем бензиновый двигатель с внешним смесеобразованием. Правда, при крупносерийном производстве можно ожидать уменьшения стоимости.

Наддув является важнейшим средством, оказывающим решающее воздействие на снижение шума от процесса сгорания с

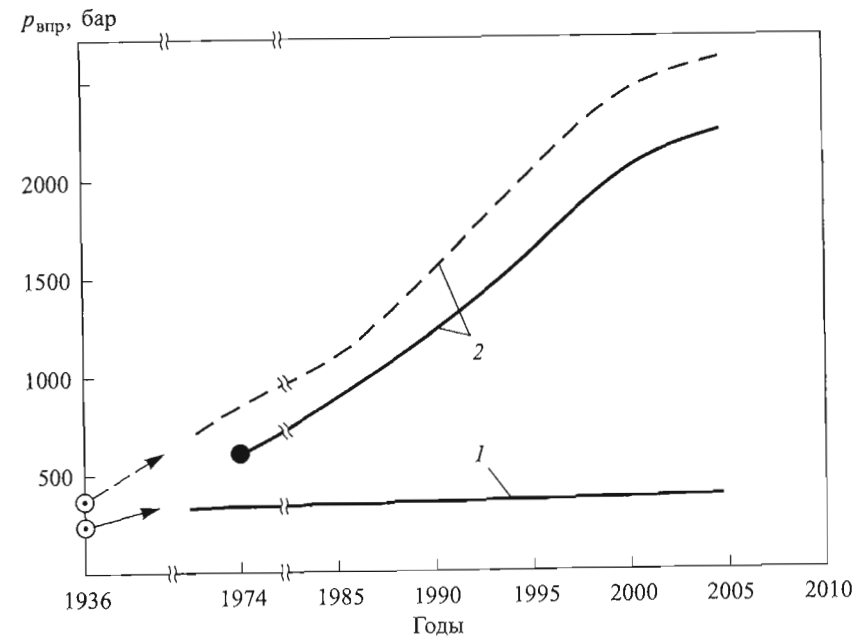


Рис. 11.27. Динамика роста давления впрыскивания:

1 — дизели с разделенной КС; 2 — дизели с непосредственным впрыскиванием для грузовых (---) и легковых (—) автомобилей

одновременным увеличением мощности и уменьшением токсичных веществ в выпускных газах. По мере развития двигателей для грузовых автомобилей доля безнаддувных дизелей в общем дизельном парке заметно уменьшается. В отдельно взятых регионах эта общая тенденция выражается по-разному. В начале XXI в., например в США, доля дизелей с наддувом из общего числа этих машин составила более чем 90 %, в Европе — примерно 70 %, в Японии — 40 %. В табл. 11.6 показаны преимущества и недостатки, характерные для двигателей с наддувом и без наддува.

Эти данные, полученные, в основном, из опыта развития дизелей для грузовых автомобилей, почти в полной мере можно распространить на дизели легковых автомобилей, для которых в последние годы стали применять турбонаддув с промежуточным охлаждением наддувочного воздуха. При этом в качестве холодильного агента также используется воздух, однако уже появляются (пока еще редко) дизели для легковых автомобилей с жидкостным

Таблица 11.6

Тип дизеля	Преимущества	Недостатки
Дизель без наддува	Относительная простота, низкая стоимость, хорошая приспособляемость	Экологические показатели хуже, чем у дизеля с наддувом
Дизель с наддувом и с охлаждением наддувочного воздуха	Возможность снижения выбросов NO_x и твердых частиц примерно на 30 %; уменьшение g_e на 8...10 %; увеличение N_e на 70 % без увеличения рабочего объема	Стоимость на 20 % выше, чем у дизеля без наддува; применение регулируемого турбонаддува с промежуточным охлаждением еще на 10 % повышает стоимость; увеличение тепловых и механических напряжений

(с помощью воды или другого низкотемпературного агента) охлаждением. В настоящее время используют два варианта системы наддува для дизелей легковых автомобилей: турбонаддув с регулируемым перепуском (bypass); турбонаддув с варьируемой геометрией турбины (ВГТ).

Проведение этих мероприятий на современных серийных дизелях для легковых автомобилей наряду с существенным увеличе-

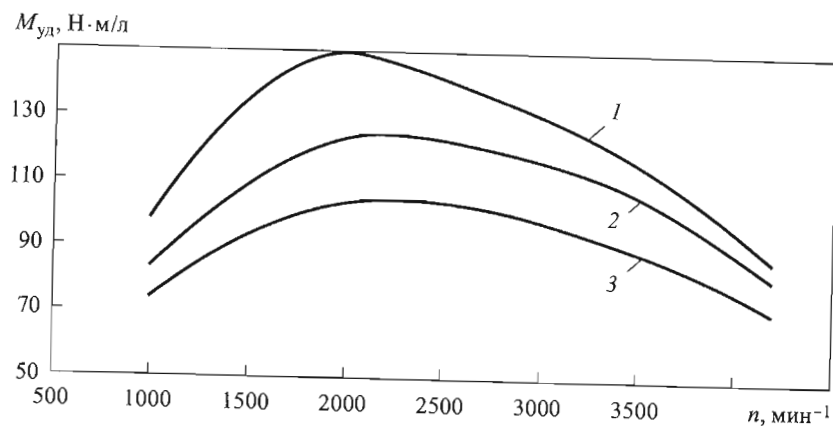


Рис. 11.28. Изменение удельного крутящего момента в зависимости от варианта системы наддува:

1 — ВГТ + промежуточное охлаждение + высокое давление $p_{опр}$; 2 — ВГТ + промежуточное охлаждение; 3 — турбонаддув без охлаждения

нием давления впрыскивания привело к высоким значениям такого показателя, как удельный крутящий момент $M_{уд}$, приходящийся на 1 л рабочего объема и изменяющийся в зависимости от частоты вращения n (рис. 11.28). Высокие значения крутящего момента способствуют не только повышению скорости движения, но и, что немаловажно, создают необходимый комфорт при небольших скоростях движения автомобиля.

Рис. 11.29 иллюстрирует непрерывный рост литровой мощности дизелей. Именно введение непосредственного впрыскивания и наддува, т. е. создание двигателей, называемых TDI-Motors (Turbo-Direkt-Injektion), привело к тому, что дизели легковых автомобилей в конце 1970-х гг. сделали скачок по литровой мощности и приблизились по этому показателю к бензиновым двигателям без наддува. При таких высоких литровых мощностях, как у дизелей с непосредственным впрыскиванием для современных легковых автомобилей, дизели с разделенными КС не могут удовлетворительно работать, в основном из-за значительного увеличения термиче-

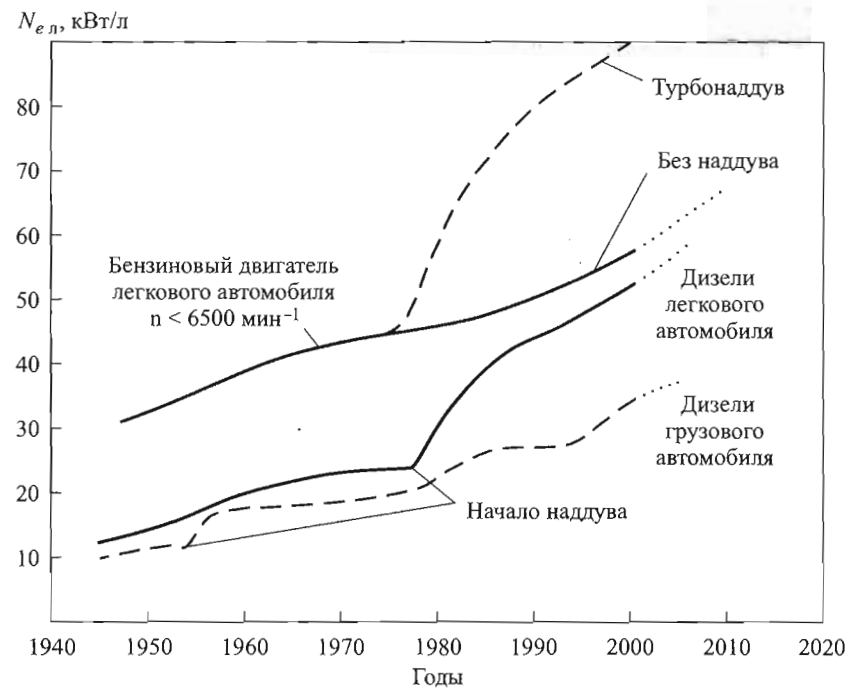


Рис. 11.29. Динамика роста мощности $N_{e,л}$

ских нагрузок и тепловых напряжений. По этой причине, а также в связи с высоким удельным расходом топлива дизели с разделенными КС легковых автомобилей постепенно уступили место бензиновым двигателям. Можно уверенно прогнозировать, что рост литровой мощности дизелей как легковых, так и грузовых автомобилей в обозримом будущем будет продолжаться.

По литровой мощности бензиновые двигатели всегда опережали дизели (табл. 11.7), существенный скачок был достигнут за последнее время благодаря использованию наддува.

Таблица 11.7

Двигатель	$N_{e,л}$, кВт/л
Дизели грузовых автомобилей	35
Дизели легковых автомобилей	55
Бензиновые двигатели без наддува	60
Бензиновые двигатели с наддувом	100

Динамика роста выпуска дизелей с непосредственным впрыскиванием и с турбонаддувом хорошо видна на примере фирмы Audi. В 1995 г. фирма производила 100 000 автомобилей с двигателем TDI-Motors, а в 1998 г. — уже 220 000. В 1999 г. серийные автомобили этой фирмы были оснащены двигателями V-8 TDI ($N_e = 165$ кВт, $M = 480$ Н·м, $n = 4500$ мин⁻¹, $p_{нпр} = 1350$ бар, ВГТ, четырехклапанный механизм), и в настоящее время каждый третий автомобиль Audi имеет дизель с непосредственным впрыскиванием и с турбонаддувом.

Фирма Audi еще в 1979 г. выпустила бензиновый двигатель с турбонаддувом. Этот пятицилиндровый и рядный двигатель ($N_e = 125$ кВт, $n = 5300$ мин⁻¹, $N_{e,л} = 58,3$ кВт/л при $iV = 2,144$ л) стоял на автомобиле марки Audi 200. На базе этого двигателя фирма Audi разработала несколько промежуточных конструкций, а в 2000 г. создала усовершенствованный шестицилиндровый V-образный битурбодвигатель с рабочим объемом $iV = 2,7$ л, давлением наддува $p_k = 1,9$ бар, мощностью $N_e = 280$ кВт, частотой вращения $n = 7200$ мин⁻¹, степенью сжатия $\epsilon = 9,5$, максимальным крутящим моментом $M = 440$ Н·м, постоянным в диапазоне значений $n = 2500 \dots 6000$ мин⁻¹. Литровая мощность, $N_{e,л} = 105$ кВт/л, этого двигателя, установленного на спортивном автомобиле высокого класса Audi RS4, является рекордной для серийных автомобилей минувшего столетия. Принцип работы битурбодвигателя основан на использовании двух небольших нагнетателей с малыми инерционными массами — по одному для каждого ряда из трех цилиндров. Поток выпускных газов разделяется на две части, каждая из них приводит в действие один турбокомпрессор. На двигателе установлены два охладителя для промежуточ-

ного охлаждения наддувочного воздуха и дроссель с электронным управлением. Впрыскивание бензина осуществляется во впускной патрубке непосредственно в районе клапана. Средний расход топлива у автомобиля составляет 11,9 л/100 км, он разгоняется от нулевой скорости до 200 км/ч за 17,7 с [9].

Двигатель автомобиля Honda S2000 по литровой мощности уступает Audi RS4, но все-таки имеет мощность $N_e = 88$ кВт/л. На автомобильном рынке намечается тенденция завоевать покупателя ростом не только литровой, но и абсолютной мощности двигателей легковых автомобилей. Фирма Volkswagen разработала в 2003 г. шестнадцатцилиндровый двигатель Bugatti с непосредственным впрыскиванием, $N_e = 736$ кВт. В этом двигателе два восьмицилиндровых V-образных блока объединены в W-образную схему. Крутящий момент $M = 1250$ Н·м достигается уже при $n = 2200$ мин⁻¹. Геометрические размеры двигателя: $S = D = 86$ мм, а литровая мощность $N_{e,л} = 92$ кВт/л. Двигатель имеет четыре турбокомпрессора и два охладителя наддувочного воздуха, два управляющих компьютера (по одному на блок) и связывающий их компьютер, размещенный за водителем сидением.

Фирма Daimler-Chrysler разработала для легкового автомобиля Maybach двадцатичетырехцилиндровый двигатель, объединив в тандеме два двенадцатцилиндровых V-образных двигателя. Двигатель размещается под капотом шестиметрового автомобиля, бронированный вариант которого весит 4 т.

Конечно, эти примеры носят эксклюзивный характер и в целом выпадают из общей тенденции развития двигателей легковых автомобилей. В массовом производстве скорее всего ожидается некоторое замедление роста и даже снижение абсолютных (но не литровых) мощностей двигателей и масс автомобилей, что прежде всего обусловлено ужесточением экологических и экономических (по расходу топлива) требований, а также требованиями по динамике и комфорту. Несмотря на то что разработка эксклюзивных вариантов служит рекламным целям, в любом случае, она полезна, так как сопровождается обкаткой и проверкой новых (а также давно забытых старых) решений и идей и играет исключительно положительную роль в прогрессе двигателестроения.

11.2.3. Анализ топливной экономичности и экологических показателей

Статистический анализ двигателей современных легковых автомобилей показывает, что по расходу топлива дизель с непосредственным впрыскиванием топлива прочно сохраняет лидерство

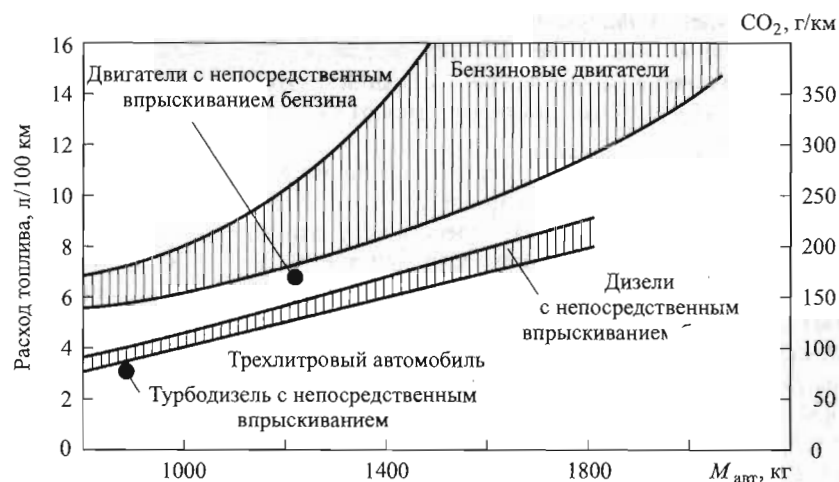


Рис. 11.30. Зависимость расхода топлива и выбросов CO_2 от массы автомобиля

(рис. 11.30). Двигатель с непосредственным впрыскиванием бензина по этому показателю заметно уступает дизелю с непосредственным впрыскиванием. Трехлитровый автомобиль, создание которого является престижной целью для каждой автомобильной фирмы, будет оснащен только дизелем с непосредственным впрыскиванием. Очевидно также, что это будет очень легкий автомобиль. Выброс CO_2 пропорционален расходу топлива, поэтому дизели с непосредственным впрыскиванием и здесь имеют явное преимущество. Из рис. 11.30 следует, что в целях уменьшения выбросов CO_2 целесообразно производить более легкие автомобили с малыми размерами дизеля с непосредственным впрыскиванием топлива. В настоящее время дискуссии об ограничении выбросов CO_2 не являются случайными. График на рис. 11.31 соответствует прогнозу ACEA (Association des Constructeurs Europeens des Automobiles), согласно которому до 2012 г. выбросы CO_2 должны уменьшиться до 120 г/км. Однако Европарламент настаивает ввести это ограничение уже в 2006 г. и к 2010 г. добиться уменьшения до 90 г/км

Сопоставление рис. 11.30 и рис. 11.31 показывает, что дизели легковых автомобилей с непосредственным впрыскиванием в целом довольно близки к прогнозируемым нормам выбросов CO_2 .

Успехи, достигнутые создателями современных двигателей, иллюстрирует рис. 11.32, где в качестве исходных заданы значения вредных выбросов по нормам 1970 г. ($\text{CO} \sim 30$ г/км, $\text{CH} + \text{NO}_x \sim 7$ г/км, твердые частицы $\sim 0,8$ г/км). Если принять их за 100 %, то получится, что современные двигатели, удовлетворяющие требованиям стандарта Евро, выбрасывают в окружающую среду вредных веществ в 33 раза меньше, чем в 1970 г. Это, конечно, говорит о колоссальном прогрессе, достигнутом в двигателестроении, однако ожидается, что требования стандарта Евро будут еще более жесткими. Для их соблюдения прежде всего необходимо организовать высокоэффективный рабочий процесс, который предусматривает наличие высокого давления впрыскивания, четырех (и более) клапанов на цилиндр, варьруемую закрутку заряда, рециркуляцию отработавших газов в целях уменьшения оксидов азота, CR-систему впрыскивания, турбонаддув с варьруемой геометрией турбины, насос-форсунку и т. п.

Все эти мероприятия направлены на устранение причин образования токсичных веществ и последствий от протекания рабочего цикла, т. е. на то, чтобы обезвредить выпускные газы.

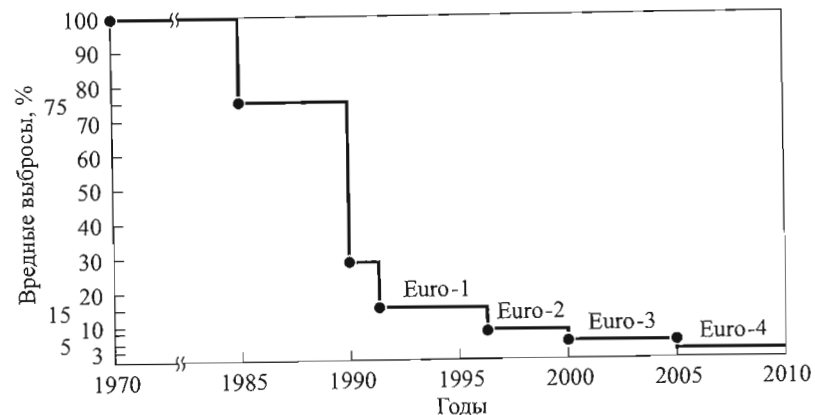


Рис. 11.32. Динамика снижения вредных выбросов

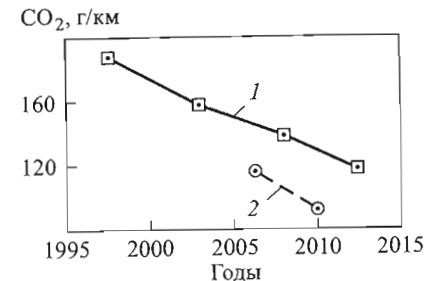


Рис. 11.31. Динамика снижения выбросов CO_2 :

1 — ACEA; 2 — Европарламент

Многообещающие нейтрализаторы накопительного типа в целях дальнейшего сокращения выбросов оксидов азота, как отмечалось, требуют осуществления управляемого процесса сгорания для гарантированной регенерации накопленных компонентов, в частности, устранения скачкообразного выделения сажи и стабильного протекания процесса сгорания. В связи с этим возникают проблемы, связанные с восстановлением фильтров, наполненных частицами, и разработкой мероприятий, направленных на предохранение фильтров от повреждений и позволяющих периодически (с большими промежутками времени) очищать их.

В заключение следует подчеркнуть, что общая тенденция усовершенствования рабочего процесса двигателей легковых автомобилей характеризуется инновациями в области оптимизации систем впуска, впрыскивания топлива, наддува, топливной экономичности, нейтрализации выпускных газов, электронного управления процессами, использования новых материалов и т. п., которые обуславливают создание небольших двигателей с высокими значениями среднего эффективного давления, крутящего момента и частоты вращения. Соответственно перспективными следует считать двигатели (как бензиновые, так и дизели) с непосредственным впрыскиванием топлива и с турбонаддувом.

Только совместные усилия разработчиков и производителей поршневых двигателей, ориентированные на снижение токсичных веществ в продуктах сгорания и на их последующую нейтрализацию, одновременно с увеличением эффективных удельных показателей двигателей позволят создать двигатели легковых автомобилей, удовлетворяющие требованиям по защите окружающей среды.

Список литературы

Глава 1

1. *Альмов И.П.* Научные выводы относительно водяного пара // Морской сборник. 1865. Т. 77. № 3. С. 105.
2. *Базаров И.П.* Термодинамика. М.: Высш. шк., 1991.
3. *Гельфер Я.М.* История и методология термодинамики и статистической физики. М.: Высш. шк., 1981.
4. *Гюльднер Г.* Двигатели внутреннего сгорания. Том 2. М., 1928.
5. *Менделеев Д.И.* Сочинения. М.-Л., 1939. Т. 6. С. 211.
6. *Пригожин И., Кондепуди Д.* Современная термодинамика от тепловых двигателей до диссипативных структур. М.: Мир, 2002.
7. *Тринклер Г.В.* Двигателестроение за полустолетие. Л.: Речной транспорт, 1958.
8. *Diesel R.* Theorie und Konstruktion eines rationellen Wärmemotors zum Ersatz der Dampfmaschine und der heute bekannten Wärmemotoren. Berlin. Springer-Verlag, 1893. 96 S. Reprintaufgabe, Düsseldorf, VDI-Verlag, 1986. 96 S.
9. *Carnot S.* Reflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines a developper atte puissance (Suivi d'une lettre adresse a M. le President et a MM. les membres de l'Academie des sciences et d'une Notice biographique sur Sadi Carnot). Paris, 1878.
10. *Sass F.* Geschichte des deutschen Verbrennungsmotorenbaues. Springer-Verlag. Berlin, Göttingen, Heidelberg. 1962.

Глава 2

1. *Двигатели внутреннего сгорания. Теория рабочих процессов /* Под ред. В.Н. Луканина и М.Г. Шатрова. М.: Высш. шк., 2005.
2. *Кавтарадзе Р.З.* Локальный теплообмен в поршневых двигателях. 2-е изд., испр. и доп. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007.

3. Карман Т. Аэродинамика. Ижевск, НИЦ «РХД», 2001.
4. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979.
5. Милликен Р.К. Размеры, оптические свойства и температура частиц сажи // Измерения температуры в объектах новой техники (Сб. науч. работ). М.: Мир, 1965. С. 152–172.
6. Страдомский М.В., Максимов Е.А. Оптимизация температурного состояния деталей дизельных двигателей. Киев, Наукова думка, 1987.
7. Теория поршневых и комбинированных двигателей / Под ред. А.С. Орлина и М.Г. Круглова. М.: Машиностроение, 1983.
8. Элементы САПР ДВС / Под ред. Р.М. Петриченко. Л.: Машиностроение, 1990.
9. Дейч М.Е., Филиппов Г.А. Газодинамика двухфазных сред. М.: Энергоиздат, 1981.
10. Grill M., Chiodi M., Berner H., Bargende M. Berechnung von Rauchgas und Kraftstoffdampf beliebiger Kraftstoffe // MTZ. № 5. 2007. S. 398–406.
11. Herzog P.L. Möglichkeiten, Grenzen und Vorausberechnung der einspritzspezifischen Gemischbildung bei schnelllaufenden Dieselmotoren mit direkter luftverteilter Kraftstoffeinspritzung. Habilitationsschrift / VDI-Forschungsberichte. Reihe 12. N 127. 1989.
12. Hohenberg G., Killmann I. Basic findings obtained from measurement of the combustion process. FISITA-paper 82126. Melbourne, 1982.
13. Huber E.W., Schaffitz W. Experimentelle und theoretische Arbeiten zur Berechnung von Einspritzanlagen von Dieselmotoren // Teil 1. MTZ. N 2. 1966. S. 35–42; Teil 2. MTZ. N 4. 1966. S. 146–155.
14. Schindler K.P. Schallgeschwindigkeit in Dieselmotoren und ihre Auswirkung in Einspritzanlagen // Forschungsbericht FAG. N 8305, V. 5. 1983.
15. Sitkei G. Kraftstoffaufbereitung und Verbrennung bei Dieselmotoren. Springer-Verlag. Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1964. 224 S.
16. Urlaub A. Verbrennungsmotoren. Band 2, Verfahrenstheorie. Springer-Verlag. Berlin-Heidelberg-New York-London-Paris-Tokyo. 1989. 228 S.
17. Zacharias F. Mollier-I,S-Diagramme für Verbrennungsgase in Datenverarbeitung // MTZ. N 7. 1970. S. 296–303.

Глава 3

1. Иващенко Н.А., Кавтарадзе Р.З., Голосов А.С., Кавтарадзе З.Р., Скрипник А.А. Метод расчета локальных концентраций оксидов азота в поршневых двигателях с внутренним смесеобразованием на основе многозонной модели // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Мехиностроение. № 1. 2004. С. 34–59.
2. Иващенко Н.А., Кавтарадзе Р.З. Многозонные модели рабочего процесса двигателей внутреннего сгорания. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1997.
3. Кавтарадзе Р.З. Локальный теплообмен в поршневых двигателях. 2-е изд. испр. и доп. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007.
4. Кавтарадзе Р.З. Моделирование локальных нестационарных температур рабочего тела в объеме камеры сгорания дизеля // Двигателестроение. № 1. 1995. С. 14–17.
5. Кавтарадзе Р.З., Петриченко М.Р. Эволюция учения о теплообмене в дизелях от Нуссельта до наших дней // Двигателестроение. 1993. № 1–2. С. 33–35.
6. Разлейцев Н.Ф. Моделирование и оптимизация процесса сгорания в дизелях. Харьков: Вища школа, 1980.
7. Теория рабочих процессов поршневых и комбинированных ДВС / Под ред. Орлина А.С. и Круглова М.Г. М.: Машиностроение, 1983.
8. Gal-or B., Yaron I. Convective mass or heat transfer from size-distributed ensembles of drops, bubbles, or solid particules // Progress in heat and mass transfer, selected Papers of the 1970 International Seminar. V. 5. Pergamon Press. 1972. S. 309–326.
9. Gosman A.D., Harvey P.S. Computer Analysis of Fuel-Air Mixing and Combustion in an Axisymmetric D.I. Diesel // SAE Paper. 1982. № 820036. 21 p.
10. Heider G., Woschni G., Zeilinger K. 2-Zonen Rechenmodell zur Vorausberechnung der NO-Emission von Dieselmotoren // MTZ. № 11. 1998. S. 770–775.
11. Kawtaradze R. Mathematisches Modell des komplexen Wärmeaustausches-Konvektion und Strahlung-im Brennraum des Dieselmotors // Technische Mechanik. 1989. B. 10. Heft 3. S. 175–177.
12. Ludwig P. Die Untersuchung der örtlichen Wärmübertragung in grossen Dieselmotoren unter besonderer Berücksichtigung der

- Strahlung mit Hilfe der Zonenmethode // Schiffbauforschung. 1981. № 1. S. 3–11.
13. *Merker G., Schwarz Ch., Stiesch G., Otto F.* Verbrennungsmotoren. Simulation der Verbrennung und Schadstoffbildung. 3 Auflage. Teubner-Verlag Stuttgart, Leipzig, Wiesbaden. 2006. 410 S.
 14. *Neidel W., Paul G.* Mathematische Modellierung der Wärmeübertragungsverhältnisse in strahlungsbeheizten Brennkammern // Chemische Technik. 1973. № 9, № 11. S. 543–545, S. 654–657.
 15. *Pischinger R., Klell M., Sams Th.* Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine. Wien–New York. Springer-Verlag. 2002. 475 S.
 16. *Prescher K.* Zwei-Zonen-Rechenmodell für der Verbrennung im Ottomotor unter Berücksichtigung der Gasdissoziation // MTZ. 1983. № 2. S. 85–89.
 17. *Rehwinkel H.* Berechnung und Messung der örtlichen mittleren Wärmeübertragung in zylindrischen Brennkammern: Dissertation. TU Hanover. 1973. 123 S.
 18. *Trifunović R.* Ein Beitrag zur Erforschung des M-Verbrennungsverfahrens // MTZ. 1983. № 1. S. 31–32.
 19. *Wannemacher H., Müller W.* Numerische Modelle zur Berechnung des Brennverlaufs in Vorkammer-Dieselmotoren // MTZ. № 6. 1987. S. 239–245.
 20. *Woschni G.* Verbrennungsmotoren. TU München: 1988. 303 S.

Глава 4

1. *Валишвили Н.В., Петриченко М.Р., Кавтарадзе Р.З.* Теплообмен при вращательном движении жидкости над неподвижной плоскостью // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. № 2. 2002. С. 94–114.
2. *Вихерт М.М., Грудский Ю.Г.* Конструирование впускных систем быстроходных дизелей. М.: Машиностроение, 1982.
3. *Воинов А.Н.* Сгорание в быстроходных поршневых двигателях. М.: Машиностроение, 1977.
4. *Вошни Г., Цайлингер К., Кавтарадзе Р.З.* Вихревое движение воздуха в быстроходном дизеле с четырьмя клапанами на цилиндр // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. № 1. 1997. С. 74–83.

5. *Двигатели внутреннего сгорания. Теория поршневых и комбинированных двигателей / Под ред. А.С. Орлина и М.Г. Круглова.* М.: Машиностроение, 1983.
6. *Кавтарадзе Р.З.* Локальный теплообмен в поршневых двигателях. 2-е изд. испр. и доп. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007.
7. *Лебедев О.Н., Сомов В.А., Калашиников С.А.* Двигатели внутреннего сгорания речных судов. М.: Транспорт, 1990.
8. *Лиханов В.А., Сайкин А.М.* Снижение токсичности автотракторных дизелей. М.: Колос, 1994.
9. *Манджгаладзе А.А., Кавтарадзе Р.З., Ациаури А.З., Мгеладзе Р.А.* Исследования процессов газообмена и теплообмена в дизелях методами математического и физического моделирования. Тбилиси: Мецниереба, 1986.
10. *Петриченко М.Р., Валишвили Н.В., Кавтарадзе Р.З.* Пограничный слой в вихревом потоке на неподвижной плоскости // РАН. Теплофизика и аэромеханика. Т. 9. № 3. 2002. С. 411–421.
11. *Процессы в перспективных дизелях / Под ред. А.Ф. Шеховцова.* Харьков: Изд-во «Основа» при Харьковском университете, 1992.
12. *Сон Дж.Х., Ли Д.Х.* Экспериментальное исследование процесса зажигания бензиновоздушной смеси в цилиндрической камере сгорания // Физика горения и взрыва. Т. 39. № 5. 2003. С. 32–44.
13. *Хейвуд Дж.* Гидродинамика рабочих цилиндров двигателей внутреннего сгорания. Фримановская лекция 1986 г. // Тр. Американского общества инженеров-механиков. Теоретические основы инженерных расчетов. М.: 1987. С. 171–229.
14. *Чернышев Г.Д., Хачиян А.С., Пикус В.И.* Рабочий процесс и теплонапряженность автомобильных дизелей. М.: Машиностроение, 1986.
15. *Arcoumanis C., Bicen A.F., Whitelaw J.H.* Squish and Swirl-Squish Interaction in Motored Model Engines // ASME Journal of Fluids Engineering. 1983. V. 105. P. 105–112.
16. *Barthelma L.* Einfluss der Luftbewegung im Brennraum auf die Abgasemission eines direkt einspritzenden Dieselmotors: Dissertation. TU München. 1982. 135 S.
17. *Basshuesen R., Schäfer F.* Handbuch. Verbrennungsmotor. 4. Auflage. Vieweg und Sohn Verlag. Wiesbaden, 2007. 1032 S.

18. *Bartsch Ch.* Auf dem Weg zum homogenen Verbrennung // MTZ. N 5. 2001. S. 386–389.
19. *Beale N.R., Hodgetts D.* The Cranfield-Kushul Engine // Combustion Engines. London–New York, 1976. P. 87–95.
20. *Berger H., Eichlseder H., Steinmayr T.* Das EU-3 Abgaskonzept für den neuen Vierzylinder-Dieselmotor von BMW // MTZ. N 5. 1998. S. 344–348.
21. *Elsbett K., Elsbett L., Elsbett G., Behrens M.* The Duothermic Combustion for D.I. Diesel Engine. SAE Paper. N 860310, 1986. 13 p.
22. *Gosman A.D., Harvey P.S.* Computer Analysis of Fuel-Air Mixing and Combustion in an Axysimetric D.I. Diesel. SAE paper. N 820036, 1982. 21 p.
23. *Hohenberg G., Grebe U., Krausgrill Ch.* Die Bestimmung von Drall und Tumble und deren Auswirkung auf den Arbeitsprozess des Ottomotors. 5. Tagung «Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors» // TU Graz. 1995. S. 279–305.
24. *Johnston S.C., Robinson C.W.* Application of laser diagnostics to an injected engine. SAE Paper. N 790092, 1979. 19 p.
25. *Kawtaradse R., Woschni G., Zeilinger K.* Dralluntersuchung im Vierventil – Dieselmotor mit Hilfe stationäre Durchströmung: LVK. TU München, 1995. 49 S.
26. *Merker G., Schwarz Ch., Stiesch G., Otto F.* Verbrennungsmotoren. Simulation der Verbrennung und Schadstoffbildung. 3. Auflage. Stuttgart, Leipzig, Wiesbaden. Teubner-Verlag. 2006. 410 S.
27. *Stieper K., Polej A.* Thermische Randbedigungen II. Abschlussbericht FVV. Heft 641. 1997. S. 54.
28. *Stieper K., Polej A.* Brennraumseitige ortliche thermische Randbedigungen für Verbrennungsmotoren // MTZ. N 7/8. 1998. S. 500–505.
29. *Tippelmann G.* New Method of Investigation of Swirl Ports. SAE Paper. N 770404, 1977. 13 p.
30. *Tippelmann G.* Räumlicher Drallmesser für Drall- und Tumblemessung // MTZ. N 6. 1997. S. 327–363.
31. *Urlaub A.* Verbrennungsmotoren. Band 2. Verfahrenstheorie. Berlin, Heidelberg, New-York, London, Paris, Tokyo. Springer Verlag. 1989. 228 S.
32. *Woschni G.* Verbrennungsmotoren. 2. Auflage. TU München. 1988. 303 S.

Глава 5

1. *Балакин В.И., Еремеев А.Ф., Семенов Б.Н.* Топливная аппаратура быстроходных дизелей. Л.: Машиностроение. 1967.
2. *Влияние интенсивности вихря впускного воздуха на локальные температуры рабочего тела в цилиндре двигателя / Р.З. Кавтарадзе, В.В. Арапов, А.А. Скрипник, Ичунь Ван // Тр. XII школы-семинара «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках». М.: Изд-во МЭИ. 1999. С. 155–158.*
3. *Двигатели внутреннего сгорания. Системы поршневых и комбинированных двигателей / Под ред. А.С. Орлина и М.Г. Круглова. М.: Машиностроение, 1985.*
4. *Кутовой В.А.* Впрыск топлива в дизелях. М.: Машиностроение, 1981.
5. *Лаврентьев М.А., Шабат Б.В.* Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.: Наука, 1977.
6. *Лышевский А.С.* Процессы распыливания топлива дизельными форсунками. М.: Машгиз, 1963.
7. *Марков В.А., Девянин С.Н., Мальчук В.И.* Впрыскивание и распыливание топлива в дизелях. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007.
8. *Метод расчета локальных концентраций оксидов азота в двигателях с внутренним смесеобразованием на основе многозонной модели / Н.А. Иващенко, Р.З. Кавтарадзе, А.С. Голосов и др. // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение, № 1. 2004. С. 43–59.*
9. *Петриченко М.Р.* Физические основы внутрицилиндровых процессов в двигателях внутреннего сгорания. Л.: Изд-во ЛГУ. 1983.
10. *Портнов Д.А.* Быстроходные турбопоршневые двигатели с воспламенением от сжатия. М.: Машгиз, 1963.
11. *Семенов Б.Н., Павлов Е.П., Котцев В.П.* Рабочий процесс высокооборотных дизелей малой мощности. Л.: Машиностроение, 1990.
12. *Система управления двигателем Motronic. Руководство по техническому обучению (русское издание) / У. Штайнбренаер, Х. Бархо, К. Бетхер и др. Штутгарт, Изд-во «R. Bosch GmbH», 1996.*
13. *Теория турбулентных струй / Г.Н. Абрамович, Т.А. Гиршович, С.Ю. Крашенинников и др. М.: Наука, 1984.*

14. *Топливные системы и экономичность дизелей* / И.В. Астахов, Л.Н. Голубков, В.И. Трусов и др. М.: Машиностроение, 1990.
15. *Ульянов И.Е.* О внутриканальном распаде при распыливании топлива // Изв. АН СССР. ОТН. № 8, 1954. С. 27–31.
16. *Уменьшение содержания вредных примесей в выбросах дизельных двигателей* // Т. Моримацу, Т. Окасаки, Т. Фуруа, Х. Фурукава // Тр. Американского общества инженеров-механиков. Сер. А. Современное машиностроение. № 5. 1989. С. 1–7.
17. *Файнлейб Б.Н.* Топливная аппаратура автотракторных дизелей. Л.: Машиностроение, 1990.
18. *Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей* / Б.В. Раушенбах, А.С. Белый, И.В. Беспалов и др. М.: Машиностроение. 1964.
19. *Augustin U.* Experimentelle Untersuchung zur Voreinspritzung von Dieselmotoren. Dissertation // TU München. 1990. 151 S.
20. *Basshuysen R., Schäfer F.* (Hrsg.) Handbuch Verbrennungsmotor. 4. Auflage. Vieweg und Sohn Verlag. Wiesbaden, 2007. 1032 S.
21. *Chiu W.S., Shched S.M., Lin W.T.* A Transiet Spray Mixing Model for Diesel Combustion. SAE Paper 760128. 1976. 24 pp.
22. *Chmela F.G., Jager P., Herzog P., Wirbeleit F.* Emissionsverbesserung mit Direkteinspritzung mittels Einspritzverlaufsformung // MTZ. N 9. 1999. S. 552–558.
23. *Common Rail 2000 mit Mehrfacheinspritzung* // MTZ. N 10. 1999. S. 639.
24. *Constien M.* Bestimmung von Einspritz- und Brennferlauf eines direkteinspritzenden Dieselmotors: Dissertation. TU München. 1991. 142 S.
25. *Dent J.C.* Basis for the Comparison of Various Experimental Methods for Study Spray Penetration. SAE Paper. 710571. 1971. 18 pp.
26. *Elkoth M.M.* Fuel Atomization for Spray Modeling // Prog. Energy Comb. Sci. N 8. 1982. 61 p.
27. *Hiroysu H., Arai M.* Structures of Fuel Sprays in Diesel Engines. SAE paper. 900475. 1990. 14 pp.
28. *Hiroyasu Y., Kadota T.* Fuel Droplet Size Distribution in Diesel Combustion Chamber. SAE-Paper. 740715. 1974. 12 p.
29. *Hiroyasu Y., Kadota T., Arai M.* Development and Use of a Spray Combustion modeling to Predict Diesel Engine Efficiency and Pol-

- lutant Emissions. Part 1. JSME. V. 26. N 214, 1983. S. 569–575. Part 2. JSME. V. 26. N 214, 1983. S. 576–583.
30. *Hochdruckeinspritzung und Abgasrezirkulation im kleinen, schnelllaufenden Dieselmotor mit direkter Einspritzung* / W. Schneider, M. Stöckli, T. Lutz, M. Eberle // MTZ. N 11. 1993. S. 588–599.
31. *Jerzembek M.* Diesel direkt // KFZ-Betr. Automarkt. N 1. 2000. S. 42–44.
32. *Klingmann V.R., Brugemann H.* Der neue Vierzilinder – Dieselmotor OM611 mit CR-Einspritzung. Teil 2 // MTZ. N 12. 1997. S. 760–767.
33. *Knight B.E.* Communications on the Perfomance of a Type of Swirl Atomizer // Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers. V. 169. 1955. P. 104–109.
34. *Kuo T.W., Bracco F.V.* Computations of Drop Sizes in Pulsating Sprays and of Liquid-Core Length in Vaporizing Sprays. SAE-Paper. N 820133. 1982. S. 528–547.
35. *Lusgarten G.* Modelluntersuchungen zur Gemischbildung und Verbrennung im Dieselmotor // MTZ. N 9. 1974. S. 273–281.
36. *Maiorana G., Rossi G., Ugaglia C.* Die Common-Rail – Motoren von Fiat // MTZ. N 9. 1998. S. 582–588.
37. *Ohnesorge W.* Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen. ZAMM. B. 16, Heft 6. 1936. S. 212–218.
38. *Schmidt P., Walzel P.* Zerstäuben von Flüssigkeiten // Physik in useren Zeit. N 4, 1984. S. 113–120.
39. *Shipinski J., Myers P.S., Uehara O.A.* A Spray-Droplet Model for Diesel Combustion. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers. V. 184. 1969–70. P. 28–35.
40. *Sitkei G.* Kraftstoffaufbereitung und Verbrennung bei Dieselmotoren. Berlin–Göttingen–Heidelberg. Springen–Verlag. 1964. 222 S.
41. *Technischer Fortschritt durch Evolution – Neue Vierzilinder-Ottomotoren von Mercedes-Benz auf Basis des Erfolgreichen M111* / M. Fortnagel, B. Heil, J. Giese u.a. // MTZ. N 7/8. 2000. S.458–464.
42. *Varde K.S., Popa D.M., Varde L.K.* Spray Angle and Atomisation in Diesel Sprays. SAE-Paper. 841055. 1984. P. 779–786.
43. *Wakuri Y., Takasaki K., Yang Y.* Studies on the Fuel-Spray Combustion Characteristics in a Diesel Engine by the Aid of Photographic Visualisation // ASME ICE. V. 10. Fuel Injection and Combustion. Book. N G00505. 1990.

Глава 6

1. *Алексеев В.П., Вырубов Д.Н.* Физические основы процессов в камерах сгорания в поршневых ДВС. М.: МВТУ им. Н.Э. Баумана, 1977.
2. *Балакин В.И., Еремеев А.Ф., Семенов Б.Н.* Топливная аппаратура быстроходных дизелей. Л.: Машиностроение, 1967.
3. *Бам-Зеликович Г.Н.* Расчет пограничного слоя в потоке смеси газа и капель жидкости // Труды института им. Баранова. М.: 1958. Вып. 334. 16 с.
4. *Двигатели внутреннего сгорания. Устройство и работа поршневых и комбинированных двигателей* / Под общ. ред. А.С. Орлина и М.Г. Круглова. М.: Машиностроение, 1990.
5. *Домбровский Л.А.* Спектральная модель поглощения и рассеяния теплового излучения каплями дизельного топлива // Теплофизика высоких температур. № 2. Т. 40. 2002. С. 270–376.
6. *Дубовкин Н.Ф.* Справочник по углеводородным топливам и их продуктам сгорания. М–Л.: Госэнергоиздат, 1962.
7. *Ирисов А.С.* Испаряемость топлив для поршневых двигателей и методы ее исследования. М.: Гостехиздат, 1955.
8. *Кавтарадзе Р.З.* Локальный теплообмен в поршневых двигателях. 2-е изд. испр. и доп. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007.
9. *Камзолов Е.П.* Исследование воспламенения и сгорания топлива при испарении его с нагретой поверхности // Изв. вузов СССР. Машиностроение. № 4, 1961. С. 27–32.
10. *Кафаров В.В.* Основы массопередачи. М.: Высш. шк., 1979.
11. *Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И.* Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985.
12. *Леонов О.Б., Камзолов Е.П.* Исследование пленочного смесеобразования // Изв. вузов СССР. Машиностроение. № 1, 1961. С. 18–23.
13. *Петриченко М.Р.* Элементы САПР ДВС. Л.: Машиностроение, 1990.
14. *Процессы в перспективных дизелях* / Под ред. А.Ф. Шеховцова. Харьков. Изд-во «Основа» при Харьковском государственном университете. 1992.
15. *Свиридов Ю.Б.* Смесеобразование и сгорание в дизелях. Л.: Машиностроение, 1972.

16. *Семенов Б.Н., Павлов Е.П., Концев В.П.* Рабочий процесс высокооборотных дизелей малой мощности. Л.: Машиностроение, 1990.
17. *Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости. Т. 2* / Под ред. С. Гольдштейна. М.: Изд-во иностранной литературы. 1948. 408 с.
18. *Торквато С., Смит П.* Скрытая теплота парообразования широкого класса жидкостей // Тр. Американского общества инженеров-механиков. № 1. 1984. С. 215–221.
19. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
20. *Элькотб М.М., Рафат Н.М.* Траектория струи топлива в дизелях // Тр. Американского общества инженеров-механиков. Энергетические машины и установки. № 2. Т. 100. 1978. С. 144–150.
21. *Bardon M.F., Rao V.K., Gardiner D.P.* Intake manifold fuel film transient dynamics. SAE Paper. N 870569, 1987. S. 1–8.
22. *Fettes Ch., Schulze T., Leipertz A., Zellbeck H., Potz D.* Einfluss der Muldenwand auf Verdampfung, Gemischbildung und Verbrennung bei kleinvolumigen DI-Dieselmotoren. Teil 1: Grundlagenuntersuchungen an der Einspritzkammer // MTZ. N 7/8. 2002. S. 622–630; Teil 2: Motorische Untersuchungen: MTZ. N 9. 2002. S. 728–737.
23. *Ihme H.* Kompensation des Wandfilmeffekts beim Viertakt-Ottomotor // MTZ. N 7/8. 2001. S. 584–589.
24. *Neugebauer S.* Das Instationäre Betriebsverhalten von Ottomotoren – experimentelle Erfassung und rechnerische Simulation: Dissertation. TU München. 1996.
25. *Ranz W.E., Marshall W.R.* Evaporation From Drops // Journal Chem. Eng. Prog., V. 48, 1952. S. 141–150.
26. *Sitkei G.* Kraftstoffaufbereitung und Verbrennung bei Dieselmotoren. Springer-Verlag. Berlin-Göttingen-Heidelberg. 1964. 222 S.
27. *Temple-Pediani R.W.* Fuel drop vaporization under pressure on a hot surface // Proc. Inst. Mech. Eng. Part 1, 184. N 38. 1969–70. S. 677–696.

Глава 7

1. *Алексеев Б.В., Гришин А.М.* Физическая газодинамика реагирующих сред. М.: Высш. шк., 1985.

2. *Бартльме Ф.* Газодинамика горения. Энергоатомиздат. М.: 1981.
3. *Бочков М.В., Ловачев Л.А., Четверушкин Б.А.* Химическая кинетика образования NO_x при горении метана в воздухе. М.: Всесоюзный центр математического моделирования АН СССР. № 25. 1992. 24 с.
4. *Зельдович Я.Б., Воеводский В.В.* Тепловой взрыв и распространение пламени в газах. М.: Изд-во ММИ, 1947.
5. *Зельдович Я.Б., Садовников П.Я., Франк-Каменецкий Д.А.* Окисление азота при горении. М.: Изд-во Академии наук СССР, 1947.
6. *Звонов В.А.* Токсичность двигателей внутреннего сгорания. М.: Машиностроение, 1981.
7. *Иващенко Н.А., Кавтарадзе Р.З., Голосов А.С., Кавтарадзе З.Р., Скрипник А.А.* Метод расчета локальных концентраций оксидов азота в поршневых двигателях с внутренним смесеобразованием на основе многозонной модели // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. № 1. 2004. С. 43–59.
8. *Кавтарадзе Р.З.* Локальный теплообмен в поршневых двигателях. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2-е изд. испр. и доп. 2007.
9. *Кондратьев В.Н.* Константы скорости газозольных реакций: Справочник. М.: Наука, 1971.
10. *Кульчицкий А.Р.* Токсичность автомобильных и тракторных двигателей. М.: Академический проект, 2004.
11. *Лушпа А.И.* Основы химической термодинамики кинетики химических реакций. М.: Машиностроение. 1981.
12. *Семенов Н.Н.* Цепные реакции. Госхимтехиздат. Л.: 1934.
13. *Ферми Э.* Термодинамика. Харьков: Изд-во Харьковского университета. 1969.
14. *Франк-Каменецкий Д.А.* Диффузия и теплопередача в химической кинетике. 3-е изд. М.: Наука, 1987.
15. *Чесноков С.А., Демидов М.И.* Химический турбулентный теплообмен в ДВС. Тула, Изд-во ТулГУ, 2005.
16. *Baulch D.L., Cobos C.I., Cox A.M., Frank P., Haymann G., Just T., Kerr J.A., Murrels T., Pilling M.J., Twe J., Wallker R.W., Warnatz J.* Compilation of rate data for combustion modeling. Supplement I.J. Phys. Chem. Ref. Data 22847. 1991.

17. *Baulch D.L., Drysdale D.D., Horne D.D., Lloyd A.C.* High Temperature Reaction Rate Data // Report N 4. University of Leeds. 1969.
18. *Bockhorn H., Hentschel J., Peters N., Weber J., Pittermann R.* Simulation der Partikelemission aus Dieselmotoren. 5. Dresdener Motorenkolloquium. 2003. S. 152–160.
19. *Borrmeister J., Hübner W.* Einfluss der Brennraumform auf die HC-Emission und den Verbrennungsablauf // MTZ. № 6. 1997. S. 408–414.
20. *Bracco F.V.* Nitric Oxide Formation in Droplet Diffusion Flames / Proceedings of Fourteenth International Symposium on Combustion, The Combustion Institute, 1973. P. 831–838.
21. *Dodge L.G., Kubesh J.T., Naegeli D.W., Campbelle P.F.* Modeling NO_x Emissions from Lean-Burn Natural Gas Engines. SAE Paper. № 981389, 1998. 9 p.
22. *Bowman C.T.* Kinetics of Nitric Oxide Formation in Combustion Processes. The 16. Symposium of Combustion.
23. *Campbell I.M.* Reactivity of Hydrogen to Atomic Nitrogen and Atomic Oxygen // Trans. Faraday Soc, V. 64, 1968. S. 265–272.
24. *Fenimore C.P.* Studies of fuel-nitrogen in rich flame gases. 17 th symp. Comb., 661. The Combustion Institute. Pittsburgh. 1979.
25. *Heider G., Woshni G., Zeilinger K.* 2-Zonen Rechenmodell zurVorausbrechnung der NO -Emission von Dieselmotoren // MTZ. № 11, 1998.
26. *Lange J.* Bestimmung der Carbonylverbindungen im abgasvonschwerölbetriebenen Dieselmotoren. Fortschritt – Berichte der VDI. Düsseldorf, Reihe 15. № 161. 1996. 70 S.
27. *Merker G., Schwarz Ch., Stiesch G., Otto F.* Verbrennungsmotoren. Simulation der Verbrennung und Schadstoffbildung. 3. Auflage. Teubner – Verlag. Stuttgart, Leipzig, Wiesbaden. 2006. 412 S.
28. *Nishida K., Hiroyasu H.* Simplified Three-Dimensional Modeling of Mixture Formation and Combustion in a D.I. Diesel Engine. SAE Paper. № 890269. 1989. 18 p.
29. *Pattas K., Häfner G.* Stickoxidbildung bei der ottomotorischen Verbrennung // MTZ. N 12. 1973.
30. *Pischinger R., Krassnig G., Taučar G., Sams Th.* Thermodynamik derVerbrennungskraftmaschine. Wien, New-York. Springer-Verlag, 1989. 524 S.
31. *Schubiger R.A., Boulouchos K., Eberle M.K.* Russbildung und Oxidation bei der dieselmotorischen Verbrennung // MTZ. № 5. 2002. S. 342–351.

32. *Urlaub A.* Verbrennungsmotoren. Band 2. Verfahrenstheorie, 1989. 226 S.
33. *Warnatz J., Maas U., Dibble R.W.* Verbrennung: Physikalisch-Chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente Schadstoffentstehung. 3.Auflage. Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag. 2001.
34. *Wray K.L., Teare J.D.* Shock-Tube Study of the Kinetics of Nitric Oxide at High Temperatures. Journal of Chemical Physics 36, V. 10, 1962. S. 2582–2596.

Глава 8

1. *Алексеев В.П.* Уравнение для определения периода задержки воспламенения в камере сгорания дизеля / Изв. вузов. Машиностроение. 1974. С. 106–109.
2. *Алексеев В.П., Вырубов Д.Н.* Физические основы процессов в камерах сгорания поршневых двигателей внутреннего сгорания. М.: МВТУ им. Н.Э. Баумана, 1977.
3. *Воинов А.Н.* Сгорание в быстроходных поршневых двигателях. М.: Машиностроение, 1977.
4. *Кавтарадзе Р.З.* Локальный теплообмен в поршневых двигателях. 2-е изд. испр. и доп. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007.
5. *Кудряш А.П., Пашков В.В., Маринин В.С., Москаленко Д.А.* Природный газ в двигателях. Киев: Наукова думка, 1990.
6. *Лебедев О.Н., Сомов В.А., Калашиников С.А.* Двигатели внутреннего сгорания речных судов. М.: Транспорт, 1990.
7. *Льотко В., Луканин В.Н., Хачиян А.С.* Применение альтернативных топлив в двигателях внутреннего сгорания. М.: Изд-во МАДИ (ТУ), 2000.
8. *Мержанов А.Г., Аверсон А.Э.* Современное состояние тепловой теории зажигания. Препринт Института химической физики АН СССР. М.: 1970. 64 с.
9. *Мержанов А.Г., Дубовицкий Ф.И.* Современное состояние теории теплового взрыва // Успехи химии. Т. 35. Вып. 4. 1966. С. 656–682.
10. *Свиридов Ю.Б.* Смесеобразование и сгорание в дизелях. Л.: Машиностроение, 1972.

11. *Сгорание и смесеобразование в дизелях* // Тр. научно-технической конференции. М.: Изд-во АН СССР. 1960. 242 с.
12. *Сербинов А.И.* Роль физических и химических процессов при самовоспламенении распыленных жидких топлив / В кн.: Двигатели с воспламенением от сжатия. М.: Машгиз, 1951. С. 99–136.
13. *Скрипник А.А., Фролов С.М., Кавтарадзе Р.З., Эфрос В.В.* Моделирование воспламенения в струе жидкого топлива // РАН. Химическая физика. Т. 23. № 1. 2004. С. 54–61.
14. *Соколик А.С.* Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
15. *Тодес О.М.* Теория теплового взрыва // Журнал физической химии. Т. 13. 1939. С. 868–874.
16. *Толстов А.И.* Индикаторный период запаздывания воспламенения и динамика цикла быстроходного двигателя с воспламенением от сжатия // Тр. НИЛД «Исследование рабочего процесса и подачи топлива в быстроходных дизелях». № 1. М.: Машгиз, 1955. С. 5–55.
17. *Франк-Каменецкий Д.А.* Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987.
18. *Barba Ch., Burkhardt Ch., Boulouchos K., Bargende M.* Empirisches Modell zur Vorausberechnung des Brennverlaufes bei Common-Rail-Dieselmotoren // MTZ. N 4. 1999. S. 262–270.
19. *Binder K.* Einfluss des Einspritzdruckes auf Strahlausbreitung, Gemischbildung und Motorkennwerte eines direkt einspritzenden Dieselmotors: Dissertation. TU München. 1992. 158 S.
20. *Fujimoto H. et al.* Illumination Delay in Diesel Spray. JASE Paper. N 800–13. 1980. 149 p.
21. *Groth K., Hesse A., Krause D., Spitzmüller K.* Brennstoffe für Dieselmotoren heute und morgen. Express Verlag, Ehningen. 1989. 358 S.
22. *Hardenberg H.O., Hase F.W.* An Empirical Formular for Computing the Pressure Rise Delay of a Fuel from its Cetane Number and From the Relevant Parameter of Direct- Injection Diesel Engine. SAE-Paper 7900493, 1973.
23. *Hardenberg H., Wagner W.* Der Zündverzug in direkteinspritzenden Dieselmotoren // MTZ. N 7. 1971. S. 240–248.
24. *Henain N.A., Bolt J.* Ignition Delay in Diesel Engines. SAE Paper. N 670007, 1967.

25. *Heywood J.B.* Internal Combustion Engine Fundamentals. McGraw-Hill. New York, 1988.
26. *Hiroyasu H., Kadota T., Arai M.* Supplementary Comments: Fuel Spray Characterisation in Diesel Engines, in Mattavi J.N. and Amann (eds). Combustion Modeling in Reciprocating Engines. Plenum Press. 1980. S. 369–408.
27. *Knight B.E.* Communications on the Performance of a Type of SwirlAtomizer. Proceedings of the Inst. Of Mechanical Engineers. Vol. 169, 1955. S. 104–109.
28. *Krause D.* Untersuchungen des Zünd- und Durchbrennverhaltens von Rückstandbrennstoffen // MTZ. N 11. 1988. S. 457–460.
29. *Neugebauer S.* Das instationäre Betriebsverhalten von Ottomotoren – experimentelle Erfassung und rechnerische Simulation: Dissertation. TU München, 1996. 121 S.
30. *Oberg H.J.* Die Darstellung des Brennverlaufes eines schnelllaufenden Dieselmotors durch zwei überlagerte Vibe-Funktionen: Dissertation. TU Braunschweig, 1976.
31. *Sadowski S., Nocke J.* Zur Bestimmung des Zündverhaltens von Schwerölen // MTZ. N 11. 1991. S. 556–561.
32. *Schmidt F.A.F.* Verbrennungskraftmaschinen. Springer Verlag. 4. Auflage. Berlin–Heidelberg–New York. 1967. 640 S.
33. *Schneider W., Stöckli M., Lutz T., Eberle M.* Hochdruckeispritzung und Abgasrezirkulation im kleinen, schnelllaufenden Dieselmotor mit direkter Einspritzung // MTZ/ N 11. 1993. S. 588–599.
34. *Shipinski J., Myers P.S., Uehara O.* A Spray-Droplet Model for Diesel Combustion. Proc. Inst. Mech. Engrs. V. 184. Pt. 3J. 1969–70. S. 28–35.
35. *Sitkei G.* Kraftstoffaufbereitung und Verbrennung bei Dieselmotoren. Springer-Verlag. Berlin. 1964. 224 S.
36. *Spadaccini L.J., Te Velde J.A.* Autoignition Characteristics of Aircraft-Type Fuels. Combustion and Flame. V. 46, 1982, S. 283–300.
37. *Sprogis W.A.* Abgasverhalten von Dieselmotoren mit niedrigem Verdichtungsverhältnis // MTZ. N 7/8, 1983. S. 251–257.
38. *Stieper K., Groth K., Nocke J., Wichmann V., Wachtler K.* Die Anpassung von Schiffsdieselmotoren an die Zünd- und Verbrennungseigenschaften von Brennstoffen // MTZ. N 11. 1997. S. 684–689.
39. *Stringer F.W., Clarke A.E., Clarke J.S.* The Spontaneous Ignition of Hydrocarbon Fuels in a Flowing System. Proc. I. Mech. E. 184, pt. 3J. 1969–70. 212 p.

40. *Tuge M.* Ignation Delay in Diesel Combustion. JSME Paper 670007, 1967. 16 p.
41. *Vogel Ch.* Wasserstoff-Dieselmotor mit Direkteinspritzung, hoher Leistungsdichte und geringer Abgasemission. Teil 1: Konzept // MTZ. N 10. 1999. S. 704–708.
42. *Wolfer H.* Der Zündverzug im Dieselmotor // VDI-Forschungsheft N 392. 1938. S. 15–24.
43. *Woschni G., Anisits F.* Eine Methode zur Vorausberechnung der Änderung des Brennverlaufes mittelschnellaufender Dieselmotoren bei geänderten Betriebsbedingungen // MTZ. N 4. 1973. S. 106–110.

Глава 9

1. *Алексеев В.П., Вырубов Д.Н.* Физические основы процессов в камерах сгорания поршневых двигателей внутреннего сгорания. М.: МВТУ им. Н.Э. Баумана. 1977.
2. *Вибе И.И.* Новое о рабочем цикле двигателей. Москва–Свердловск: Машгиз, 1962.
3. *Вырубов Д.Н., Добров Н.В.* Уравнение скорости тепловыделения при диффузионном горении с учетом мелкости распыливания топлива // Двигателестроение, № 5. 1980. С. 12–14.
4. *Гончар Б.М.* Уточненный способ расчета и построения индикаторной диаграммы двигателя // Сб. статей ЦНИДИ «Исследование рабочих процессов в дизелях». № 25. «Машгиз», 1954.
5. *Гончар Б.М.* Численное моделирование рабочего процесса дизелей // Энергомашиностроение, № 7. 1968. С. 34–35.
6. *Дьяченко Н.Х., Магидович Л.Е., Пугачев Б.П.* Об аппроксимации характеристик тепловыделения в цилиндрах дизелей // Тр. ЛПИ. Энергомашиностроение. № 310. 1963. С. 73–76.
7. *Звонов В.А.* Токсичность двигателей внутреннего сгорания. М.: Машиностроение. 1981.
8. *Лазарев Е.А.* Совершенствование моделирования закономерностей выгорания топлива в дизеле // Двигателестроение. № 12. 1985. С. 11–12.
9. *Махов В.З.* Процессы сгорания в двигателях с воспламенением от сжатия. М.: Изд-во МАДИ, 1980.

10. Математическая энциклопедия. Изд-во «Советская энциклопедия». Т. 1, с. 614, 864. Т. 5, с. 1014. 1977–1985.
11. *Разлейцев Р.Ф.* Моделирование и оптимизация процесса сгорания в дизелях. Харьков, Изд-во «Вища школа», 1980.
12. *Разлейцев Н.Ф.* Анализ и моделирование смесеобразования и сгорания в форсированных дизелях на основе кинетического подхода // В кн. Современные дизели: повышение топливной экономичности и длительной прочности / Под ред. А.Ф. Шевцовца. Киев: Изд-во «Тэхника», 1992. С. 92–153.
13. *Разлейцев Н.Ф., Филипповский А.И.* Математическая модель процесса сгорания в дизеле со струйным смесеобразованием // Двигателестроение. № 7. 1990. С. 52–56.
14. *Самсонов Е.П.* Расчет индикаторной диаграммы двигателя с камерой в поршне // Тр. ЦНИДИ. Вып. 43. М.-Л.: Изд-во «Машгиз», 1962.
15. *Теория двигателей внутреннего сгорания. Рабочие процессы* // Н.Х. Дьяченко, А.К. Костин, Б.П. Пугачев и др. / Под ред. Н.Х. Дьяченко. Ленинград, Машиностроение, 1974.
16. *Barba Ch., Burkhardt Ch., Boulouchos K., Bargende M.* Empirisches Modell zur Vorausberechnung des Brennverlaufes bei Common-Rail-Dieselmotoren // MTZ. N 4, 1999. S. 262–270.
17. *Blumberg P., Kummer I.T.* Prediction of NO Formation in Spark-Ignited Engines-An Analysis of Methods of Control // Combustion Science and Technology. V. 4, 1971. S. 73–95.
18. *Neumann K.* Kinetische Analyse des Verbrennungsvorgang in der Dieselmachine. Forschung a. d. Gebiete des Ingenieurwesens. N 2, 1936. (Перевод на русск. — Нейман К. Кинетический анализ процесса сгорания в дизеле. Сб. из иностр. лит-ры «Двигатели внутреннего сгорания». М.: Машгиз, т. IV, 1938).
19. *Schreiner K.* Untersuchungen zum Ersatzbrennverlauf und Wärmeübergang bei schellaufenden Hochleistungsdieselmotoren // MTZ. N 11. 1993. S. 554–563.
20. *Stas M., Wajand J.* Bestimmung der Vibe – Parameter für der zweiphasigen Brennverlauf in Direkteinspritz-Dieselmotoren // MTZ. N 7/8, 1988. S. 289–293.
21. *Wiebe I.I.* Brennverlauf und Kreisprozesse von Verbrennungsmotoren. Berlin, VEB Verlag Technik, 1970. 280 S.

Глава 10

1. *Андерсон Д., Таннехил Дж., Плетчер Р.* Вычислительная гидромеханика и теплообмен. В 2 т. М.: Мир. Т. 1, 1990. Т. 2, 1990.
2. *Быстров Ю.А., Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Леонтьев А.И.* Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб. Санкт-Петербург, «Судостроение», 2005.
3. *Волчков Э.П., Лебедев В.П.* Тепломассообмен в пристенных течениях. Новосибирск, Изд-во НГТУ. 2003.
4. *Кавтарадзе Р.З.* Локальный теплообмен в поршневых двигателях. 2-е изд. испр. и доп. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007.
5. *Кавтарадзе Р.З., Гайворонский А.И., Шибанов А.В., Онищенко Д.О., Федоров В.А.* Численный анализ влияния формы камеры сгорания на турбулентное движение и сгорание газа в цилиндре дизеля // Тр. четвертой Российской национальной конференции по теплообмену. Т. 3. М.: Издательский дом МЭИ. 2006. С. 246–249.
6. *Кавтарадзе Р.З., Гайворонский А.И., Федоров В.А., Онищенко Д.О., Шибанов А.В.* Расчет радиационно-конвективного теплообмена в камере сгорания дизеля // РАН. Теплофизика высоких температур. Т. 45, № 5, 2007. С. 741–748.
7. *Кавтарадзе Р.З., Кавтарадзе З.Р., Шибанов А.В.* Моделирование трехмерных процессов переноса и турбулентного сгорания в поршневом двигателе // Тр. Международной конференции «Неклассические задачи механики». Т. 2. Изд-во Кутаисского госуниверситета. Кутаиси, 2007. С. 47–52.
8. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая Физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 2006.
9. *Леонтьев А.И., Кавтарадзе Р.З.* Выдающийся гидромеханик (о жизни и научном вкладе И. Никурадзе в развитии гидромеханики и теории пограничного слоя) // РАН, ИИЕТ им. С.И. Вавилова. Исследования по истории физики и механики 2001. М.: Наука. 2002. С. 153–179.
10. *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987.
11. *Патанкар С.* Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984.

12. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
13. *Вун D., Баек S.W.* Numerical investigation of combustion with non-gray thermal radiation and soot formation effect in a liquid rocket engine // Int. J. Heat and Mass Transfer. № 50, 2007. 412–422 pp.
14. *Chmela F., Dimitrov D., Pirker G., Wimmer A.* Konsistente Methodik Vorausrechnung der Verbrennung in Kolbenkraftmaschinen // MTZ. N 6, 2006. S. 468–475.
15. *Favre A.* Equations des Gaz Turbulents Compressibles: 1. Formes Generales. J. Mecanique. V. 4. 1965. S. 361–390.
16. *FIRE.* Users Manual Version 8. 5. AVL LIST GmbH Graz, Austria, 2007. (Лицензионное соглашение DKNR: BMSTU101107 между МГТУ им. Н.Э. Баумана и APS Consulting).
17. *Han Z., Reitz R.D.* A Temperature Wall Function Formulation for Variable-Density Turbulent Flows with Application to Engine Convective Heat Transfer Modeling. Int. J. Heat Mass Transfer, V. 40, 1995. S. 613–625.
18. *Menter F.R., Kuntz M., Langtry R.* Ten Years of Industrial Experience With the SST turbulence Model. Turbulence, Heat and Mass Transfer 4. Ed. K. Hajalic, Y. Nogano, M. Tummers. Begell House, Inc. 2003. 8 p.
19. *Merker G., Schwarz Ch., Stiesch G., Otto F.* Verbrennungsmotoren. Simulation der Verbrennung und Schadstoffbildung. 3 Auflage. Teubner-Verlag. Stuttgart, Leipzig – Wiesbaden. 2004. 410 S.
20. *Shih T.H., Liou W.W., Shabbir A., Yang Z., Zhu J.A.* A new k- ϵ eddy-viscosity model for high Reynolds number turbulent flows-model development and validation. Computers Fluids. V. 24, N 3. 1995. S. 227–238.
21. *Tatschl R., Schneider J., Basara D., Brohmer A., Mehring A., Hanjalic K.* Fortschritte in der 3D-CFD Berechnung des gas- und wasserseitigen Wärmeübergangs in Motoren. 10. Tagung der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors, 23–25 September, Graz, Austria. 2005. 18 S.
22. *Yakhot V., Orszag S.A.* Renormalization group analysis of turbulence: 1. Basic theory. J. Scientific Computing. V. 1, N. 1. 1986. S. 1–51.

Глава 11

1. *Иващенко Н.А., Кавтарадзе П.З.* Многозонные модели расчета рабочего процесса. Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1997.
2. *Кавтарадзе П.З.* Локальный теплообмен в поршневых двигателях. 2-е изд. испр. и доп. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007.
3. *Кавтарадзе П.З.* Локальный радиационно-конвективный теплообмен в камере сгорания быстроходного дизеля // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. № 1. 1996. С. 21–36.
4. *Трусев В.И.* Непосредственный впрыск топлива в дополнительную камеру двигателя с низкой степенью сжатия и электрическим зажиганием. Дисс. ... к.т.н. МВТУ им. Н.Э. Баумана, 1949.
5. *Ando H., Noma K., Iida K., Nakayama O., Yamauchi T.* Mitsubishi GDI Engine Strategies to meet European Requirements. Proceedings AVL «Engine and Environment», Graz. 1997. V. II. P. 55–70.
6. *Bargende M., Burkhardt Ch., Frommelt A.* Besonderheiten der thermodynamische Analyse von DE-Ottomotoren // MTZ. N 1. 2001. S. 56–68.
7. *DI-Ottomotor von PSA* // MTZ. N 7/8, 2000. S. 456.
8. *Eichlseder H., Baumann E., Müller P., Neugebauer S.* Chancen und Risiken von Ottomotoren mit Direkteinspritzung // MTZ. N 3. 2000. S. 144–152.
9. *Erdmann H.D., Eiser A., Geiger U., Heiduk T.* Das neu V6 – Biturbo Aggregat für den Audi RS4 // MTZ. N 7/8. 2000. S. 444–450.
10. *Fraidl G.K.* Über den letzten Entwicklungsstand der Otto-Direkteinspritzung // ATZ—MTZ. Supplement. 1998. S. 14–15.
11. *Fraidl G.K., Piock W., Wirth M., Schöggel P.* Direkteinspritzung bei Ottomotoren: Aktuelle Trends und zukünftige Strategien // MTZ. N 2. 1997. S. 82–85.
12. *Hoppe N., Weberbauer F., Woschni G., Zeilinger K.* Experimentelle Erfassung und Simulation des Betriebsverhaltens von Ottomotoren mit Direkteinspritzung // MTZ. N 7/8. 2003. S. 628–635.
13. *Houston R., Cathcart G.* Combustion and Emission Characteristics of Orbital Combustion Process Applied to Multi-Cylinder Automotive DI 4-Stroke Engines. SAE Paper 980153 (1998).

14. *List H., Cartellieri W.P.* Dieseltechnik. Grundlagen, Stand der Technik und Ausblick. ATZ/MTZ Sonderausgabe 9, 1999. S. 10–18.
15. *Meurer J.S., Urlaub A.* Development and operational results of the MAN FM combustion system. SAE Paper. 690255 (1969).
16. *Mitchell E., Cobb J.M., Frost R.A.* Design and evaluation of a stratified charge multifuel mylitary engine. SAE Paper. 680042 (1968).
17. *Preussner Ch., Kampmann S.* Benzin-Direkteinspritzung, eine neue Herausforderung für künftige Motorsteuerungssysteme. Teil 2: Einspritzventil und Gemischbildung // MTZ. N 10. 1997. S. 592-598.
18. *Scherenberg H.* Rückblick über 25 Jahre Benzin-Einspritzung in Deutschland // MTZ. N 9. 1955. S. 245–254.
19. *Simko A., Choma M.A., Repko L.L.* Exhaust emission kontrol by the Ford Programmed Combustion Process – PROCO. SAE Paper. 720052 (1972).
20. *Tschöke H., Kreye H.* Diesel-Direkteinspritzung – Benzin- Direkt-einspritzung // Dieselmotortechnik. Expert-Verlag. Renningen-Malsheim. 1996. S. 166–186.
21. *Voit W., Stoll H.* Benzineinspritzung am Fahrzeug-Ottomotor // MTZ. N 9. 1952. S. 292–298.
22. *Witzky I.E.* Schichtbarmischung und Verbrennung in einem Motor mit geschichtete Ladung // MTZ. N 1. 1967. S. 21–25.
23. *Winterkorn M., Spiegel L., Bohne P., Söhlke G.* Der Lupo FSI von Volkswagen – so sparsam ist sportlich // ATZ. N 10. Teil 1. 2000. S. 832–841.
24. *Zweitakt-Benzineinspritzung bei Gutbrod und Goliath // MTZ. N 10. 1952. S. 352–359.*

Предметный указатель

А

- Абсолютный нуль 29, 390
- Активные молекулы 389
- центры 398

Б

- Бимолекулярная реакция 386

В

- Вихревая камера 203
- Воспламенение 427
- вынужденное 427
- гомогенное 427
- гетерогенное 427
- одностадийное высокотемпературное 429, 431
- многостадийное низкотемпературное 429, 431
- преждевременное 428
- тепловое 427
- цепное 427
- Впускной канал спиральный 159–161, 164, 166
- тангенциальный 159–161, 164, 166
- Вязкость паров топлива динамическая 80
- – – кинематическая 288
- Выпрямитель Типпельмана 154
- сферический 156

Г

- Гипотеза Ландау 272
- Рэлея 272

- Горение гетерогенное 367
- гомогенное 367
- Горючее вещество 367

Д

- Давление рабочего тела 30
- Дальнобойность топливного факела 300, 632
- Двигатель бензиновый 236, 240, 616
- – с самовоспламенением 620
- внешнего сгорания 11
- внутреннего сгорания 11
- – роторный 68
- гибридный 235, 237
- двухтактный 12
- Дизеля 39
- комбинированный с газовой связью 55
- – с механической связью 55
- – с наддувом 54, 56
- Кушуля 216
- Ленуара 33, 34
- Отто 11
- – четырехтактный 12
- Ролласона — Бека шеститактный 35
- с внешним смесеобразованием 12, 110, 126, 211
- с внутренним смесеобразованием 12, 105, 108, 122
- с непосредственным впрыскиванием 240, 644
- с непосредственным впрыскиванием бензина 12, 636, 649

Двигатель с принудительным зажиганием 12, 620
 – тепловой 11
 – Тринклера 45
 Диаграмма индикаторная 15
 – рабочая 15
 – тепловая (энтропийная) 15
 Диаметр капли Заутера 287, 539
 Дизель 236, 246
 – с внутренним смесеобразованием и самовоспламенением 12
 – с непосредственным впрыскиванием 644
 Длина пути перемешивания 573
З
 Задержка воспламенения 262, 430, 444, 496
 – физическая 534, 452
 – химическая 433, 452
 Зажигание 33, 474, 478
 – искровое 480
 – калильное 234, 482
 – накалиной поверхностью 480
 – принудительное 189, 236
 – факельное 483
 – форкамерно-факельное 214
 Закон Авогадро 377
 – Аррениуса 395, 397, 418, 470, 484
 – Вибе 524, 530, 536
 – впрыскивания топлива 250
 – Гесса 375, 376
 – Дальтона 326
 – действующих масс 370
 – Кирхгофа 384
 – нормального распределения (гауссов) 282
 – Ньютона теплоотдачи 447, 468
 – распределения Нукиямы — Танасавы 284

Закон распределения Розина — Рамлера 279
 – Срезневского 333
 – Фика 322, 323
 – Фурье теплопроводности 487, 568

И

Интенсивность вихревого движения 149–150
 Источник теплоты горячий 13
 – холодный 13

К

Камера сгорания 18, 169
 – Гессельмана 220
 – неразделенная 169, 172, 218, 219, 228
 – – открытого типа (однополосная) 169
 – полуразделенная 169, 170, 193
 – разделенная 169, 201–203, 210, 217
 Квазистатический процесс 28
 Кинетическая энергия турбулентности 579
 Коэффициент диффузии 79
 – избытка воздуха 114, 404
 – – – локальный 116
 – – – мгновенный 116
 – лобового сопротивления 86–88
 – массообмена 326
 – молекулярного изменения 377, 379–383
 – теплоотдачи 326
 КПД цикла индикаторный 20
 – термический 14, 60
 – эффективный 667

М

Махе-эффект 234
 Мертвая точка верхняя 16

Мертвая точка нижняя 16
 Метод лазерно-лоплеровской анемометрии 171, 345
 Механизм Зельдовича 417
 – Фенимора 425, 414
 Модель двухзонная 114, 119, 120, 126, 128–132
 – горения 591–593
 – математическая 37
 – многозонная 132, 135, 137, 138
 – нестационарного турбулентного движения и горения 565
 – нульмерная 142
 – однозонная 100, 128–132
 – основанная на гипотезе Буссинеска 571
 – рейнольдсовых напряжений 571, 589
 – трехмерная топливного факела 307
 – турбулентности 570
k— ϵ -модель турбулентности 578
 – – для высоких чисел Рейнольдса 579
 – – для низких чисел Рейнольдса 581
 – – Прандтля 573
 Молекулярность реакции 385
 Мономолекулярная реакция 385

Н

Наддув 54
 – газотурбинный 55
 – двухступенчатый 57
 – динамический (резонансный) 55
 – механический 55
 – одноступенчатый 57
 – с промежуточным охлаждением 57

О

Отопительный коэффициент 26

Отработавшие газы 403

П

Перетекание (течение вытеснения) 171
 Период индукции (время или период задержки воспламенения) 401
 Пламя горячее 367
 – холодное 367
 Плотность рабочего тела 73
 – топлива 78
 Пограничный слой 574
 Показатель адиабаты 13
 – политропы 13
 – характера сгорания 528
 Порядок реакции 385
 Предкамера 203, 208, 210, 211
 Принцип Вант-Гоффа 385
 – Ле Шателье 373
 Продувка динамическая 158
 – статическая 158
 Продувка–наполнение 19
 Процесс Нилова 196, 201
 – *Baudry* 201
 – *Deutz-AD* 190
 – *Duotherm* 193
 – *FM* 187, 189
 – *Ford-PROCO* 196
 – *Honda CVCC* 212
 – *M* 186
 – *MH* 190
 – *Porsche SKS* 213
 – *Texaco* 196
 – *VW PCI* 212
 – *Wytzki* 196

Р

Работа механическая 14
 – насосных ходов 17
 Рабочее тело 12, 14, 76, 77
 Рабочий объем 17

Рабочий процесс 628, 635

– ход поршня 12

– цикл 12

Расслоение заряда 196

Релаксация скорости 86

Релаксация температуры 92

Рециркуляция отработавших газов 266, 449

С

Самовоспламенение 427

CFD-коды

Скорость движения рабочего тела 74

– диссипации 579

– перетекания 176, 217

– тепловыделения 260, 520, 543, 642

– химической реакции 393

Смесеобразование объемное 169, 232

– объемно-пленочное 169, 170, 189

– объемно-струйное 169

– пленочное 169

Смесь гетерогенная 236

– гомогенная 213, 236

Способ расслоения заряда

– воздушным потоком 625, 626

– поверхностью стенки 625, 627

– топливным факелом 625, 626

Степень сжатия 18, 446

Стефанов поток 326

Т

Температура критическая первая (Лейденфроста) 337

– – вторая (Лейденфроста) 337

– рабочего тела 71

– самовоспламенения 403

Теорема Карно 23

Теория Максвелла — Больцмана 391, 394, 395

Тепловой взрыв 402, 427, 452, 474

– насос 26

Тепловыделение 511, 639

Теплоемкость паров топлива 80

– топлива 80

Теплопроводность паров топлива 80

– топлива 80

Теплород 22

Термодинамический процесс 12

– – обратный 14

– – прямой 13

Токсичные вещества 403

Топливная пленка 169

Тримолекулярная реакция 386

Турбина импульсная 62

– постоянного давления 60

Турбулентное пламя 593

– пристеночное течение 605

У

Угол опережения впрыскивания 251

Удельный объем 14

– работа 14

Уравнение Аррениуса 141, 388, 391

– состояния Клапейрона 20, 28

– Фика 321

– Клапейрона — Клаузиуса 317

– Навье — Стокса 565, 566

– неразрывности 567

– переноса обобщенное 565–567

– Рейнольдса 566, 567

– Фурье дифференциальное 483, 485, 487

Ф

Фаза процесса сгорания диффузионная 262, 512

– – – кинетическая 262, 512

Фактор Больцмана (частотный) 392

Формула Вошни 508, 644

Формулы для расчета

– – – времени задержки воспламенения 460–468

– – – дальности факела 300, 303

– – – среднего диаметра капель 285, 288, 291

Фугитивность (летучесть) 372

Функция Ван Дриста 576

– ошлюбок (интеграл вероятности Гаусса) 187, 189

Х

Холодильный коэффициент 14, 26

Ц

Цепная реакция 397

– – неразветвленная 398

– – разветвленная 398

Цикл термодинамический 12

– Брайтона 59

– Дизеля 39, 43

– Карно 21, 22

– – холодильный 25

– комбинированного двигателя с импульсной турбиной 57

– – – с турбиной постоянного давления 60, 61

– – – с промежуточным охлаждением 62, 63

Цикл обобщенный 32

– Отто 33, 38, 620

– рабочий 12

– роторного двигателя 68

– Стирлинга 64

– Тринклера 44, 45, 620

Ч

Число Авогадро 392

– Вебера 270, 275, 291

– Лапласа 274

– Нуссельта 93, 488

– Онезорге 274, 291

– Пекле 407

– Прандтля 93

– Рейнольдса 86, 291, 488

– Шервуда 136

– Шмидта 580, 598

Э

Экологическая проблема 616

Экологичность рабочего цикла 565, 675

Энергия активации 141, 389

– – прямой реакции 390

– – обратной реакции 390

Энтальпия рабочего тела 82

Энтропия 15

– рабочего тела 84

Эффективность рабочего цикла 20

Оглавление

От автора.....	3
Введение.....	7
1. Термодинамические циклы поршневых и комбинированных двигателей.....	11
1.1. Рабочий процесс в поршневых двигателях.....	11
1.1.1. Виды поршневых двигателей.....	11
1.1.2. Основные термодинамические понятия.....	12
1.1.3. Работа, совершаемая в цилиндре поршневого двигателя.....	14
1.1.4. Четырехтактный двигатель.....	15
1.1.5. Двухтактный двигатель.....	18
1.1.6. Реальный и термодинамический циклы. Их эффективность.....	20
1.2. Цикл Карно.....	21
1.2.1. Краткая историческая справка.....	21
1.2.2. Прямой цикл Карно. Термический КПД. Теорема Карно.....	22
1.2.3. Обратный цикл Карно. Холодильный и отопительный коэффициенты.....	25
1.2.4. Роль Карно в развитии термодинамики.....	27
1.3. Обобщенный термодинамический цикл поршневых и комбинированных двигателей.....	32
1.4. Цикл Отто.....	33
1.4.1. Прообразы современных двигателей Отто.....	33
1.4.2. Термодинамический цикл Отто.....	38
1.5. Цикл Дизеля.....	39
1.5.1. Прообразы современных двигателей Дизеля.....	39
1.5.2. Термодинамический цикл Дизеля.....	43
1.6. Цикл Тринклера.....	44
1.6.1. Краткая историческая справка. Термодинамический цикл Тринклера.....	44
1.6.2. Сравнительный анализ термодинамических циклов поршневых двигателей.....	48
1.7. Термодинамические циклы комбинированных двигателей.....	54
1.7.1. Основные схемы.....	54
1.7.2. Термодинамический цикл комбинированного двигателя с импульсной турбиной.....	57
1.7.3. Термодинамический цикл комбинированного двигателя с турбиной постоянного давления.....	60

1.7.4. Термодинамический цикл комбинированного двигателя с промежуточным охлаждением рабочего тела.....	62
1.8. Термодинамический цикл Стирлинга.....	64
1.9. О термодинамических циклах роторных двигателей внутреннего сгорания.....	68
2. Термодинамические параметры рабочего тела.....	70
2.1. Особенности изменения параметров рабочего тела. Локальные параметры.....	70
2.2. Рабочее тело как многофазная среда.....	74
2.3. Теплофизические свойства компонентов рабочего тела.....	77
2.4. Релаксация скорости.....	86
2.5. Релаксация температуры.....	92
3. Моделирование рабочего процесса в поршневых двигателях	97
3.1. Понятие модели.....	97
3.2. Однозонная модель.....	100
3.2.1. Основные предпосылки создания. Коэффициент избытка воздуха.....	100
3.2.2. Основные уравнения. Задачи расчета рабочего процесса.....	103
3.2.3. Расчет изменения температуры и давления в рабочем процессе двигателя с внутренним смесеобразованием.....	105
3.2.4. Расчет скорости тепловыделения в рабочем процессе двигателя с внутренним смесеобразованием.....	108
3.2.5. Особенности однозонной модели двигателя с внешним смесеобразованием.....	110
3.3. Двухзонная модель.....	114
3.3.1. Основные предпосылки создания. Коэффициент избытка воздуха.....	114
3.3.2. Определение мгновенных значений массы рабочего тела в отдельных зонах.....	117
3.3.3. Основные уравнения двухзонной модели.....	119
3.3.4. Особенности расчета теплообмена в рабочем процессе двигателя с внутренним смесеобразованием.....	122
3.3.5. Определение мгновенных значений объема рабочего тела в отдельных зонах.....	125
3.3.6. Особенности двухзонной модели рабочего процесса двигателя с внешним смесеобразованием.....	126
3.3.7. Сравнительный анализ одно- и двухзонных моделей.....	128
3.4. Многозонная модель.....	132
3.4.1. Основная система уравнений.....	133
3.4.2. Расчет скоростей испарения и сгорания в отдельных зонах.....	135
3.4.3. Массообмен между зонами.....	137
3.4.4. Теплообмен со стенками КС и отдельными зонами.....	138
3.4.5. Анализ результатов расчета.....	140

4. Организация рабочего процесса в поршневых двигателях	143
4.1. Генерация вихревого движения заряда	143
4.2. Интенсивность вихревого движения заряда и методы ее определения	148
4.3. Интенсивность вихревого движения воздушного заряда в быстроходном двигателе с тангенциальным и спиральным впускными каналами	159
4.4. Камеры сгорания и способы смесеобразования в поршневых двигателях	168
4.4.1. Особенности рабочего процесса в полуразделенных КС	170
4.4.3. Особенности рабочего процесса в неразделенной КС	218
4.5. О рабочих процессах гибридных двигателей	235
5. Впрыскивание и распыливание топлива в поршневых двигателях	240
5.1. Впрыскивание топлива	240
5.1.1. Бензиновые двигатели	240
5.1.2. Дизели	246
5.1.3. Характеристики впрыскивания топлива	250
5.1.4. Влияние многократного впрыскивания на эффективные и экологические показатели рабочего процесса	256
5.2. Теория распада струи жидкого топлива	267
5.3. Вторичное дробление и оптимальные размеры капель	275
5.4. Топливный факел как статистический ансамбль капель различных размеров	278
5.5. Средний диаметр капель топлива	285
5.6. Вывод формулы среднего диаметра капель на основе теории подобия и размерности	288
5.7. Полуэмпирические формулы для расчета среднего диаметра капель	291
5.8. Динамика топливного факела	298
5.9. Полуэмпирические формулы для расчета динамики топливного факела	308
6. Испарение топлива в поршневых двигателях	313
6.1. Некоторые особенности испарения топлива	313
6.2. Нестационарная диффузия паров топлива	321
6.3. Подobie процессов тепло- и массообмена. Стефанов поток	326
6.4. Испарение капель топлива в объеме камеры сгорания	330
6.5. Испарение капель топлива на нагретой поверхности стенки камеры сгорания	335
6.6. Расчет пограничного слоя при наличии топливной пленки	347
6.6.1. Основные предпосылки	348

6.6.2. Расчет динамического пограничного слоя в смеси воздуха и капель топлива	350
6.6.3. Расчет тепловых потоков в турбулентном пограничном слое в смеси воздуха и капель топлива	362
7. Основы теории горения в поршневых двигателях	367
7.1. Понятие горения. Скорость химической реакции. Закон действующих масс	367
7.2. Тепловой эффект химической реакции. Закон Гесса	373
7.3. Коэффициент молекулярного изменения и его зависимость от способа смесеобразования	376
7.4. Влияние температуры на тепловой эффект реакции. Молекулярность и порядок реакции	384
7.5. Определение константы скорости реакции на основе теории Максвелла — Больцмана	391
7.6. Влияние давления на скорость химической реакции	395
7.7. Механизм и кинетика цепных химических реакций	397
7.8. Образование токсичных веществ	403
7.8.1. Состав отработавших газов	403
7.8.2. Оксид углерода	405
7.8.3. Несгоревшие углеводороды	407
7.8.4. Твердые частицы	410
7.8.5. Оксиды азота	413
8. Задержка воспламенения	427
8.1. Высоко- и низкотемпературное воспламенение. Химическая задержка воспламенения	427
8.1.1. Воспламенение	427
8.1.2. Высокотемпературное одностадийное воспламенение	428
8.1.3. Низкотемпературное многостадийное воспламенение	429
8.1.4. Характеристика воспламенения углеводородного топлива. Кинетическая природа воспламенения	431
8.2. Время задержки воспламенения	433
8.2.1. Физическая задержка воспламенения	433
8.2.2. Определение момента времени начала воспламенения	436
8.3. Основные факторы, влияющие на задержку воспламенения	444
8.4. Роль химических и физических процессов в задержке воспламенения	452
8.4.1. Экспериментальный метод определения энергии активации и порядка реакции	452
8.4.2. Оценка лимитирующей роли химических и физических процессов по экспериментальным значениям энергии активации	454
8.5. Полуэмпирические формулы для расчета времени задержки воспламенения	459

8.6. Определение времени задержки воспламенения на основе уравнения сохранения энергии.....	467
8.7. Теория теплового взрыва. Теория зажигания.....	474
8.7.1. Теория теплового взрыва. Число Семенова.....	474
8.7.2. Теория зажигания.....	478
8.7.3. Граничные условия зажигания накаливаемой поверхностью.....	483
8.8. Экспериментальное исследование задержки воспламенения для различных топлив.....	489
8.8.1. Краткое описание экспериментальной установки.....	489
8.8.2. Задержка воспламенения при работе двигателя на газообразных топливах.....	496
8.8.3. Задержка воспламенения при работе двигателя на дизельном топливе.....	501
9. Методы расчета тепловыделения в поршневых двигателях.....	511
9.1. Основные виды тепловыделения.....	511
9.1.1. Однократное тепловыделение. Кинетическая и диффузионная фазы процесса сгорания.....	511
9.1.2. Двукратное тепловыделение.....	515
9.2. Расчет тепловыделения на основе бимолекулярной реакции ...	516
9.3. Полуэмпирические зависимости для расчета скорости тепловыделения.....	520
9.4. Расчет тепловыделения на основе теории цепных реакций. Закон Вибе.....	524
9.4.1. Вывод уравнения (закона) Вибе.....	524
9.4.2. Показатель характера сгорания.....	528
9.4.3. Распространение закона Вибе на двухфазный процесс сгорания.....	530
9.4.4. Модификация закона Вибе с учетом переменного показателя характера сгорания.....	536
9.5. Скорость тепловыделения как плотность распределения вероятности.....	543
9.6. Моделирование процесса сгорания с учетом процессов испарения, диффузии и химического преобразования.....	545
9.6.1. Физико-химические факторы.....	545
9.6.2. Тепловыделение в период задержки воспламенения.....	548
9.6.3. Сгорание в процессе топливоподачи.....	549
9.6.4. Сгорание после окончания топливоподачи.....	556
9.6.5. Эмпирические коэффициенты в расчетных формулах тепловыделения.....	560
10. Трехмерное моделирование процессов переноса и турбулентного горения в поршневых двигателях.....	565
10.1. Модель нестационарного турбулентного движения и горения рабочего тела.....	565
10.2. Модели турбулентности.....	570

10.2.1. Классификация моделей турбулентности.....	570
10.2.2. Полуэмпирическая модель турбулентности Прандтля.....	573
10.2.3. $k-\epsilon$ -модель турбулентности.....	578
10.2.4. Другие двухпараметрические модели турбулентности.....	586
10.2.5. Модели рейнольдсовых напряжений.....	589
10.3. Моделирование турбулентного течения с горением. Модели горения.....	591
10.3.1. Модель турбулентного горения Магнуссена—Хартагера.....	593
10.3.2. Модель горения с учетом скорости турбулентного пламени....	594
10.3.3. Модель когерентного пламени (CFM-модель).....	597
10.4. Метод численного интегрирования уравнений переноса.....	601
10.4.1. Пристеночное турбулентное течение в КС.....	605
10.4.2. Дискретизация расчетной области (объема цилиндра двигателя).....	608
10.5. Результаты численных экспериментов по влиянию формы КС на изменение локальных параметров рабочего тела и концентраций оксидов азота.....	610
11. Проблемы усовершенствования и перспективы развития поршневых двигателей с непосредственным впрыскиванием топлива.....	616
11.1. Бензиновые двигатели.....	616
11.1.1. Особенности рабочего процесса.....	616
11.1.2. Процесс смесеобразования.....	619
11.1.3. Способы расслоения заряда.....	625
11.1.4. Организация рабочего процесса.....	628
11.1.5. Расчет рабочего процесса.....	635
11.1.6. Топливная экономичность и экологические показатели.....	646
11.1.7. Проблемы усовершенствования и перспективы развития бензиновых двигателей с непосредственным впрыскиванием... ..	649
11.2. Дизели с непосредственным впрыскиванием топлива.....	664
11.2.1. Перспективы развития.....	664
11.2.2. Особенности организации рабочего процесса.....	667
11.2.3. Анализ топливной экономичности и экологических показателей.....	675
Список литературы.....	679
Предметный указатель.....	701
Именной указатель.....	706