

621.432  
B65

А. Н. Воинов  
СГОРАНИЕ  
В БЫСТРОХОДНЫХ  
ПОРШНЕВЫХ  
ДВИГАТЕЛЯХ

*Издание второе,  
переработанное и дополненное*



Москва \*Машиностроение\* 1977

Рецензент канд. техн. наук **В. П. Алексеев**

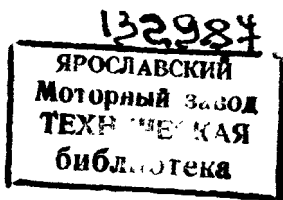
Воинов А. Н. Сгорание в быстроходных поршневых двигателях. Изд. 2-е, перераб. и доп. М., «Машиностроение», 1977, 277 с.

В книге кратко излагаются общие теоретические представления о кинетике химических реакций окисления и горения, о процессах самовоспламенения, воспламенения накаливаемыми телами и электрической искрой, распространения ламинарного и турбулентного пламени, детонации, диффузионного горения неоднородных газовых и капельных смесей.

Рассмотрен также сложный комплекс явлений, развивающихся в цилиндрах современных форсированных двигателей с искровым зажиганием и с воспламенением от сжатия. Анализируются причины нарушений нормального протекания сгорания в двигателях различных типов и способы борьбы с этими нарушениями. Рассмотрены особенности образования при сгорании в двигателях токсичных веществ и возможные пути снижения их выброса соответствующей организацией рабочего процесса.

Книга рассчитана на инженерно-технических работников, связанных с проектированием, испытанием и доводкой двигателей внутреннего сгорания.

Табл. 7, ил. 154, список лит. 111 назв.



## ПРЕДИСЛОВИЕ КО 2-му ИЗДАНИЮ

За десять лет, прошедших со дня первого издания книги, достигнуты значительные успехи в совершенствовании быстроходных поршневых двигателей внутреннего сгорания как с искровым зажиганием, так и с воспламенением от сжатия. Существенно возросли частоты вращения коленчатого вала при одновременном увеличении коэффициента наполнения из-за улучшения газодинамики впускных и выпускных трактов, что привело к повышению удельной литровой мощности, а соответственно и к увеличению тепловой напряженности деталей цилиндра-поршневой группы. Степени сжатия в бензиновых двигателях повысились от 6,5—7 в 1965 г. до 9—10 и даже больше, что стало возможным благодаря увеличению октановых чисел автомобильных бензинов при одновременном существенном изменении их группового состава — резкому увеличению содержания ароматических углеводородов.

Все это привело к повышению требований, к надлежащей организации процессов сгорания в двигателях легкого топлива в связи с резким увеличением опасных последствий таких его нарушений, как детонация и преждевременное калильное воспламенение. Одновременно с совершенствованием обычных поршневых двигателей с искровым зажиганием уже начали выпускаться в массовых масштабах роторно-поршневые двигатели, процесс сгорания в которых имеет ряд своих специфических особенностей.

Сильно возросло использование в автомобильном транспорте дизелей, причем в форсированных модификациях широко применен турбонаддув. Получили распространение так называемые многотопливные дизели, в том числе и с использованием принудительного искрового зажигания, как вспомогательного средства, обеспечивающего оптимальный момент воспламенения впрыскиваемого топлива, обладающего низким цетановым числом, в частности бензина.

Непрерывное увеличение числа автомобилей во всем мире привело к отравлению атмосферы, особенно в больших городах, отработавшими газами автомобилей. Если до 70-х годов усилия конструкторов и исследователей были в основном направлены на изыскание способом всемерного повышения топливной эконо-

мичности автомобильных и тракторных двигателей, улучшения их мощностных показателей, снижения удельной массы, то в 70-е годы в связи с введением в большинстве технически развитых стран законодательных ограничений на предельно допустимое содержание токсичных веществ в отработавших газах автомобильных двигателей решающим стало изыскание путей снижения их токсичности, хотя бы и в ущерб топливной экономичности и другим эксплуатационным показателям.

При этом, если недавно основное внимание уделялось уменьшению выброса двигателями окиси углерода (СО) и не полностью сгоревших углеводородов (СН), то теперь вводятся не менее жесткие ограничения на допустимую концентрацию в отработавших газах окислов азота ( $\text{NO}_x$ ), причем решение этой проблемы называется особенно трудным. На данном этапе снижение выброса  $\text{NO}_x$  до норм, запланированных в США на 1976 г., удастся достигнуть лишь увеличением удельного расхода топлива за счет уменьшения степени сжатия, использования более поздних углов опережения зажигания или начала впрыска топлива в дизелях, рециркуляции остаточных газов. Но такой путь находится в резком противоречии с не менее актуальной проблемой борьбы за повышение топливной экономичности двигателей, острота которой неуклонно возрастает в связи с приближающейся угрозой истощения природных ресурсов жидких и газовых топлив.

Вводятся также ограничения на создаваемый двигателями шум, который не только вызывает утомление водителей автомобилей и тракторов, но вредно влияет и на всех окружающих.

В свете решений XXIV съезда КПСС об охране природы и о повышении эффективности использования энергетических установок необходимо изыскание таких способов организации рабочих процессов в двигателях и в первую очередь процесса сгорания, которые позволили бы уменьшить их токсичность по всем основным компонентам (СО, СН,  $\text{NO}_x$ , канцерогенные вещества, дымность) по возможности без ухудшения или при минимальном ухудшении топливной экономичности и пониженной шумности работы. Успешное разрешение этой весьма трудной, комплексной проблемы требует от конструкторов и инженеров, занимающихся испытанием и доводкой двигателей, возможно более отчетливых научных представлений как об общих физико-химических закономерностях развития процессов воспламенения и сгорания, так и о тех особенностях, которые присущи сгоранию в двигателях различных типов, возможных путях управления этими процессами, устранения их недостатков и снижения токсичности отработавших газов.

Общая структура книги в общем осталась такой же, как в предыдущем издании. Первая часть посвящена краткому рассмотрению общих основ теории процессов воспламенения и горения, а также ряда экспериментальных данных, не относящихся непосредственно к двигателям, но способствующих пониманию проис-

ходящих в них явлений. Подробнее, чем в 1-м издании, проанализированы особенности возникновения детонации, в частности, в процессе продолжающегося сжатия горючей смеси, что обычно имеет место в двигателях легкого топлива. Зато несколько сокращен раздел, относящийся к механизму действия антидетонаторов, так как их применение в современных двигателях становится все более ограниченным.

Вторая часть, посвященная рассмотрению и анализу процессов воспламенения и сгорания непосредственно в двигателях, существенно переработана и расширена. Добавлена глава, посвященная особенностям образования токсичных веществ в условиях двигателей, а в других разделах II части книги уделено существенное внимание вопросам снижения токсичности двигателей разных типов.

Более подробно рассмотрены возможные пути совершенствования процессов сгорания в двигателях легкого топлива при одновременном снижении их токсичности. Проанализированы изменения в проблемах борьбы с детонацией и другими нарушениями сгорания, связанные с использованием современных высокооктановых бензинов, содержащих большие количества ароматических углеводородов.

Добавлен отдельный параграф, посвященный анализу сгорания в роторно-поршневых двигателях. Кратко рассмотрены особенности сгорания при работе двигателей на сжиженных газах.

Значительно более подробно рассмотрены процессы воспламенения и сгорания в дизелях различных типов и проанализированы пути управления этими процессами, снижения токсичности и дымности отработавших газов.

Отдельный параграф посвящен анализу возможных путей расширения многотопливности дизелей.

Вопросы так называемой нейтрализации отработавших газов с помощью тех или иных устройств, устанавливаемых вне двигателя в выпускных трактах, не рассматриваются, так как они уже относятся к другой области, непосредственно с процессами сгорания не связанной.

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ  
ОСНОВЫ ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Термином «горение» принято обозначать быстро протекающую химическую реакцию окисления, т. е. соединение тех или иных веществ с кислородом, сопровождающееся свечением и выделением значительного количества теплоты. Сходные по своему механизму и внешним проявлениям реакции могут протекать и с другими окислителями (например, с хлором и фтором).

Несмотря на исключительно широкое использование процессов горения в самых различных областях техники, теория горения к настоящему времени еще далека от своего завершения. Тем более отсутствуют точные методы расчетов процессов горения. Причина этого заключается в том, что горение представляет собой сложный химический процесс, развивающийся в условиях быстро изменяющихся температур и концентраций реагирующих веществ. Температура при горении углеводородовоздушных смесей обычно превышает  $2000^{\circ}\text{C}$ , механизм же химических реакций, как правило, изменяется в зависимости от температуры. В связи с этим реакции предпламенного окисления и горения обычно протекают в виде нескольких последовательных стадий и ряда конкурирующих между собой параллельных процессов. Детальное изучение и тем более расчет таких сложных химических процессов очень затруднен.

Более или менее детально изучены лишь химические реакции окисления и горения таких простейших систем, как  $\text{O}_2 + 2\text{H}_2$ ,  $2\text{CO} + \text{O}_2$ ,  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ . Законченной теории горения более сложных углеводородных топлив еще нет. Однако отсутствие точных сведений о механизме химических реакций, развивающихся при горении, не следует считать главной причиной невозможности выполнения инженерных расчетов. Для таких расчетов можно было бы пользоваться экспериментально полученными эмпирическими соотношениями, как это делается во многих областях техники, причем точность подобных расчетов вполне достаточна для практических целей. В данном случае вопрос чрезвычайно осложнен тем, что химическое превращение, составляющее основу процесса горения, осуществляется в условиях обязательно со-

путствующих ему физических процессов тепло- и массообмена, а при быстром горении также и газодинамических возмущений.

Химические реакции горения начинают протекать с высокими скоростями лишь после того, как горячая смесь будет нагрета до достаточно высокой температуры за счет теплоты, выделяющейся в процессе горения. Тесное взаимодействие процессов химического превращения и физических процессов теплопередачи и диффузии составляют основную, неотъемлемую сущность горения, причем формы такого взаимодействия могут значительно различаться в тех или иных конкретных случаях. Они определяются, с одной стороны, особенностями химических реакций, в частности зависимостями их скоростей от температуры, концентрации исходных веществ и образующихся промежуточных продуктов, а с другой стороны, особенностями процессов переноса, скорость которых, в свою очередь, также зависит от температуры и градиентов концентраций.

В случае однородных горючих смесей, состоящих из заранее тщательно перемешанных газообразных компонентов — горючего и окислителя, теплота и активные промежуточные продукты химического превращения переносятся из зоны горения в свежую смесь, причем чаще приходится иметь дело не с молекулярной диффузией и теплопроводностью, а с процессами турбулентного обмена. Однако в большинстве технических процессов горения исходная смесь не бывает однородной — горение происходит в условиях одновременно идущих процессов испарения капель жидкого топлива и смешения его паров с воздухом, причем теплота, необходимая для испарения топлива, подводится из зоны химического превращения. В таких случаях процессы тепло- и массообмена приобретают еще большее значение и оказывают решающее влияние на скорость горения.

Нужно, однако, учитывать, что завершающим этапом во всех случаях остается химическое превращение, и его скорость всегда влияет на развитие процесса горения в целом. При высокой химической активности горючей смеси достаточно высокие скорости реакции достигаются при меньших температурах и концентрациях, т. е. при менее совершенном перемешивании свежей смеси с продуктами ее полного или частичного сгорания. Кроме того, сокращается зона самой химической реакции, что способствует увеличению скоростей теплопередачи и диффузии.

При высоких скоростях химического превращения в реагирующей смеси возникают местные градиенты давления, приводящие к образованию и распространению волн сжатия. При соответствующих условиях такие элементарные волны, накладываясь одна на другую, могут усиливаться и превращаться в ударные волны, в свою очередь, влияющие на развитие химических реакций.

Учесть в расчетах сложнейшую совокупность влияний на процесс горения всех указанных факторов не представляется возможным. Как правило, точный количественный расчет про-

цесса горения или условий воспламенения выполнить не удастся, однако многие положения, установленные теорией горения, основанной на ряде упрощающих допущений, позволяют делать выводы, важные для эксплуатации двигателей, доводки их рабочего процесса и борьбы с теми или иными нежелательными его отклонениями от нормы. В связи с этим знание основ современной теории горения необходимо инженерам, работающим как в области производства, так и в области эксплуатации двигателей внутреннего сгорания. Оно необходимо для дальнейшего совершенствования двигателей, устранения различных ненормальностей их работы и уменьшения токсичности отработавших газов.

Основы современной теории горения были заложены М. В. Ломоносовым, доказавшим экспериментально в 1756 г., что горение есть не что иное, как химическая реакция соединения горючих веществ с воздухом.

После Ломоносова исследованиями в области горения занимались многие ученые нашей страны и за рубежом: В. В. Петров (1761—1834 гг.), В. А. Михельсон (1860—1927 гг.), А. Н. Бах (1857—1946 гг.), Н. А. Шилов (1872—1930 гг.) и др.

Важным этапом в создании теории горения в ее современном состоянии явилась разработка в 1928—1930 гг. одним из крупнейших наших ученых, лауреатом Нобелевской премии, акад. Н. Н. Семеновым основ теории цепных химических реакций и теории теплового взрыва. Идеи Н. Н. Семенова получили дальнейшее развитие в работах его сотрудников: В. Н. Кондратьева, Я. Б. Зельдовича, Д. А. Франк-Каменского, О. М. Тодеса, А. С. Соколика, К. И. Щелкина и др.

Большие работы по теории горения проведены А. С. Предводителевым, Л. Н. Хитриным, Е. С. Шетинковым и их учениками. Процессы горения и детонации в двигателях изучали Д. Н. Вырубов, Н. В. Иноземцев, М. М. Масленников, Т. М. Мелькумов и многие другие.

В 70-е годы внимание к вопросам, связанным со сгоранием в двигателях, в частности автомобильных, резко возросло в связи с крайне обострившейся проблемой борьбы с загрязнением воздушного бассейна, особенно в больших городах, токсичными компонентами, содержащимися в отработавших газах двигателей.



## КЛАССИФИКАЦИЯ РАЗНОВИДНОСТЕЙ ГОРЕНИЯ

Процессы горения можно классифицировать по различным признакам. Прежде, всего необходимо четко разграничить процессы распространения пламени от процессов воспламенения, т.е. инициирования горения.

Распространение пламени осуществляется без внешнего воздействия на систему. Очередные слои или объемы горючей смеси воспламеняются за счет энергии, выделяющейся при сгорании предшествующих слоев или некоторых объемов той же смеси. В отличие от этого для воспламенения необходим подвод энергии извне, например нагревание горючей смеси от стенок сосуда, адиабатическим или ударным сжатием, электрической искрой<sup>1</sup>.

Следует отличать явления самовоспламенения от явлений зажигания.

При самовоспламенении система «горючее—окислитель» находится в таких условиях, при которых во всей массе смеси или в некоторых ее частях относительно большого объема начинается развитие прогрессивно самоускоряющихся химических реакций, завершающихся возникновением пламени. Причинами самоускорения предпламенных реакций могут быть: разветвление цепей (так называемый цепной взрыв) и прогрессивный саморазогрев реагирующей смеси (тепловой взрыв). Обычно оба фактора действуют совместно — в начальных стадиях процесса преобладает цепное самоускорение реакции, в последующих — тепловое, что дает так называемый цепочно-тепловой взрыв.

Зажигание представляет собой интенсивное местное нагревание небольшой части горючей смеси до высокой температуры. Чаще всего процесс зажигания осуществляется электрической искрой, при этом смесь в зоне разряда нагревается практически мгновенно до температур, намного превышающих температуру ее горения. Скорости химических реакций в зоне искрового разряда достигают огромных значений, и какой-либо саморазгон реакций полностью отсутствует. Наоборот, после прекращения разряда скорость реакций уменьшается до значений, отвечающих условиям горения данной смеси во фронте пламени.

Воспламенение возможно не только от электрической искры, но и при контакте горючей смеси с теми или иными нагретыми телами. В условиях двигателей это могут быть перегретые электроды свечей, тарелки выпускных клапанов, раскаленные частички нагара. Температура этих источников зажигания бывает

-----  
<sup>1</sup> В некоторых особых случаях весьма активных систем (например, специальные топлива и окислители, применяемые в ракетных двигателях) воспламенение наступает при смешении горючего с окислителем без дополнительного подвода тепла, но эти процессы, не имеющие отношения к проблемам горения в поршневых двигателях, рассматриваться в данной монографии не будут.

значительно меньше температуры во фронте пламени (обычно воспламенение наступает при температурах раскаленных поверхностей, не превышающих  $1000^{\circ}\text{C}$ , в то время как температуры во фронте пламени составляют  $2000^{\circ}\text{C}$  и более).

Поджигание накалинными поверхностями является как бы промежуточным между самовоспламенением и зажиганием. Если нагрета поверхность больших размеров, то процессы, развивающиеся вблизи от нее, близки к процессам, протекающим при самовоспламенении, т. е. воспламенению предшествует самоускорение реакции от начальной скорости, определяемой температурой поверхности, до скоростей, отвечающих условиям во фронте пламени. Если накалилась поверхность малого размера, то ее температура, вызывающая воспламенение, возрастает, а влияние самоускорения реакций соответственно уменьшается.

Как для самовоспламенения, так и для зажигания необходим подвод теплоты извне в количествах, достаточных для того, чтобы обеспечить в некотором объеме смеси такие начальные скорости химических реакций, при которых тепловыделение начинало бы превышать скорость отвода теплоты от реагирующей смеси в стенки или в окружающую более холодную смесь.

В отличие от этого при распространении пламени подвода энергии извне не требуется. Воспламенение очередных слоев или микрообъемов исходной горючей смеси осуществляется вследствие передачи энергии, выделяющейся в смежных с ними слоях или объемах уже горячей смеси.

Различают диффузионно-цепное и тепловое распространение пламени. В диффузионно-цепном распространении пламени основное значение имеет диффузия из зоны горения в свежую смесь активных центров, вызывающих развитие разветвленных цепных реакций в последовательно горящих слоях. Такой механизм распространения имеет место в случае так называемых холодных пламен, характеризующихся малой глубиной химических превращений и соответственно невысокими повышениями температуры (в пределах нескольких сотен градусов).

В обычных, так называемых горячих пламенах, где повышение температуры во фронте пламени составляет тысячи градусов, основное значение приобретают процессы передачи теплоты из зоны горения в свежую смесь путем теплопроводности и диффузии. Хотя и в этом случае одновременно с переносом теплоты имеет место диффузия из зоны горения активных центров, инициирующих развитие цепных реакций, однако главным фактором ускорения реакций обычно является повышение температуры. По этой причине такой процесс называют тепловым распространением пламени.

Основные различия в механизме распространения пламени связаны с физическими особенностями процессов переноса теплоты и активных центров из зоны горения в свежую смесь.

Если исходная смесь неподвижна или течет ламинарно, то при значениях критерия Рейнольдса ниже критических процессы переноса во фронте пламени осуществляются за счет молекулярной диффузии и теплопроводности. При этом горение развивается как-бы послойно, фронт пламени везде имеет примерно одинаковую структуру и толщину. Такое распространение пламени называют ламинарным.

Если горячая смесь находится в турбулентном движении, то молекулярная диффузия приобретает второстепенное значение. Ведущее значение в распространении пламени приобретают процессы турбулентного смешения свежей смеси с продуктами ее полного или частичного сгорания. Такое горение называют турбулентным. Скорости процессов турбулентного смешения (турбулентной диффузии) во фронте пламени обычно оказываются намного большими, чем скорости процессов молекулярного переноса теплоты и вещества.

Процессы турбулентного переноса отличаются от ламинарного — имеют как-бы пульсирующий характер. В связи с этим и механизм турбулентного горения существенно отличается от механизма ламинарного распространения пламени.

Особый вид предельно быстрого (взрывного) распространения пламени называется детонацией. При детонации пламя распространяется по горючей смеси со сверхзвуковыми скоростями совместно с фронтом ударной волны, поддерживаемой от затухания энергией, выделяющейся в процессе горения. Ударная волна, во фронте которой развивается реакция горения, называется детонационной волной.

Воспламенение последовательных слоев свежей смеси осуществляется во фронте детонационной волны не путем передачи тепла из зоны горения диффузией и теплопроводностью, а в результате нагревания смеси ударным сжатием с последующим как бы послойным ее самовоспламенением.

В отличие от так называемой классической детонации, скорость распространения которой в основном определяется термодинамическими свойствами горючей смеси (теплота сгорания, теплоемкость), в двигателях наблюдаются явления взрывного самовоспламенения, имеющие много общего с детонацией и в то же время обладающие рядом специфических особенностей. Скорости распространения подобного взрывного самовоспламенения могут колебаться в широких пределах — от скорости, лишь не намного превышающей звуковую, до скоростей подлинной детонации. Соответственно также очень значительно могут изменяться степени повышения давления в подобных взрывных волнах.

В рассмотренных выше разновидностях процессов воспламенения и горения предполагалось, что горючая смесь вполне однородна (гомогенна) и состоит из заранее тщательно перемешанных между собой горючего и окислителя. Горение таких смесей называют гомогенным. В технике гомогенное горение в основном осуще-

ствляется в газовых горелках и поршневых двигателях с предварительным смесеобразованием (карбюраторных или в двигателях с впрыском легкого топлива в процессе всасывания). В подавляющем большинстве других устройств для технического использования горения газообразная горючая смесь заранее не готовится. Возможны различные сочетания агрегатных состояний горючего и окислителя перед началом собственно горения, приводящие к существенным отличиям в протекании процесса в целом. Однако необходимо подчеркнуть, что сам процесс горения во всех без исключения случаях протекает в газовой фазе, так как реакции между горючим и окислителем идут с высокими скоростями лишь при достаточно совершенном взаимном смешении компонентов в определенных соотношениях, не очень сильно отличающихся от стехиометрического.

В зависимости от состояния горючего и окислителя перед началом горения (кроме гомогенного горения) различают:

1. Диффузионное горение не смешанных предварительно газов, например горение струи или ряда струй газообразного топлива, вдуваемых в поток воздуха. Здесь на процессы теплопередачи и диффузии в самом пламени накладывается предшествующий горению процесс смешения, т. е. взаимной диффузии (молекулярной или турбулентной) горючего и окислителя. Скорость процесса в целом в большей мере определяется быстротой этого смешения, чем скоростью самого горения.

2. Горение капель жидкого топлива, впрыскиваемого в нагретый воздух. В этом случае началу горения предшествует испарение топлива с поверхности капель, за которым следует диффузионное смешение образующихся паров горючего с воздухом, т. е. происходит диффузионное горение, которому предшествует процесс испарения. Значение чисто физических процессов в этом случае еще больше, чем при диффузионном горении газовых систем. Чем меньше размеры капель и равномернее их распределение в воздухе, тем быстрее происходит испарение и диффузионное смешение образующихся паров с воздухом и скорость горения капельной взвеси приближается к скорости горения однородной газовой смеси. Равным образом процессы воспламенения взвесей мелких капель жидкого топлива, распыленного в горячем воздухе, оказываются в достаточной мере сходными с процессами самовоспламенения гомогенных газовых смесей.

Горение твердого топлива, например угля, в принципе аналогично горению жидкого топлива с той лишь разницей, что испарение в этом случае заменяется возгонкой (газификацией) твердой фазы, после чего происходит диффузионное смешение образовавшихся горючих газов и паров с воздухом и горение в газовой фазе.

Возможен еще ряд разновидностей горения, имеющих свои особенности. Например, в ракетных двигателях и горючее, и окислитель впрыскивают в камеру сгорания в жидком виде;

реакция начинается в жидкой фазе и уже затем продолжается в газовой. В тех же двигателях иногда применяют так называемые однокомпонентные топлива, содержащие в своем составе и горючее, и окислитель в виде нестойкого химического соединения. Горению таких топлив предшествуют их разложение и газификация. Так как указанные разновидности горения не находят применения в поршневых двигателях, ниже будут рассматриваться только процессы горения газовых систем и распыленных жидких топлив.

Процессы горения могут различаться также и по ряду других признаков. Если процесс организован таким образом, что зона пламени занимает неизменное место в пространстве, а свежая смесь непрерывно поступает в нее, то горение называют стационарным. Простейшим случаем стационарного горения является пламя газовой горелки; стационарное горение происходит также во всевозможных топках, камерах сгорания реактивных двигателей и т. п. Если же фронт пламени распространяется по горючей смеси, заполняющей какой-либо объем, то такой процесс горения называется нестационарным. Нестационарное горение происходит в поршневых двигателях внутреннего сгорания, а также при всевозможных взрывных процессах.

Наконец, по условиям осуществления процесса различают горение при постоянном объеме и горение при постоянном давлении.

Правильно понять сущность процесса горения в том или ином конкретном случае и управлять этим процессом возможно лишь на основе четких представлений о взаимодействии химико-кинетических и физических факторов, характерных для данного процесса. Поэтому при рассмотрении общей теории горения необходимо обращать особое внимание на характер указанного взаимодействия. Это позволит наиболее правильно применять выводы теории к анализу сложного комплекса явлений, составляющих сущность процесса горения в двигателях того или иного типа, различающихся в основном особенностями физических условий, в которых развивается горение, и управлять этими процессами.

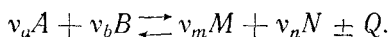
## КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ХИМИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ

## § 1. Химическая кинетика — учение о скоростях и механизме химических превращений

Учение о химических процессах, к которым относятся и процессы горения, подразделяется на два основных раздела — химическую статику и химическую динамику, или кинетику.

Химическая статика рассматривает вопросы о том, в каких соотношениях вступают в соединения те или иные исходные вещества, каков состав получающихся продуктов реакции, каков энергетический баланс химического превращения. Ответ на эти вопросы дают законы химической статики: закон сохранения массы, закон простых кратных соотношений, учение о химических равновесиях.

Всякое химическое превращение связано или с поглощением тепла (эндотермические реакции), или с его выделением (экзотермические реакции). В соответствии с этим химическое уравнение для реакции соединения, например, двух веществ  $A_p$  и  $B_p$  с образованием конечных продуктов реакции  $M_p$  и  $N_p$  (так называемое стехиометрическое уравнение) может быть записано в следующем виде:



Величины  $v_a$ ,  $v_b$ ,  $v_m$ ,  $v_n$ , называемые стехиометрическими коэффициентами реакции, пропорциональны числам молей расходуемых в данной реакции и образующихся веществ. В газовых реакциях стехиометрические коэффициенты пропорциональны объемам реагирующих веществ и продуктов реакции или их парциальным давлениям.

Величина  $Q$  — тепловой эффект реакции; знак «+» означает, что реакция экзотермическая, знак «—» отвечает эндотермической реакции; знак  $\rightleftharpoons$  означает, что химические реакции могут идти как в прямом, так и в обратном направлениях.

По истечении некоторого времени наступает равновесие, отвечающее определенным соотношениям между концентрациями исходных веществ, конечных продуктов реакции и промежуточных соединений.

Эти соотношения зависят от относительных скоростей прямых и обратных реакций и изменяются с изменением температуры и концентрации реагирующих веществ в объеме. При этом общий (конечный) тепловой эффект реакции, отвечающий достижению равновесия, представляет собой разность тепловых эффектов прямой и обратной реакций:  $Q = q' - q''$ . При умеренных температурах значения  $q''$  обычно весьма малы и поэтому их можно не учитывать. Однако при высоких температурах, например,

температурах конца горения ( $2000^{\circ}\text{C}$  и выше), обратные реакции разложения (диссоциации) образующихся соединений и исходных веществ (до атомарного состояния) могут существенным образом влиять на общий тепловой эффект реакции, снижая температуру пламени.

Основанное на законах термодинамики учение о химических равновесиях позволяет точно рассчитать конечный состав продуктов горения и так называемую теоретическую температуру горения. Однако химическая статика совершенно не касается вопроса о том, с какими скоростями совершаются те или иные химические превращения и по прошествии какого времени наступает равновесие.

Вопрос о скоростях химических реакций — предмет химической кинетики. Химическая кинетика — относительно молодая наука; ее зарождение относится к работам Вант-Гоффа (1885 г.) и Сванте-Аррениуса (1889 г.). Первоначально вопрос сводился к установлению общих законов, управляющих скоростями образования конечных продуктов реакции или же расходования исходных веществ. Механизм химического превращения при этом рассматривался формально, как происходящий в результате прямого взаимодействия между собой молекул исходных веществ в соответствии со стехиометрическим уравнением реакции. Такое направление в химической кинетике принято называть формальной кинетикой.

Новейшая кинетика стремится детально рассмотреть самую сущность химических процессов — элементарные акты реакции. Основой современной химической кинетики является теория цепных реакций.

Однако основные законы формальной кинетики не утратили своего значения и во многих случаях оказываются вполне применимыми. Это объясняется тем, что отдельные элементарные акты сложной цепной реакции, включающей в себя ряд последовательных стадий, а нередко и несколько параллельных процессов, с достаточной точностью подчиняются простейшим формально-кинетическим зависимостям. При этом, как правило, скорость сложной реакции лимитируется наиболее медленной скоростью одной из стадий, в связи с чем вся реакция в целом следует кинетической зависимости, отвечающей лимитирующей стадии. Но такое положение сохраняется лишь до тех пор, пока значение отдельных стадий в общем течении реакции остается неизменным. Если их относительное значение изменится, например, вследствие перехода реагирующей системы в другую область температур в результате выделяющейся в ходе реакции теплоты или же вследствие образования активных промежуточных продуктов, и лимитирующей оказывается другая элементарная стадия, то кинетическая зависимость для реакции в целом может резко измениться.

Наличие подобных, нередко очень сложных зависимостей скоростей химических реакций от температуры типично для пред-

пламенных окислительных процессов углеводородовоздушных смесей, т. е. для реакций, предшествующих самовоспламенению и возникновению детонации. Реакции в пламенах, в основном идущие при высоких температурах, близких к конечным температурам горения, несмотря на их сложный цепной характер, как правило, достаточно хорошо подчиняются классическим законам формальной кинетики. При изучении сгорания в двигателях, включающего в себя как процессы воспламенения, так и процессы собственно горения (распространения пламени), в равной мере необходимо знание как законов формальной кинетики, так и основных закономерностей, относящихся к развитию цепных и автокаталитических реакций.

Скорость химической реакции определяется изменением во времени концентрации реагирующих веществ или образующихся продуктов реакции. Концентрация как правило измеряется либо числом молей данного вещества  $\nu$  в единице объема газа  $V$ , т. е.,

$$C = \frac{\nu}{V},$$

либо числом молекул в единице объема

$$Z = CN_A.$$

Число Авогадро  $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$  молекул в моле или  $2,69 \cdot 10^{19}$  молекул в  $1 \text{ см}^3$  газа при температуре  $0^\circ \text{C}$  и давлении 760 мм рт. ст.

Иногда концентрацию измеряют количеством данного вещества в единице объема в граммах, т. е. его плотностью или парциальным давлением  $p = CRT = \frac{\rho}{M} RT$ .

Скорость реакции может быть выражена через изменение во времени концентрации любого из исходных веществ или продуктов реакции. Если измеряется уменьшение концентрации какого-либо из исходных веществ, то скорость реакции в рассматриваемый момент времени

$$w = - \frac{dc}{d\tau}. \quad (1)$$

Знак « $\leftarrow$ » означает, что концентрация  $C$  убывает; скорость же реакции — всегда величина положительная.

Если измеряется концентрация какого-либо из образующихся веществ  $C'$ , то

$$w' = \frac{dc'}{d\tau}.$$

При изучении процессов горения скорость реакции обычно выражают через скорость расходования горючего, принимая ее пропорциональной скорости тепловыделения, т. е. предполагая полное завершение сгорания доли израсходованного топлива. Во многих случаях подобное предположение допустимо, однако



нужно учитывать, что в предпламенных процессах реакции в значительной своей части идут не до конца, и процесс ограничивается образованием тех или иных промежуточных продуктов (перекисей, альдегидов, спиртов, кетонов, окиси углерода), и поэтому тепловыделение оказывается неполным. При сгорании обогащенных смесей скорость реакции относят к доле израсходованного воздуха.

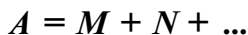
Скорость реакции зависит как от химических, так и от физических свойств реагирующих веществ, от их концентрации в объеме, от температуры и ряда других факторов, например от состояния поверхности стенок реактора, наличия в объеме или на стенках тех или иных катализирующих или, наоборот, ингибирующих (подавляющих) процесс промежуточных продуктов реакции.

При теоретическом рассмотрении процессов горения задачу обычно упрощают, предполагая, что скорость реакции зависит только от свойств горючей смеси, от ее температуры и концентрации исходных веществ и не зависит от концентрации промежуточных и конечных продуктов реакции. Такое предположение облегчает возможности математического описания процесса, но дает приближенные решения. Область применения этих решений ограничивается процессами, в которых влияние положительного или отрицательного катализа промежуточными продуктами реакции относительно невелико.

## § 2. Основные положения и законы формальной кинетики

**Закон действующих масс, порядок реакции.** Зависимость скорости реакции от концентрации исходных веществ при неизменной температуре определяется законом действующих масс. По этому закону скорость реакции однозначно связана с концентрацией исходных реагирующих веществ, хотя эта связь различна для реакций разных порядков.

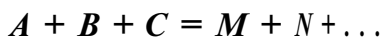
По терминологии, введенной Вант-Гоффом (1884 г.), порядок реакции определяется числом участвующих в ней исходных компонентов. Реакцию разложения одного какого-либо вещества  $A$  на несколько более простых веществ называют реакцией первого порядка или мономолекулярной:



Если в реакции одновременно участвуют два исходных компонента, то реакция называется реакцией второго порядка, или бимолекулярной:



Наконец, когда исходных веществ три, то реакция называется реакцией третьего порядка, или тримолекулярной:



При этом предполагается, что самый акт реакции совершается в результате одновременного соударения двух ( $A, B$ ) или трех молекул исходных веществ ( $A, B, C$ ). Реакции более высоких порядков практически невозможны, так как вероятность одновременного столкновения между собой более чем трех разноименных молекул исчезающе мала.

Для приведенных реакций трех типов закон действующих масс позволяет написать следующие кинетические уравнения. Если концентрации исходных веществ (в молях в единице объема) обозначить через  $C_a, C_b, C_c$ , а концентрации образующихся веществ соответственно через  $C_1, C_2$ , то для мономолекулярной реакции

$$\frac{dC_a}{d\tau} = -KC_a, \text{ или } \frac{dC_1}{d\tau} = K'C_a, \text{ или } \frac{dC_2}{d\tau} = K''C_a, \quad (2)$$

где  $K, K', K''$  и т. д. — константы скорости реакции, которые связаны с видом стехиометрического уравнения и могут быть численно различными; они значительно изменяются с температурой.

Для бимолекулярной реакции

$$\frac{dC_1}{d\tau} = KC_aC_b. \quad (3)$$

Для тримолекулярной реакции

$$\frac{dC_1}{d\tau} = KC_aC_bC_c. \quad (4)$$

Подобные зависимости скоростей реакций различных порядков от концентрации исходных веществ вытекают из кинетической теории газов и определяются вероятностью столкновения между собой реагирующих молекул. При прочих равных условиях число столкновений одинаковых молекул пропорционально общему их числу в единице объема. Если в реакции участвуют молекулы нескольких веществ, то вероятность столкновения разноименных молекул пропорциональна произведению чисел молекул каждого вещества<sup>1</sup>.

**Влияние давления на скорость реакции.** Если температура остается неизменной и состав исходной газовой смеси задан, то

<sup>1</sup> Для мономолекулярных реакций вопрос несколько сложнее. По смыслу мономолекулярности процесс распада молекул не должен быть связан с их соударениями, так как наличие столкновений приведет к бимолекулярным зависимостям. Для того чтобы реакция была мономолекулярной, распад молекул должен происходить самопроизвольно (спонтанно). По Хиншельвуду, источником энергии, необходимой для распада, являются внутримолекулярные движения (колебательные, вращательные и др.). В результате соударений молекул в некоторых из них может накопиться энергия, превышающая критическую величину, и эти молекулы могут спонтанно распадаться раньше, чем они рассеют свою энергию на другие соударения. Если распад частично будет происходить в процессе самих столкновений, то эффективный порядок реакции будет находиться между первым и вторым.

абсолютные концентрации каждого из исходных веществ пропорциональны общему начальному давлению смеси  $C_a \sim p_0$ ,  $C_b \sim p_0$  и т. д. Поэтому абсолютная скорость реакции, оцениваемая числом молекул, расходуемых или же образующихся в единицу времени, выражается в следующем виде:

для мономолекулярной реакции

$$\frac{dC_1}{d\tau} = KC_a = K'p_0;$$

для бимолекулярно  $\frac{dC_1}{d\tau} = KC_a C_b = K'p_0^2;$

для тримолекулярной реакции

т. е. для реакции  $n$ -го порядка зависимость абсолютной скорости от давления определяется

$$\omega_{\text{абс}} = \frac{dC}{d\tau} = Kp_0^n. \quad (5)$$

Если же скорость реакции выражать не через абсолютные, а через относительные изменения концентраций того или иного вещества во времени, или оценивать скорость реакции по относительному изменению температуры или давления, как это обычно делается в экспериментальных исследованиях, а именно:

$$\omega_{\text{отн}} = \frac{\Delta C}{C \Delta \tau} \sim \frac{\Delta T}{T \Delta \tau}; \quad \text{при } V = \text{const } \omega_{\text{отн}} \sim \frac{\Delta p}{p_0 \Delta \tau},$$

то зависимости относительных скоростей реакции от давления приобретают иной вид.

В связи с тем, что количество выделяющейся (или поглощаемой) в ходе реакции теплоты пропорционально ее абсолютной скорости:  $Q \sim Kp_0^n$ , расход же теплоты на нагревание (или охлаждение) смеси пропорционален общему числу молекул, т. е. давлению  $p_0$ , зависимость скоростей изменения температур и давлений от общего давления реагирующей смеси приобретает вид

$$\omega_{\text{отн}} = Kp_0^{n-1}, \quad (6)$$

где  $n$  — порядок реакции.

Следовательно, относительная скорость мономолекулярной реакции не зависит от давления, бимолекулярной — пропорциональна давлению, тримолекулярной — пропорциональна квадрату Давления.

Экспериментально получаемые зависимости скоростей химических реакций от давления (при неизменных температуре и составе смеси) позволяют судить о порядке реакции — одной из важных кинетических характеристик реагирующей системы. При

этом лишь небольшое число простейших реакций имеет порядок, характеризуемый целыми числами ( $N = 1, 2, 3$ ); в большинстве же случаев получаемый из опыта порядок реакции бывает дробным.

Помимо отмеченной возможности получения порядка реакции  $1 < n < 2$  за счет одновременного сочетания моно- и бимолекулярного механизмов распада дробный порядок реакции может быть результатом сложного течения реакции, включающей в себя ряд элементарных стадий, каждая из которых имеет свой порядок. В зависимости от относительного значения этих стадий могут получаться любые промежуточные значения показателя  $n$  для всей реакции в целом.

**Влияние температуры на скорость реакции.** Как правило, скорости химических реакций значительно возрастают с повышением температуры. Зависимость константы скорости реакции от температуры (а соответственно и скорости реакции при неизменной концентрации реагирующих веществ) описывается экспоненциальным законом, называемым законом Аррениуса:

$$K = \text{const} e^{-E/RT}, \quad (7)$$

где  $E$  — энергия активации, постоянная для данной реагирующей системы величина, Дж/(г·моль);  $R$  — газовая постоянная;  $R = 8,3$  Дж/(г·моль<sup>0</sup>С); [ $\sim 2$  кал/(г·моль<sup>0</sup>С)];  $T$  — абсолютная температура.

Закон Аррениуса, так же как и закон действующих масс, вытекает из газокинетических соотношений. Предполагается, что элементарный акт реакции происходит в результате прямого соударения двух или большего числа молекул причем молекулы вступают в реакцию лишь в том случае, если кинетическая энергия соударения превышает некоторую величину  $E$ , требуемую для разрыва или, по меньшей мере, для существенного ослабления внутримолекулярных связей (сил сцепления между атомами).

Так как энергия разрыва внутримолекулярных связей весьма значительна<sup>1</sup>, то реакция возможна лишь при столкновении между собой весьма «активных» молекул суммарная энергия которых превосходит энергию активации  $E$ .

Вследствие статического характера распределения молекул по энергиям их теплового движения в газе всегда присутствуют, хотя и в очень небольших количествах молекулы с энергиями, существенно превышающими средние их значения, отвечающие

<sup>1</sup> Для двухатомных молекул  $O_2$  и  $H_2$  энергии разрыва превышают 400 Дж/(г·моль), для углеводородных молекул колеблются в пределах 250—350 Дж/(г·моль), что во много раз превышает среднюю кинетическую энергию теплового движения молекул, составляющую 12—20 Дж/моль при температуре 1300 К.

Рис. 1. Примерный характер распределения молекул по энергиям их теплового движения

данной температуре. Число таких молекул, обладающих энергиями, большими величины  $E$ ,

$$z_E = z_0 e^{-E/RT},$$

где  $z_0$ —общее число молекул.

Формула (7) означает, что возможность реакции определяется только крайней правой «хвостовой» частью кривой распределения (рис. 1). Например, при  $E = 16,8 \times 10^4$  Дж/(г\*моль) относительная доля молекул, способных вступить в реакцию при температуре 500 К;

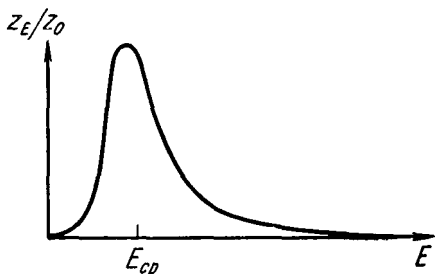
$$\frac{z_E}{z_0} = e^{-\frac{168000}{8,3 \cdot 500}} = e^{-40} \approx 4,0 \cdot 10^{-18}.$$

При повышении температуры доля активных молекул с энергиями, большими  $E$ , быстро увеличивается, что приводит к значительному возрастанию скорости реакции. Зависимость скоростей химических реакций от температуры выражена тем резче, чем выше энергия активации и ниже температура. Так, например, при том же значении  $E = 16,8 \cdot 10^4$  Дж/(г\*моль) повышение температуры от 500 до 550 К приводит согласно формуле (7) к увеличению скорости реакции в 40 раз, а повышение температуры от 1000 до 1050 К увеличит скорость реакции только в 2,8 раза. При значении  $E = 83000$  Дж/(г\*моль) такое же повышение температуры от 500 до 550 К и от 1000 до 1050 К вызовет увеличение скорости реакции соответственно в 7,9 и 1,6 раза. Наоборот, снижение температуры приводит к настолько резкому замедлению реакции, что даже весьма активные горючие смеси могут храниться в течение практически неограниченно долгого времени, не претерпевая каких-либо химических превращений. Если при  $T' = 500$  К в течение 1 с реагирует 10% молекул, то при  $T'' = 300$  К, принимая  $E = 168\,000$  Дж/(г\*моль), скорость реакции будет ме

$$e^{-\frac{E(T'-T'')}{RT'T''}} = e^{-\frac{168000 \cdot 200}{8,3 \cdot 500 \cdot 300}} = e^{-27} = 5 \cdot 10^{11} \text{ раз.}$$

Соответственно для превращения тех же 10 % исходного вещества в конечные продукты реакции потребуется около 15 тыс. лет.

Закон Аррениуса, как правило, достаточно хорошо подтверждается на практике не только для простых реакций, но и для сложных многостадийных цепных реакций, обладающих дробным порядком. Зависимость скорости сложной реакции от тем-



пературы определяется либо энергией активации элементарной реакции, лимитирующей процесс, либо некоторой комбинацией энергий активации отдельных элементарных стадий. В таких случаях эту величину следует рассматривать, как некоторую среднюю эффективную энергию активации ( $E_{эфф}$ ), характеризующую итоговую зависимость скорости сложного химического процесса от температуры.

Экспоненциальная зависимость скоростей большинства химических реакций от температуры имеет важное значение для понимания особенностей процессов горения, обычно сопровождающихся значительным повышением температуры, приводящим к огромному самоускорению реакции в ходе процесса.

Следует, однако, отметить, что процессы предпламенного окисления, предшествующие самовоспламенению углеводородо-воздушных смесей, нередко характеризуются весьма существенными отклонениями от закона Аррениуса, вплоть до появления отрицательной температурной зависимости скорости реакции в целом в некотором диапазоне изменения температуры. Подобные отклонения от закона Аррениуса имеют существенное значение при анализе явлений самовоспламенения и возникновения детонации в двигателях (см. §§ 6, 2 0 ) . '

Общие формально-кинетические зависимости скоростей реакций от температуры, давления и изменения концентрации. Комбинируя зависимости скорости реакции от концентрации по закону действующих масс и от температуры по закону Аррениуса, получаем следующее выражение для абсолютной скорости мономолекулярной реакции:

$$\omega_1 = A e^{-E/RT} z, \quad (8)$$

где  $z$  — число молекул в единице объема;  $A$  — постоянный множитель, называемый предэкспонентом.

Для мономолекулярных реакций численное значение предэкспонента близко к частоте собственных колебаний молекул ( $10^{13} - 10^{14}$  1/с). Это согласуется с представлениями о том, что мономолекулярный распад происходит в результате возбуждения внутримолекулярных колебаний с амплитудой выше некоторого критического значения (см. примечание на стр. 18).

Для бимолекулярной реакции

$$\omega_2 = \omega z_2 e^{-E/RT}, \quad (9)$$

где  $z_2$  — общее число двойных соударений молекул в единицу времени;  $\omega < 1$  — стерический фактор, зависящий от пространственной конфигурации молекул; он характеризует вероятность вступления в реакцию сталкивающихся молекул, обладающих энергией, равной или большей  $E$ .

Общее число двойных соударений  $z_2 \sim C_a C_b$ , где  $C_a$  и  $C_b$  — концентрации реагентов. В то же время  $z_2 \sim u \sim T^{1/2}$  ( $u$  — сред-

ная скорость молекул), т. е. зависимость скорости бимолекулярной реакции от температуры и концентрации равна

$$\omega_2 = \text{const } T^{0,5} e^{-E/RT} C_a C_b. \quad (10)$$

С учетом того, что при прочих равных условиях концентрации пропорциональны давлению газовой смеси и обратно пропорциональны ее температуре, совместное влияние температуры и давления на абсолютную скорость реакции  $n$ -го порядка при неизменном составе смеси может быть записано в виде

$$\omega_n = \frac{dc}{d\tau} = \text{const } \frac{p^n}{T^{n-0,5}} e^{-E/RT}. \quad (И)$$

При достаточно высоких значениях энергии активации, характерных для большинства реакций горения ( $E > 80\,000$  Дж/(г\*моль), экспоненциальная зависимость скорости реакции от температуры настолько велика, что поправкой, вносимой членом  $T^{n-0,5}$ , можно пренебречь и пользоваться в расчетах более простыми зависимостями:

$$\omega_{\text{абс}} = A p^n e^{-E/RT}; \quad \omega_{\text{отн}} = A' p^{n-1} e^{-E/RT}. \quad (12)$$

Постоянный множитель  $A$  характеризует зависимость скорости реакции от свойств смеси, а также от относительной концентрации в ней реагентов.

До сих пор мы рассматривали зависимости скоростей реакции от концентраций, принимая последние неизменными, что допустимо лишь на самых ранних этапах реакции, так как в ходе реакции происходит непрерывное изменение концентраций: количество исходных веществ уменьшается, количество продуктов реакции увеличивается. Если  $C_0$  — начальная концентрация какого-либо из исходных веществ, например горючего, а  $x$  — количество израсходованного горючего в какой-либо момент времени в ходе реакции, то оставшаяся концентрация равна  $C_0 - x$ . Соответственно абсолютная скорость реакции в любой момент времени будет определяться выражением

$$\omega_{\text{абс}} = - \frac{dx}{d\tau} = A (C_0 - x)^n e^{-E/RT}, \quad (13)$$

где  $T$  — текущая температура, изменяющаяся в ходе реакции.

Принимая теплоемкости исходной смеси и продуктов реакции одинаковыми и не зависящими от температуры, можно считать, что изменение температуры в ходе реакции пропорционально доле сгоревшего топлива  $x$ :

$$\frac{x}{C_0} = \frac{T - T_0}{T_z - T_0},$$

где  $T_z$  — максимальная температура, достигаемая при полном сгорании, т. е. при  $x = C_0$ .

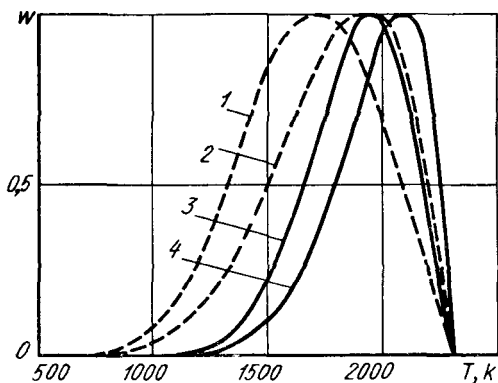


Рис. 2. Изменение относительных скоростей простых реакций по мере выгорания топлива и соответственно повышения температуры реагирующей смеси (в отсутствие теплопотерь) при различных значениях энергии активации и показателя порядка реакции:

1 —  $E = 8,3 \cdot 10^4$  Дж/(г·моль),  $n = 2$ , 2 —  $E = 16,6 \cdot 10^4$  Дж/(г·моль),  $n = 2$ , 3 —  $E = 8,3 \cdot 10^4$  Дж/(г·моль),  $n = 1$ ; 4 —  $E = 16,6 \cdot 10^4$  Дж/(г·моль),  $n = 1$

Тогда

$$C_0 - x = C_0 \frac{T_z - T}{T_z - T_0}.$$

Подставляя эту величину в выражение (13), получим

$$\omega_{\text{абс}} = K (T_z - T)^n e^{-E/RT}, \quad (14)$$

где  $K = A \left( \frac{C_0}{T_z - T_0} \right)^n$  — постоянная величина.

На рис. 2 представлены кривые  $\omega = f(T)$ , отвечающие выражению (14) при различных значениях энергии активации  $E$  и показателей порядка реакции  $n$ . Видно, что скорость реакции остается низкой до некоторых значений температуры, тем больших, чем выше значение  $E$ , затем быстро увеличивается и снова быстро уменьшается по мере приближения к полному выгоранию. Максимум скорости реакции отвечает тем большим температурам, чем выше значение  $E$  и ниже показатель  $n$ .

### § 3. Цепные реакции

Наблюдения над развитием химических процессов показали, что для объяснения истинного механизма химических превращений недостаточно формально-кинетических представлений. Исходя из этих представлений невозможно объяснить сильно ускоряющее или, наоборот, тормозящее действие на реакции ничтожных количеств примесей некоторых веществ. Нельзя дать объяснения механизму фотохимических реакций, идущих под действием света и не требующих предварительного разогрева. Оставались непонятными нередко наблюдаемые исключительно высокие скорости мономолекулярных реакций, например разложения взрывчатых веществ.



На смену старым пришли новые представления о цепном механизме подавляющего большинства химических реакций, согласно которым исходные вещества превращаются в конечные продукты не непосредственно в результате прямых соударений молекул, а с образованием ряда промежуточных продуктов. Определяющее значение в развитии цепной реакции имеют особые активные частицы, легко вступающие в соединение с исходными или промежуточными продуктами, почти не требуя дополнительной активации. В результате указанных реакций получают конечные продукты и одновременно вновь образуется некоторое количество таких же или других активных частиц, которые снова вступают в реакции и таким образом опять возобновляют цепь превращений и т. д.

Цикл будет повторяться до тех пор, пока не прекратится воссоздание активных частиц, т. е. не наступит так называемый обрыв цепи, который связан с попаданием активных частиц на стенки реактора, с их соударениями между собой или с молекулами инертных примесей.

Ведущая роль в разработке теории цепных реакций и в детальных исследованиях их механизма принадлежит советским ученым во главе с акад. Н. Н. Семеновым, которые доказали, что в большинстве случаев активные частицы — это радикалы, т. е. атомы или осколки молекул с незамещенными свободными валентностями. Такие частицы вступают в реакции с молекулами исходных или промежуточных веществ при соударениях с ними, без необходимости преодоления значительных энергетических барьеров<sup>1</sup>.

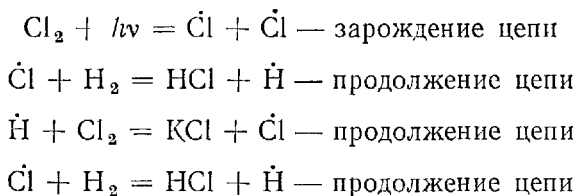
Если в результате элементарного акта активной частицы с какой-либо молекулой воссоздается лишь одна активная частица,

<sup>1</sup> Наибольшее значение имеют так называемые монорадикалы, обладающие нечетным числом электронов на внешней орбите и соответственно одной свободной валентностью. К ним относятся атомы  $\dot{H}$ ,  $\dot{Cl}$ ,  $\dot{I}$ , радикалы  $\dot{O}H$ ,  $\dot{O}H_2$ ,  $\dot{C}H_2$ ,  $C_2\dot{H}_5$  и т. п. (свободная валентность условно обозначается точкой). Когда монорадикал вступает в реакцию со стабильными молекулами, всегда имеющими четное число электронов, то и после реакции общее число электронов продолжает оставаться нечетным. Это означает, что одно из образующихся в итоге такой реакции соединений снова будет обладать свойствами монорадикала, т. е. происходит воссоздание радикала взамен вступившего в реакцию.

Существуют также бирадикалы с двумя незамещенными валентностями. К ним относятся атомы  $\dot{O}$ ,  $\dot{S}$ ,  $\dot{Cl}$ , молекулы  $CH_2$ ,  $SO$  и ряд других более сложных атомов и молекул, когда они находятся в валентно-активном состоянии. Число внешних электронов при этом остается четным, и наличие свободных валентностей определяется несимметричностью электронного облака ( $\dot{O}$ ,  $\dot{C}H_2$ ). Важнейшим свойством бирадикалов является их способность при реакции с насыщенными молекулами создавать два новых монорадикала, т. е. вызывать разветвление цепи. Например  $\dot{O} + H_2 = \dot{O}H + \dot{H}$ ;  $\dot{C}H_2 + CH_4 = \dot{C}H_3 + \dot{C}H_3$ . В то же время бирадикалы могут легко утрачивать свои свободные валентности, когда электронное облако становится симметричным. В связи с этим бирадикальная цепь легче обрывается, чем монорадикальная.

то имеет место простое продолжение цепи. Такую цепную реакцию называют неразветвленной. Если же в итоге элементарного акта реакции одной активной частицы возникают две или большее число новых активных частиц, то имеет место так называемое разветвление цепи.

Простейшим примером неразветвленной цепной реакции служит фотохимическая реакция соединения водорода с хлором. При поглощении одного кванта света  $h\nu$  молекулой хлора последняя распадается на два активных атома хлора, каждый из которых, вступая в реакцию с молекулами водорода, создает цепь последовательных реакций, сопровождающихся чередованием активных частиц  $\dot{\text{Cl}}$  и  $\dot{\text{H}}$ . Общая схема этой реакции может быть представлена в следующем виде:

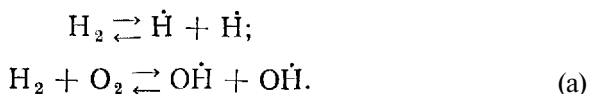


и так далее.

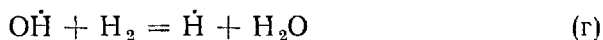
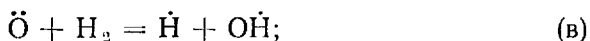
Опыт показывает, что на один поглощенный квант света образуется до  $10^6$  молекул HCl; это соответствует средней длине цепи до 500 тыс. двойных звеньев. Обрыв цепи может происходить при столкновении между собой двух активных частиц, например  $\dot{\text{H}} + \dot{\text{H}} = \text{H}_2$ ;  $\dot{\text{Cl}} + \dot{\text{Cl}} = \text{Cl}_2$ ;  $\dot{\text{H}} + \dot{\text{Cl}} = \text{HCl}$ , а также при адсорбировании активных частиц стенками. Длина цепи тем больше, чем меньше относительная вероятность актов обрыва по сравнению с вероятностью элементарных актов ее продолжения.

Для фотохимической реакции  $\text{Cl}_2 + \text{CO} = \text{COCl}_2$  длина цепи значительно короче — до 1000 звеньев. Реакция  $\text{SO}_2 + \text{O} = \text{SO}_3$  дает всего лишь два—три звена.

Типичным примером сильно разветвленной и поэтому крайне быстрой цепной реакции является соединение водорода с кислородом — взрыв так называемого гремучего газа, отвечающий стехиометрическому уравнению:  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 = 2\text{H}_2\text{O}$ . Установлено, что эта реакция развивается по приведенной ниже цепной схеме, где начальный акт реакции представляет собой или процесс термической диссоциации молекулы водорода на два атома  $\dot{\text{H}}$ , или образование двух радикалов  $\text{OH}$  в результате столкновения молекул водорода и кислорода, обладающих достаточно высокими кинетическими энергиями:



Далее следует серия отдельных элементарных актов с участием монарадикалов  $\dot{H}$  и  $O\dot{H}$  и образующихся в ходе реакции бирадикалов  $\ddot{O}$ :



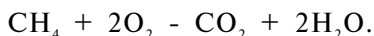
и так далее.

При этом реакция (г) повторяется дважды в соответствии с образованием двух радикалов  $O\dot{H}$  в реакциях (б) и (в). В итоге указанного цикла превращений, инициированного одним атомом  $\dot{H}$ , образуются две молекулы воды и три атома  $\dot{H}$ , которые могут дать начало трем новым аналогичным циклам. Одновременно также идут и другие реакции, но их значение в общем развитии процесса менее существенно.

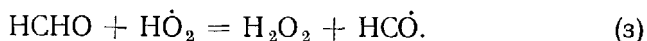
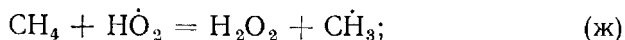
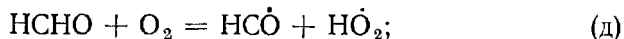
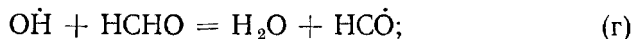
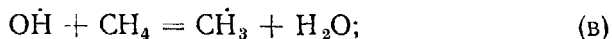
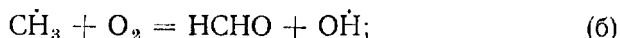
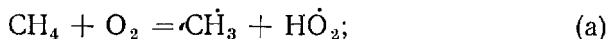
Окисление и горение углеводородов также развиваются по типу цепной реакции, причем чем сложнее молекула углеводорода, тем большее число элементарных актов составляет цепь, образуется большее число различных промежуточных продуктов, которые могут влиять на развитие реакции как положительным, так и отрицательным образом.

В качестве иллюстрации рассмотрим окисление простейшего углеводорода — метана  $CH_4$ , являющегося основным компонентом природных горючих газов.

Реакция отвечает следующему стехиометрическому уравнению:



На основании анализа экспериментального материала по окислению метана Н. Н. Семенов в 1958 г. предложил следующую радикально-цепную схему этого процесса [68]:

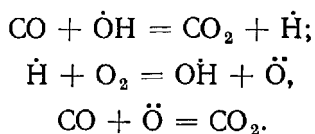


Цепная реакция начинается с образования в результате активного соударения молекул метана и кислорода (обладающих доста-

точно высокими кинетическими энергиями) двух радикалов:  $\text{СН}_3\dot{\text{Н}}$  и  $\text{НО}_2\dot{\text{О}}$ . В последующих элементарных актах принимают участие образующиеся в ходе реакции радикалы  $\text{ОН}\dot{\text{Н}}$  и  $\text{НСО}\dot{\text{О}}$  и относительно стабильные промежуточные продукты  $\text{НСНО}$  (формальдегид) и  $\text{Н}_2\text{О}_2$  (перекись водорода).

Реакция окисления метана относится к числу слабо разветвленных реакций: два радикала образуются лишь в элементарной реакции (д), в то время как во всех остальных имеет место простое продолжение цепи. Этим объясняется относительно медленное и спокойное, без взрыва, горение метана, который является стойким против детонации в двигателях.

Образующаяся в ходе элементарной реакции (е) окись углерода сгорает по следующей схеме:



Отсюда следует, что для горения окиси углерода необходимо присутствие радикалов  $\text{ОН}$ , которые могут образовываться только тогда, когда в смеси  $\text{СО}$  с кислородом или воздухом содержатся водород или пары воды. опыты показывают, что при отсутствии паров воды смесь  $\text{СО}$  с кислородом воспламеняется с трудом лишь при очень высоких начальных температурах.

Скорости цепных реакций. Скорость неразветвленной цепной реакции определяется числом возникающих в единицу времени новых активных центров  $a'$  и средней длиной цепи  $\gamma$ . Последняя зависит от отношения вероятностей элементарных актов продолжения и обрыва цепи<sup>1</sup>.

В естественных условиях обычно скорость зарождения активных центров  $\frac{dC_{a'}}{d\tau}$  определяется термической диссоциацией и выражается простой кинетической зависимостью

$$\frac{dC_{a'}}{d\tau} = Ap^n e^{-E/RT}.$$

В соответствии с этим общая скорость неразветвленной цепной реакции, выраженная через изменение концентрации какого-

<sup>1</sup> В связи с тем, что большое значение в обрыве цепей имеет дезактивизация активных центров при их соударении со стенками, цепные реакции очень замедляются в сосудах малых размеров. Их скорость легко может быть снижена до нуля при заполнении сосуда соответствующей пористой массой, что широко используется в практике. Так, например, жидкий ацетилен может долгое время храниться при давлениях 1,5—2,0 МПа в баллонах, заполненных инфузальной землей или пенопластом, в то время как в таком же баллоне без наполнителя ацетилен разлагается при давлении  $>0,1$  МПа (при температуре 20° С).

либо из исходных реагирующих веществ, например горючего, равна произведению  $\frac{dC_{a'}}{d\tau} \gamma$

или

$$w = \frac{dC}{d\tau} = -A\gamma p^n e^{-E/RT}. \quad (15)$$

Это означает, что зависимость скорости неразветвленной цепной реакции от температуры и давления аналогична зависимостям (12) для простых реакций. Отличие состоит лишь в том, что прежние представления о реагировании в результате прямого взаимодействия термически активированных молекул с энергией соударения, превышающей некоторую величину  $E$  сохраняют силу лишь применительно к начальному акту зарождения активных центров. Дальнейшие превращения осуществляются по многостадийному цепному механизму, причем общая скорость реакции превышает скорость зарождения активных центров в  $\gamma$  раз.

С того момента, когда реагирующая система будет поставлена в заданные условия, например быстро нагрета до определенной температуры  $T$ , скорость неразветвленной цепной реакции приобретает свое максимальное значение. Если с течением времени температура будет сохраняться неизменной, то скорость реакции будет постепенно уменьшаться в соответствии с падением концентрации исходных реагирующих веществ по тому же закону, что и скорость нецепной реакции [по формуле (14)].

В случае разветвленной цепной реакции скорость химического превращения будет прогрессивно увеличиваться в соответствии с возрастанием числа активных центров в результате разветвления цепей в ходе реакции. Реакция приобретает так называемый автокаталитический характер и в начальной фазе, когда изменение концентрации исходных веществ еще невелико и им можно пренебречь, скорость реакции изменяется во времени по экспоненциальному закону:

$$\frac{dC_a}{d\tau} = A e^{\varphi\tau}, \quad (16)$$

где  $\tau$  — время, отсчитываемое от начала реакции;  $\varphi$  — коэффициент в значении константы скорости разветвленной цепной реакции; величина этого коэффициента зависит от соотношения вероятностей продолжения, разветвления и обрыва цепей.

Если  $\varphi > 1$ , то начальная скорость разветвленной цепной реакции может быть ничтожно малой, но с течением времени она прогрессивно увеличивается и достигает больших значений. Пределы возможных скоростей реакции, с одной стороны, определяются непрерывным уменьшением (до нуля к концу реакции) концентрации исходных веществ, а с другой стороны, возрастанием вероятности так называемого квадратичного обрыва цепей

вследствие рекомбинации активных центров по мере увеличения их концентрации в реагирующей смеси. По аналогии с зависимостью скорости бимолекулярной реакции от концентрации реагентов [формула (3)] выражение для скорости рекомбинации радикалов в результате их взаимных соударений можно записать в виде

$$\sim \frac{dC_{a'}}{d\tau} \sim (C_{a'})^2, \quad (17)$$

где  $C_{a'}$  — концентрация активных центров.

В результате скорость разветвленной цепной реакции сначала увеличивается по закону  $w \sim e^{\phi\tau}$ , а затем начинает замедляться из-за квадратичного обрыва, стабилизируется на некотором уровне (когда вероятности разветвления и обрыва сравниваются между собой) и далее уменьшается вследствие выгорания исходных веществ.

Примерный характер изменения во времени скоростей неразветвленных и разветвленных цепных реакций при неизменной температуре представлен на рис. 3. Отрезок времени  $\tau_i$ , в течение которого скорость разветвленной цепной реакции оказывается настолько незначительной, что ее практически трудно обнаружить, называют периодом индукции. По окончании этого периода начинается быстрое самоускорение реакции.

Необходимо, однако, еще раз подчеркнуть, что изотермическое протекание процесса практически возможно лишь в случае очень медленных реакций с малым удельным тепловыделением, когда вся выделяющаяся в ходе реакции теплота успевает отводиться в стенки. В подавляющем большинстве случаев окисления и горения выделяющаяся теплота вызывает более или менее существенный саморазогрев реагирующей смеси, который приводит к прогрессивному самоускорению реакции. По закону Аррениуса с ростом температуры возрастают не только скорости простых и неразветвленных цепных реакций, но и разветвленных. Теория и опыт показывают, что величина множителя  $\phi$  в формуле (16) подчиняется за-

висимости  $\phi \sim e^{-E/RT}$

В большинстве случаев такое тепловое самоускорение химических реакций оказывается более существенным, чем цепное.

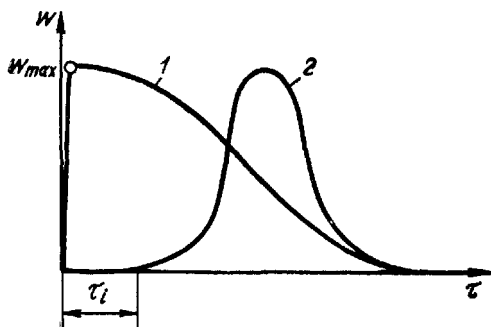


Рис. 3. Изменение во времени скоростей цепных реакций при постоянной температуре:

1 — неразветвленных, 2 — разветвленных

Поэтому при рассмотрении многих задач теории горения можно пользоваться формулами для простых реакций и тогда, когда известно, что реакции развиваются по разветвленному цепному механизму. Но при этом необходимо учитывать, что подобное рассмотрение является приближенным и в ряде случаев может давать результаты, существенно отличающиеся от реальных зависимостей. В основном это имеет место в тех случаях, когда механизм сложной многостадийной реакции в ходе процесса изменяется в связи с повышением температуры, которое вызывает распад тех или иных промежуточных продуктов, влияющих на течение реакции.

## ПРОЦЕССЫ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

Процессы самовоспламенения характеризуются переходом относительно медленного развития предпламенных реакций к очень быстрому химическому превращению, сопровождающемуся возникновением пламени.

Обычно самовоспламенение происходит в результате нарушения равновесия между скоростью тепловыделения в результате химических реакций и скоростью теплоотвода из реагирующей системы в окружающую среду. В итоге нарушения теплового баланса начинается саморазогрев горючей смеси, который приводит к прогрессивному возрастанию скорости реакций. Подобное самовоспламенение принято называть тепловым взрывом. Причиной самоускорения реакций может также быть нарушение равновесия между скоростями разветвления и обрыва цепей. Такое самовоспламенение называется цепным взрывом, который в наиболее чистом виде проявляется при ядерных превращениях. Чаще всего самоускорение химических реакций определяется одновременно обоими факторами — такое самовоспламенение называют цепочно-тепловым.

Так как горючие смеси, обычно используемые в технике, обладают относительно высоким удельным тепловыделением, значение саморазогрева реагирующей смеси в ускорении химических реакций оказывается решающим; поэтому в теории горения обычно ограничиваются рассмотрением только теплового самовоспламенения.

**Теория теплового взрыва.** Известно, что горючие смеси, даже такие активные, как, например, водород с кислородом, могут храниться при умеренных температурах в течение длительного времени без каких-либо заметных изменений в их составе. При повышении температуры смеси может начаться медленное ее окисление, но воспламенения не будет до тех пор, пока температура не превысит некоторого критического значения, при котором начнется быстрый саморазогрев смеси, завершающийся воспламенением. Такое же резкое, как бы скачкообразное изменение скорости реакции получается и при неизменной, достаточно высокой температуре, но при постепенно увеличивающемся давлении смеси.

Количественная математическая теория теплового самовоспламенения была разработана акад. Н. Н. Семеновым в 1928 г. Если горючая газовая смесь находится в камере (бомбе) постоянного объема, имеющей одинаковую температуру стенок  $T_0$ , причем эта температура на протяжении опыта сохраняется неизменной, то при отсутствии какого-либо тепловыделения за счет реакции температура смеси будет равна температуре стенок.



При наличии тепловыделения в результате химических реакций температура газовой смеси поднимается выше температуры стенок. Если считать температуру газа  $T$  одинаковой по всему объему камеры, то скорость тепловыделения за счет химических реакций будет определяться соотношениями (12), т. е.

$$\frac{dQ}{dt} = Ap^n e^{-E/RT} \quad (18)$$

Так как в данном случае рассматриваются лишь самые начальные стадии химического превращения, когда степень выгорания еще мала, то изменениями концентрации в ходе реакции можно пренебречь. Выделяющееся в результате реакции тепло частично идет на повышение температуры реагирующей смеси, частично отводится стенками камеры. Принимая, что отвод тепла осуществляется только за счет теплопроводности газа, и коэффициент теплоотдачи  $\alpha_T$  остается постоянным, получим для скорости теплоотдачи следующее выражение:

$$\frac{dq}{dt} = \alpha_T F (T - T_0), \quad (19)$$

где  $F$  — площадь поверхности стенок.

В координатах  $\frac{dQ}{dt} = f(T)$  выражение (18) для скорости тепловыделения дает экспоненциальную кривую, наклон которой резко возрастает с повышением температуры, тогда как скорость теплоотдачи увеличивается с повышением температуры линейно (рис. 4, а). При увеличении температуры  $T_0$  стенок происходит параллельное смещение прямых теплоотвода вправо (линии 1—3).

Развитие процесса определяется относительным расположением кривой тепловыделения и прямой теплоотвода. Прямая 1, отвечающая низкой температуре стенок  $T_0'$ , пересекается с кривой тепловыделения при температуре  $T_1'$ . Это означает, что после

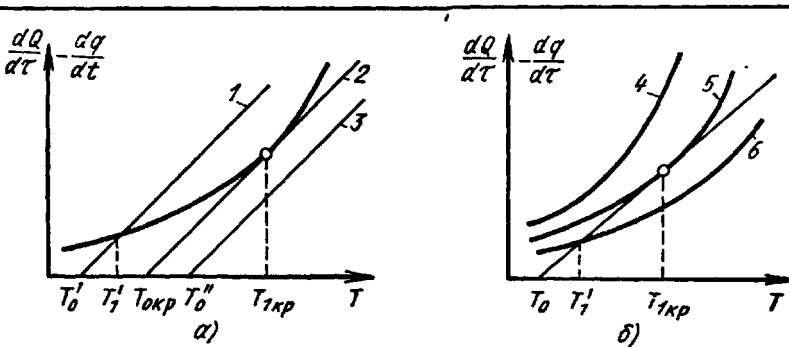


Рис. 4. К определению критических условий теплового взрыва:  
а — при постоянном давлении, б — при постоянной температуре

небольшого повышения температуры реагирующей смеси на величину  $T'_1 - T_0$  дальнейшее ее повышение приведет к тому, что скорость теплоотвода будет превышать скорость тепловыделения, и дальнейший саморазогрев смеси сверх температуры  $T'_1$  окажется невозможным. Единственно устойчивым режимом является медленная реакция при температуре  $T'_1$ .

Если температура стенок настолько велика, что скорость тепловыделения превышает скорость теплоотвода (например, прямая 3, отвечающая начальной температуре  $T_0$ ), то будет происходить непрерывный саморазогрев реагирующей смеси. Это приведет к увеличению скорости химической реакции, что вызовет еще более быстрый саморазогрев и, следовательно, еще более быстрый рост скорости реакции и т. д., т. е. наступит самовоспламенение (взрыв).

Очевидно, что критические условия воспламенения определяются касанием кривой тепловыделения и прямой теплоотвода 2. При этом начальная температура  $T_{окр}$  определяет границу (предел) воспламенения; пока  $T_0 < T_{окр}$ , воспламенение невозможно; когда  $T_0 > T_{окр}$ , оно обязательно произойдет, — стационарный режим более невозможен.

График, приведенный на рис. 4, б, соответствовал условиям воспламенения при постоянном давлении горючей смеси, но различных температурах стенок камеры, а соответственно различных начальных температурах смеси. Аналогичным путем можно рассмотреть изменение условий протекания реакции при неизменной температуре стенок, но различных начальных давлениях газовой смеси (рис. 4, б). При  $T_0 = \text{const}$  скорость тепловыделения увеличивается с ростом давления пропорционально  $p^n$  (с возрастанием  $p_0$  кривые  $\frac{dQ_0}{dt}$  смещается вверх), скорость же кондуктивной теплоотдачи от давления не зависит.

Так же как и в предыдущем случае, при низком давлении (кривая б) возможно лишь медленное развитие реакции при температуре  $T'_1$ , отвечающей точке пересечения кривой тепловыделения с прямой теплоотвода. При высоком давлении (кривая 4) воспламенение обязательно. Критические условия самовоспламенения наступают при давлении  $p_{окр}$ , при котором кривая тепловыделения 5 касается прямой теплоотвода.

Приведенный анализ показывает, что температура самовоспламенения зависит не только от свойств горючей смеси (зависимости скорости реакции от температуры и давления, величины удельного тепловыделения), но и от условий теплоотдачи. Поэтому температура самовоспламенения может сильно изменяться в зависимости от аппаратных условий и не может считаться физико-химической константой данной смеси.

Математически критические условия самовоспламенения определяются условием касания кривой тепловыделения и прямой теплоотвода при температуре  $T_{1кр}$ , что отвечает равенству как

самих значений  $\frac{dQ}{d\tau} = \frac{dq}{d\tau}$ , так и их производных по температуре:

$$\frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{dQ}{d\tau} \right) = \frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{dq}{d\tau} \right).$$

Подставив соответствующее выражение для  $\frac{dQ}{d\tau} = f(T)$  при постоянном давлении и для  $\frac{dq}{d\tau} = f(T)$ , имеем

$$Ae^{-E/RT_1} = \alpha_r F(T - T_0);$$

причем приближенно

$$T - T_0 = T_1 - T_0 = RT_1^2$$

или

$$T_1^2 - \frac{E}{R} T_1 + \frac{E}{R} T_0 = 0,$$

откуда

$$T_1 = \frac{E}{2A} \pm \sqrt{\left(\frac{E}{2R}\right)^2 - \frac{E}{R} T_0}.$$

Знак «+» дает крайне высокие значения  $T_1$  (порядка 10 000 К), не имеющие физического смысла, поэтому следует использовать только знак «минус». Разлагая подкоренное выражение в ряд по формуле бинома Ньютона и отбрасывая члены выше третьего (что приводит к ошибке менее 1%), получим

$$T_{1кр} = T_0 + \frac{RT_0^2}{E}. \quad (20)$$

Это означает, что на границе воспламенения критическое повышение температуры реагирующей смеси, или так называемый ее предвзрывной саморазогрев, равен  $\Delta T = \frac{RT_0^2}{E}$ . Подобное повышение температуры отвечает возрастанию скорости предпламенных реакций в  $e = 2,718$  раза, или на один характеристический интервал.

Соответственно величину  $\frac{RT^2}{E}$  называют в химической кинетике характеристическим интервалом температуры. Очевидно, что величина предвзрывного саморазогрева будет тем большей, чем ниже энергия активации и выше температура; например, при  $E = 120 \cdot 10^3$  Дж/(г-моль) и  $T_0 = 600$  К  $\Delta T = T_1 - T_0 = 24^\circ$  С.

За температуру самовоспламенения следует принимать начальную температуру  $T_{окр}$ , так как температура  $T_1 = T_{окр} + \frac{RT_0}{E}$  отвечает лишь некоторому промежуточному состоянию реагирую-

щей смеси, по достижении которого начинается быстрый ее само-разогрев, тогда как значения  $T_{окр}$  и  $p_{окр}$  — это именно те критические начальные условия, которые необходимо создать в горючей смеси для того, чтобы в ней стало возможным прогрессивное самоускорение химических реакций, завершающееся взрывом.

Возможен также несколько более точный подход к оценке критических температур и давлений самовоспламенения с учетом того, что вследствие наличия теплоотдачи в стенки сосуда температура реагирующей смеси не будет оставаться одинаковой по всему объему. В центре она будет наибольшей, а в слоях, непосредственно прилегающих к стенкам, равна температуре последних. Критические условия самовоспламенения здесь также будут отвечать нарушению равновесия между скоростью тепловыделения в центральной, наиболее нагретой части газа и теплоотводом от нее в окружающие менее горячие слои и далее в стенки с учетом профиля распределения температур в реагирующей смеси [79].

И в том, и в другом случае теория не дает ответа на вопрос, с какой скоростью будут развиваться предпламенные реакции и через сколько времени произойдет самовоспламенение. Она лишь позволяет установить зависимости так называемых границ самовоспламенения от температуры, давления, порядка реакции, величины энергии активации. В тех случаях, когда скорость реакции (тепловыделения) достаточно точно подчиняется класси-

ческому соотношению  $\frac{dQ_p}{dt} \sim p^n e^{-E/RT}$ , границы области самовоспламенения в координатах  $p, T$  для смеси неизменного состава имеют вид, аналогичный представленному на рис. 5, а. При постоянном начальном давлении зависимости критических температур самовоспламенения от концентрации в смеси горючего (коэффициента избытка воздуха) отвечают кривой, приведенной на рис. 5, б. Сходный характер имеют зависимости критического давления от состава смеси при постоянной температуре.

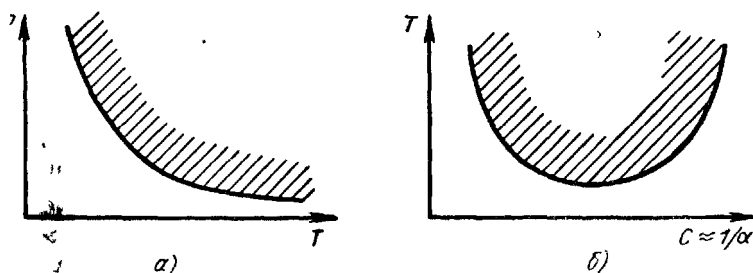


Рис. 5. Примерный характер пограничных кривых областей воспламенения (заштрихованы) для реакций с нормальной кинетикой:

а — при неизменной концентрации реагентов, б — при постоянном начальном давлении в зависимости от концентрации горючего

**Задержки воспламенения.** Из приведенного рассмотрения сущности самовоспламенения следует, что оно не может наступать мгновенно. От начала процесса — завершения нагрева горючей смеси от стенок сосуда или адиабатическим сжатием до ее воспламенения обязательно должен пройти некоторый период времени, отвечающий относительно медленному самоускорению предпламенных реакций и нагреву смеси на величину  $RT^2/E$ , после чего происходит быстрый их саморазгон, завершающийся взрывом.

Этот интервал времени, так называемый период задержки воспламенения, или период индукции, тем короче, чем выше скорость развития предпламенных реакций и их тепловой эффект.

Длительность задержки воспламенения, ее зависимость от температуры, давления, состава смеси представляет одну из важнейших характеристик моторного топлива, которая определяет его детонационную стойкость (октановые числа бензинов) или воспламеняемость (цетановые числа дизельных топлив). Период задержки воспламенения зависит от скорости саморазгона предпламенных реакций и условий теплообмена, так как одна часть выделяющегося тепла расходуется на повышение температуры реагирующей смеси, что приводит к возрастанию скорости реакций, а другая часть отводится стенками.

Дифференциальное уравнение процесса разогрева смеси в замкнутом сосуде может быть записано в виде

$$c_V V \frac{dT}{d\tau} = QV K C^n e^{-E/RT} - \alpha_T F (T - T_0), \quad (21)$$

где  $V$  — объем смеси (сосуда);  $c_V$  — теплоемкость смеси.

Проинтегрировать это уравнение в общем виде невозможно. Приближенное его решение с рядом упрощающих допущений впервые было дано О. М. Годесом [78]. Если пренебречь изменением концентрации и теплоотдачей в стенку в течение периода задержки, когда глубина химического превращения и разогрев смеси еще невелики, и разложить подынтегральную функцию в ряд, ограничиваясь лишь двумя первыми членами, то зависимость длительности периода задержки от температуры и давления приобретает следующий вид:

$$\tau_i \frac{p_0^{n-1}}{T_0^{n-1}} e^{-E/RT_0} = \text{const.} \quad (22)$$

Пренебрегая членом  $T_0^{n-1}$ , так как его влияние мало по сравнению с экспоненциальной зависимостью скорости реакции от температуры, получаем приближенное выражение зависимости периода задержки от начальных температуры и давления для реакций с нормальной кинетикой:

$$\tau_i = A p_0^{-(n-1)} e^{E/RT_0} \quad (23)$$

где  $A$  — постоянный коэффициент.

Из соотношений (22) и (23) следует, что длительность периода задержки воспламенения обратно пропорциональна скорости реакции при заданных значениях начальных температур и давлений. Причины подобной зависимости нетрудно понять исходя из того, что при неизменных условиях теплоотдачи воспламенение должно наступить в тот момент, когда в реагирующей смеси будет накоплено некоторое определенное, как бы критическое, количество тепла. В связи с тем, что предвзрывной саморазогрев невелик, можно считать, что время, в течение которого выделится это количество тепла, будет обратно пропорционально относительной скорости реакции при начальных условиях  $\{p_0, T_0\}$ .

Сопоставление рассчитанных по формуле (23) длительностей задержек воспламенения с более точными значениями, полученными численным интегрированием уравнения (21), показывает, что при коротких задержках ошибки невелики. Необходимо подчеркнуть, что соотношение (23) справедливо также и для разветвленных цепных или автокаталитических реакций, скорости которых, как отмечалось в § 3, также возрастают с температурой, хотя и по несколько более сложному закону ( $\omega_p = Ae^{\varphi\tau}$ , где  $\varphi = Bp^{n-1}e^{-E/RT}$ ). Как и в случае теплового взрыва, цепной взрыв должен наступить при неизменной температуре по прошествии такого промежутка времени, в течение которого будет достигнута некоторая определенная для данных аппаратурных условий критическая скорость реакции  $\omega_{кр} = \text{const}$  и соответственно  $\varphi\tau_i = \text{const}$ , откуда следует, что

$$\tau_i f(a) p^{n-1} e^{-E/RT} = \text{const}. \quad (24)$$

Это выражение аналогично соотношению (22) для теплового взрыва, в связи с чем рассмотренные выше формально-кинетические зависимости достаточно хорошо подтверждаются и в случае цепочно-теплового самовоспламенения. Необходимо лишь, чтобы кинетический механизм реакций сохранялся неизменным в диапазоне температур и давлений, отвечающих развитию предпламенных стадий процесса.

Логарифмируя выражение (23) и учитывая, что  $R \approx \approx 8,3$  Дж/(г\*моль)

$$\lg \tau_i = \lg A - (n-1)\lg p + 0,524 \frac{E}{T}. \quad (25)$$

Следовательно, при неизменной энергии активации  $E$  должна существовать линейная связь между значениями  $\lg \tau_i$  и  $\frac{1}{T}$ , а также между  $\lg \tau_i$  и  $\lg p$ . Это позволяет довольно просто определить величину энергии активации и порядок реакции исходя из полученных экспериментально длительностей задержек воспламенения при различных температурах и давлениях. Если при постоянном давлении изменять температуру и откладывать полученные значения задержек в координатах  $\lg \tau_i = f\left(\frac{1}{T}\right)$ , то величина

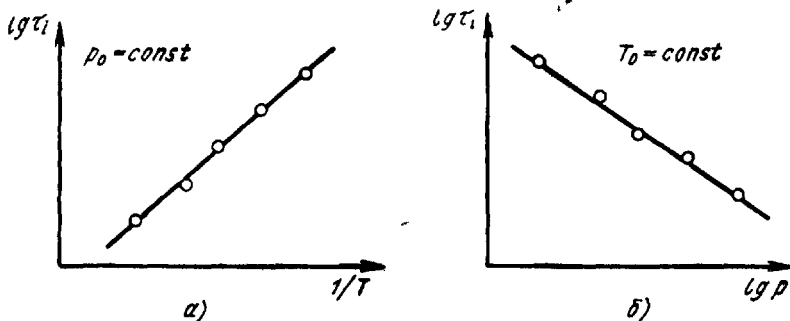


Рис. 6. К определению энергии активации и порядка реакции по экспериментальным зависимостям задержек воспламенения от:

*a* — температуры, *б* — давления

энергии активации будет пропорциональна тангенсу угла наклона прямой, проведенной через экспериментальные точки (рис. 6, *a*) и может быть вычислена по формуле

$$E = 19,3 \frac{\lg \tau_1 - \lg \tau_2}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}}. \quad (26)$$

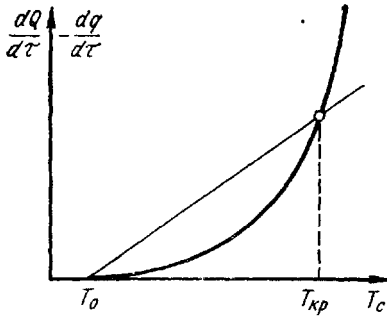
Результаты опытов при постоянной начальной температуре и различных давлениях (рис. 6, *б*) дают возможность вычислить значение показателя порядка по формуле

$$(n-1) = \frac{\lg \tau_2 - \lg \tau_1}{\lg p_1 - \lg p_2}. \quad (27)$$

Отклонение экспериментальных точек от прямых в координатах  $\lg \tau_i = f\left(\frac{1}{T}\right)$  при  $p_0 = \text{const}$  или  $\lg \tau_i = f(\lg p)$  при  $T_0 = \text{const}$  в опытах с однородными смесями свидетельствует об изменениях в механизме предпламенных реакций при переходе из одной области температур или давлений в другую. В опытах с впрыском жидкого топлива в нагретый воздух подобные же отклонения зависимостей  $\lg \tau_i = f\left(\frac{1}{T}\right)$  от линейных могут вызываться тем, что, начиная с некоторых достаточно высоких температур и соответственно коротких задержек, лимитирующими являются не скорости химических реакций, а другие факторы (подробнее см. § 10).

#### Самовоспламенение при нагревании смеси быстрым сжатием.

В процессе быстрого сжатия гомогенной горючей смеси скорость реакций прогрессивно возрастает вследствие одновременного повышения и температуры и давления, причем температура стенок камеры сжатия обычно намного (на сотни градусов) ниже средней Температуры сжатой смеси. Это приводит к тому, что до некоторого



Ри. 7. Критические условия воспламенения при адиабатном сжатии

критического значения степени сжатия, чему отвечает некоторое значение  $T_{c,кр}$  (рис. 7), скорость теплоотвода существенно превышает скорость тепловыделения. Воспламенение может произойти лишь при  $T_c > T_{c,кр}$ , причем вследствие большой теплоотдачи последние оказываются более вы-

сокими, чем критические температуры воспламенения той же смеси при впуске в нагретый сосуд.

Если после достижения в результате быстрого сжатия некоторых значений  $T_c$  и  $p_c$ , превышающих критические, дальнейшее сжатие прекращается (поршень стопорится в достигнутом положении), то происходящие явления остаются в общем теми же, что и при впуске смеси в нагретый сосуд. Но благодаря более быстрому нагреванию смеси представляется возможным изучать воспламенение с меньшими задержками — в пределах 1—100 мс.

В том случае, когда воспламенение возникает в процессе продолжающегося сжатия (ускорение предпламенных реакций происходит не только из-за саморазогрева реагирующей смеси, но также вследствие подвода к ней энергии извне за счет сжатия), задержки воспламенения, отсчитываемые от момента достижения критических условий, получаются очень короткими и подчиняются существенно иным зависимостям, чем при самовоспламенении в условиях постоянного объема (подробнее об этом см. § 9).

При воспламенении от сжатия первичные очаги пламени возникают в не соприкасающихся со стенками центральных частях наиболее нагретой смеси, температуру которых можно с достаточной точностью оценивать, как температуру чисто адиабатического сжатия от начального давления  $p_a$  до соответствующего фактического давления политропного сжатия  $p_c$ , используя формулу

$T_c = T_a \left( \frac{p_c}{p_a} \right)^{\frac{k-1}{k}}$  с учетом влияния на средние значения показателя  $k$  температуры и состава смеси. Вычисленные таким путем температуры могут существенно превышать средние температуры политропного сжатия  $T_c = T_a \varepsilon^{n-1}$  ( $\varepsilon$  — степень сжатия), но именно этими более высокими температурами в основном определяется скорость развития предпламенных реакций и возникновение воспламенения.



## § 5. Методы исследования самовоспламенения

Вследствие важного практического значения явлений самовоспламенения в двигателях внутреннего сгорания, а также с точки зрения техники безопасности при обращении с различными горючими смесями объем исследований, направленных как на выяснение возможных пределов самовоспламенения, так и на изучение зависимостей задержек воспламенения от тех или иных факторов, очень велик.

Методы, применяемые при изучении процессов самовоспламенения, весьма разнообразны; наиболее распространенными и совершенными являются выпуск однородных горючих смесей в нагретый сосуд (бомбу), метод адиабатического сжатия, сжатие смеси ударной волной, впрыск жидкого топлива в нагретый воздух.

Схематическое устройство одной из современных установок для исследования самовоспламенения углеводородовоздушных смесей при относительно больших задержках представлено на рис. 8. Гомогенная топливовоздушная смесь, приготовленная в обогреваемом смесителе 1, снабженном электромешалкой, через быстродействующий клапан 2, управляемый ударным механизмом, перепускается в предварительно откачанный реактор б из жаропрочной стали. Реактор имеет наружный электрообогрев и рассчитан на давление до 10 МПа при температуре до 800° С. Длительность перепуска составляет 8—10 мс.

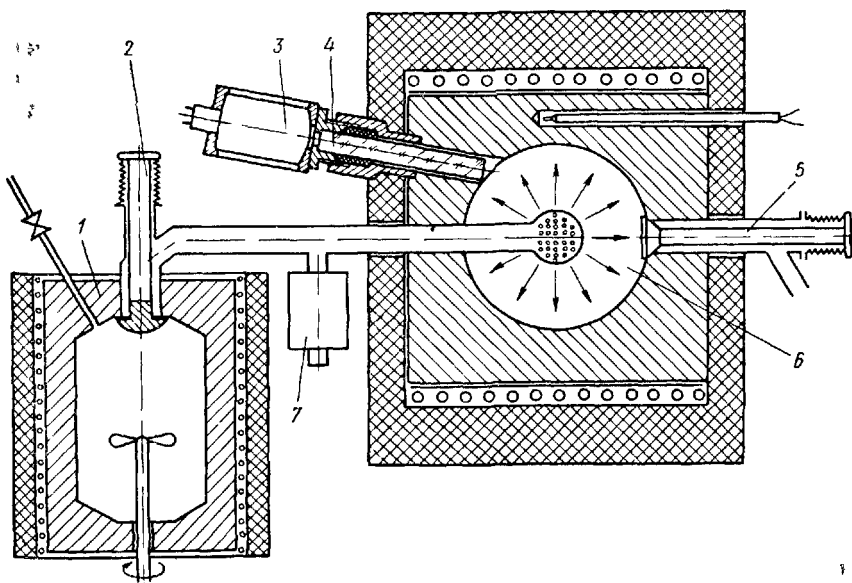


Рис. 8. Схема установки для изучения воспламенения однородных газовых смесей методом выпуска в нагретую бомбу [54]

С целью сокращения времени и улучшения равномерности нагревания поступающей в реактор смеси применен специальный распылитель в виде тонкостенного полого стального шарика с большим числом равномерно расположенных отверстий, через которые смесь втекает в реактор в виде радиальных струек. Длительность прогрева впускенной смеси до той же температуры, что и стенки реактора, не превышает 30 мс. Изменение давления в процессах перепуска, предпламенного реагирования и воспламенения регистрируется чувствительным тензометрическим датчиком 7. Одновременно через канал в стенке реактора с вставленным в него прозрачным кварцевым столбиком 4 регистрируется появление предпламенного свечения при помощи электронного фотоумножителя 3. Имеется возможность отбирать продукты окисления в желаемые моменты по ходу развития предпламенного процесса благодаря наличию быстродействующего клапана 5.

Установки подобного типа весьма удобны для изучения развития последовательных стадий самовоспламенения при длительностях задержек в пределах от десятков секунд до  $\sim 50$  мс, превышающих длительность перепуска и нагревания смеси от стенок бомбы.

Для исследования самовоспламенения с более короткими задержками, в диапазоне 2—100 мс, используются установки быстрого (адиабатного) сжатия, в которых условия развития предпламенных процессов приближаются к условиям развития аналогичных процессов последних частей заряда в бензиновых двигателях. Схема подобной установки приведена на рис. 9. В вертикально расположенном цилиндре 1 перемещается поршень 2, приводимый в движение сжатым воздухом, выпускаемым в подпоршневое пространство из ресивера 8 при открытии быстродействующего электромагнитного клапана 7. В конце хода сжатия поршень тормозится гидравлическим устройством, состоящим и закрепленной на нижнем конце штока стальной чашки 3 и втулки 4. Заливаемое в чашку 3 масло выдавливается в зазор между стенкой чашки и втулкой, а также через канал с редукционным клапаном. После остановки поршня конец штока подклинивается ригелями 5, нагруженными давлением сжатого воздуха. Ригели освобождаются при ударе чашки 3 о распорную втулку 6.

Перед началом опыта цилиндр заполняют однородной топливовоздушной смесью желаемого состава до заданного начального давления. Начальная температура сжатия равна температуре стенок цилиндра, обогреваемых циркулирующей в рубашке высококипящей жидкостью. Благодаря высоким скоростям поршня (до 25 м/с) и короткому времени его торможения (2 мс) возможные ошибки в оценке истинных длительностей периодов задержек не превышают 1 мс, а процесс сжатия оказывается достаточно близким к адиабатическому.

Изучение развития предпламенных процессов и воспламенения осуществляется по регистрациям изменения давления и возникно-

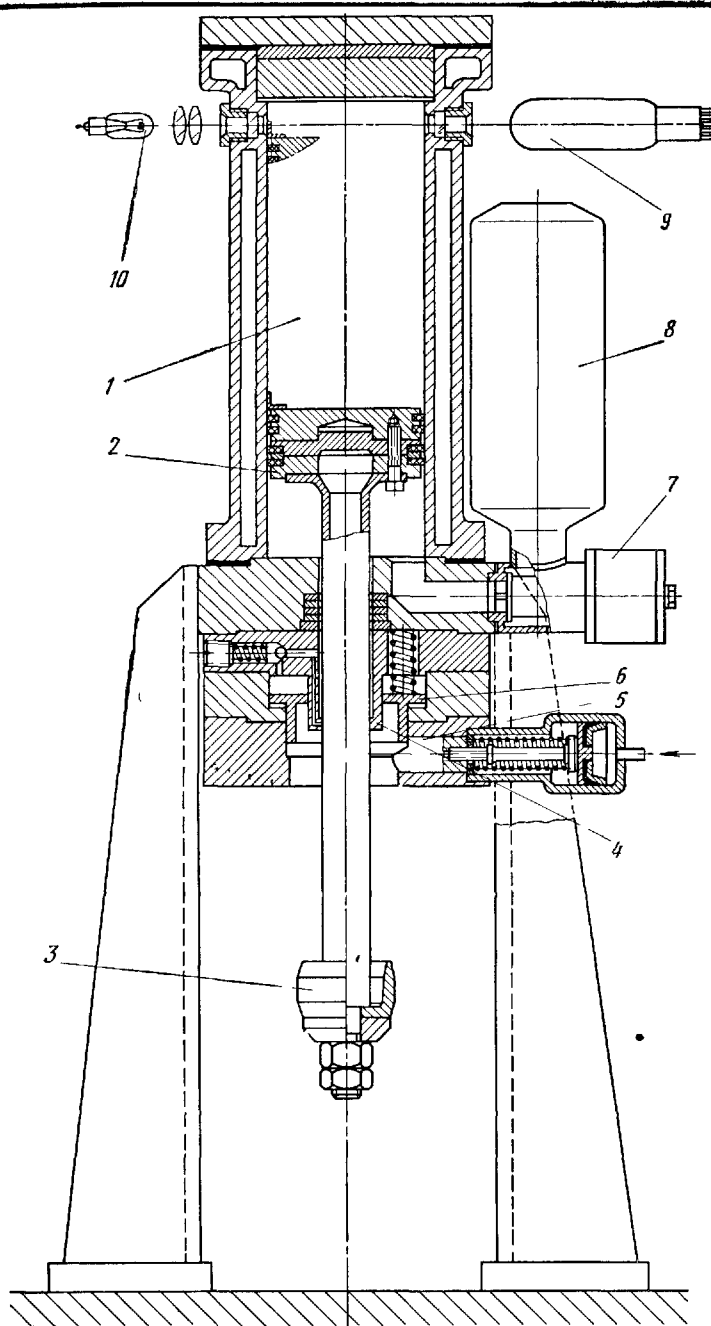


Рис. 9. Схема установки адиабатного сжатия

вения свечения, воспринимаемого чувствительным фотоэлементом 9, который одновременно мог быть использован для записи скорости движения поршня на последних 10 мм его пути, для чего на днище поршня укреплен козырек, перекрывающий пучок света от электролампы 10 [19].

Возможна также фотографическая регистрация развития процесса через стеклянную крышку цилиндра при использовании свечения пламени или же теньевым методом. В последнем случае днище поршня выполняется в виде стального длиннофокусного сферического зеркала, отбрасывающего лучи от точечного источника света на «нож» оптической схемы и далее (см. рис. 11, в) в объектив кинокамеры.

Та же установка может быть использована для исследования особенностей развития самовоспламенения в процессе непрерывно продолжающегося сжатия, что в еще большей степени воспроизводит условия развития предпламенных реакций и возникновения взрывного самовоспламенения и детонации в двигателях легкого топлива, где давления и температуры последних порций рабочего заряда непрерывно повышаются в результате их поджатия распространяющимся фронтом пламени от свечи зажигания.

В этом случае устройства для гидравлического торможения и стопорения поршня не используются — поршень свободно перемещается в цилиндре под действием сжатого воздуха и тормозится вследствие работы сжатия смеси, после чего отбрасывается назад, снова тормозится из-за сжатия воздуха в подпоршневой полости, которая отъединяется от ресивера 8 обратным клапаном, и после нескольких повторных колебательных движений останавливается под действием сил трения.

Методика проведения опытов сводится к сопоставлению диаграмм изменения давления при сжатии и воспламенении исследуемой горючей смеси с диаграммами, полученными в контрольных опытах, проведенных в точно тех же условиях, но с сжатием не реагирующей смеси (в которой воздух заменен азотом), обладающей практически теми же теплофизическими свойствами. Скорости перемещения поршня можно изменять за счет варьирования давления воздуха в ресивере. Как будет показано ниже, такая методика позволила выявить важные отличия в особенностях развития двухстадийного и одностадийного самовоспламенений, углеводородов различного строения и объяснить причины наблюдаемых отличий в изменениях склонности двигателей к детонации в зависимости от частоты вращения.

При сжатии горючих смесей ударной волной в специальных установках — так называемых ударных трубах — представляется возможным изучать воспламенение с очень короткими задержками (от нескольких микросекунд до  $\approx 0,5$  мс), но в связи с тем, что условия развития самовоспламенения здесь оказываются очень далекими от условий, имеющих место в двигателях, на этом методе останавливаться не имеет смысла.

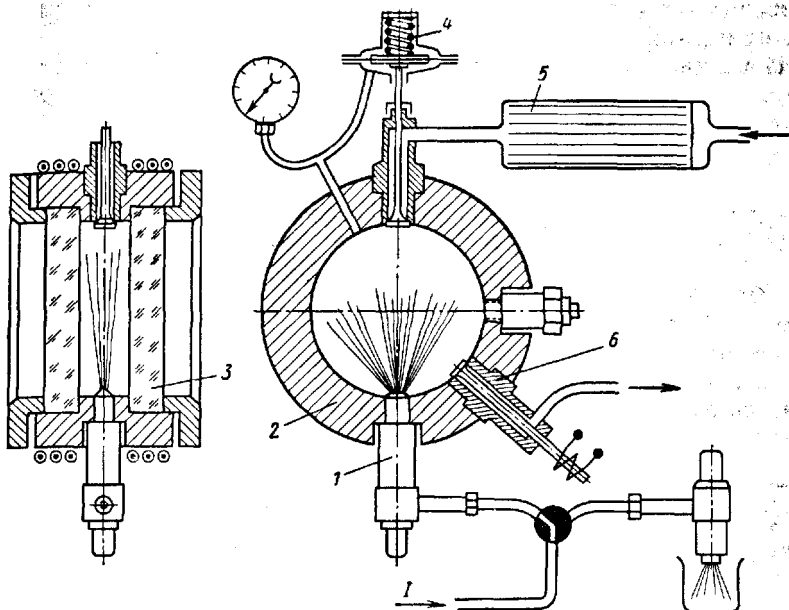


Рис. 10. Схема бомбовой установки для изучения воспламенения и сгорания распыленных жидких топлив:

/ — от топливного насоса

На рис. 10 приведена схема установки для исследования особенностей воспламенения и сгорания распыленных жидких топлив в условиях, имитирующих те же процессы в дизелях.

Форсункой 1 одноразового действия топливо впрыскивается в бомбу, заполненную сжатым воздухом, нагретым до желаемой температуры. Стальной корпус; 2 бомбы обогрывается токами высокой частоты и, кроме того, перед опытом через бомбу в течение некоторого времени продувается сжатый горячий воздух, нагреваемый в электроподогревателе 5 до той же температуры, что и корпус. Этим достигается равномерный нагрев всей внутренней поверхности стенок, включая и стеклянные окна 3.

Незадолго перед впрыском топлива закрывается электромагнитный выпускной клапан 6, и при помощи автоматического регулирующего клапана 4 давление воздуха в бомбе доводится до желаемой величины.

В той же установке представляется возможным изучать влияние на процессы испарения воспламенения и сгорания впрыскиваемого топлива вихревого движения воздушного заряда, создаваемого специальной вертушкой с рядом радиальных лопаток, установленной внутри бомбы на месте одного из прозрачных

окон, замененного соответствующей стальной крышкой. Вертушка приводится во вращение от быстроходного электромотора с частотой вращения до  $10^4$  об/мин [65].

Изучение процессов впрыска, испарения топлива, развития предпламенных реакций, воспламенения и сгорания может осуществляться, так же как и в установке адиабатического сжатия, по регистрациям изменения давления и появления свечения, воспринимаемого чувствительным фотоэлектронным умножителем, и по кинорегистрациям, полученным через прозрачные окна бомбы как с использованием свечения самого пламени, так и в проходящем свете — теневыми методами.

Методы теневой съемки, основанные на регистрации местных изменений коэффициентов преломления газов на пути световых лучей, проходящих через камеру сгорания, широко используются при исследовании процессов горения. При этом не только представляется возможным фотографировать с весьма короткими выдержками слабо светящиеся пламена, но и наблюдать за развитием

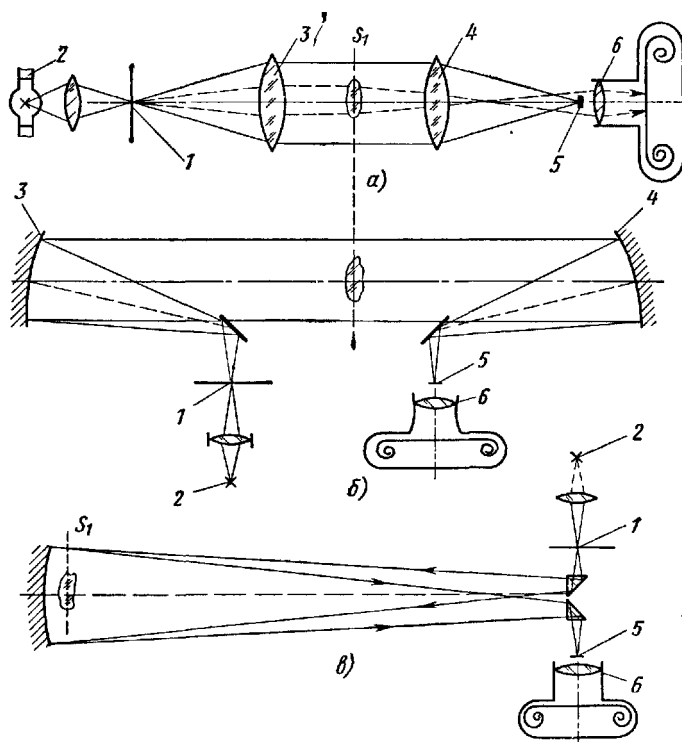


Рис. 11. Схемы различных вариантов теневой (шлiren) фотосъемки:

*а* — с двумя объективами; *б* — с двумя сферическими зеркалами;  
*в* — с одним сферическим зеркалом

предпламенных реакций, не сопровождающихся видимым свечением и вызывающих лишь относительно небольшой саморазогрев смеси. Наибольшие возможности представляет так называемый «шлирен-метод», несколько вариантов которого схематически представлено на рис. 11, а, б, в. Изображение точечного источника света  $I$  (например, небольшого отверстия в непрозрачном экране, на котором сфокусирован свет от дуги или ртутной лампы 2) системой из двух объективов 3 и 4 или вогнутых сферических зеркал проектируется на «нож» 5, представляющий собой непрозрачный экран, имеющий размеры несколько большие, чем изображение отверстия  $I'$ . При этом в объектив фото- или кинокамеры 6 попадают лишь те лучи, которые отклонились от своего первоначального пути в результате местных изменений плотности газа в пространстве между объективами 3 и 4. Так как объектив 6 сфокусирован на плоскость  $S_1$ , то отклонившиеся лучи дадут изображение процесса, например структуру турбулентного пламени, расположенного в этой плоскости (примеры теневых кинорегистраций пламени приведены на рис. 54 и 66).

В схеме с одним зеркалом (рис. 11, в) оно может быть установлено на днище поршня, что при наличии прозрачной (кварцевой) крышки цилиндра позволяет производить кино съемку не только распространения пламени, но и развития процессов, не сопровождающихся свечением. Подробно методы теневой съемки, а также различные скоростные кинокамеры описаны в работе А. С. Дубовика [31].

## § 6. Особенности самовоспламенения углеводородовоздушных смесей

Цепной характер предпламенных окислительных реакций особенно наглядно проявляется в том, что у наиболее легких газообразных горючих ( $H_2$ ,  $CH_4$ ,  $C_2H_6$ ) существуют три предела воспламенения по давлению (см. точки /—/// на рис. 12). Если, например, метанокислородную смесь впускать в сосуд, нагретый до температуры  $660^\circ C$ , постепенно повышая в каждом опыте давление, то до давления  $p < 30$  мм рт. ст. воспламенение отсутствует, идет лишь медленная реакция. В интервале давлений 30—120 мм рт. ст. происходит воспламенение, а при  $p > 120$  мм рт. ст. оно снова прекращается, и опять возникает лишь при давлениях выше 300 мм рт. ст.

При низких давлениях воспламенения не происходит, так как вследствие большой длины свободного пробега молекул вероятность обрыва цепей на стенках сосуда превышает вероятность их разветвления в объеме. При повышении давления относительная вероятность обрыва цепей на стенках уменьшается, а вероятность разветвления возрастает, что приводит к появлению воспламене-

<sup>1</sup> В выпускаемых у нас серийно теневых установках ИАБ-451 применяют прямые ножи, что облегчает юстировку и регулировку чувствительности, но дает несимметричное потемнение изображения.

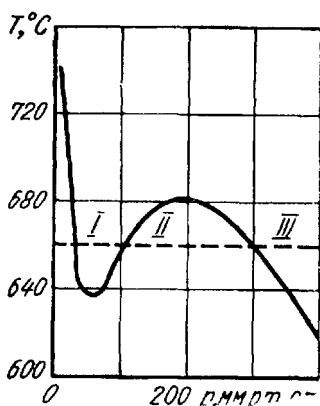


Рис. 12. Пограничная кривая области воспламенения для смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$

ния. Но при дальнейшем повышении давления начинает возрастать вероятность обрыва цепей в объеме (квадратичный обрыв, см. стр. 30), в результате чего воспламенение снова оказывается невозможным. Лишь при еще более высоких давлениях скорость предпламенных реакций становится настолько высокой, что выделяющееся тепло уже не успевает отводиться в стенки сосуда, начинается саморазогрев реагирующей смеси, и создаются условия для возникновения теплового взрыва по схеме, рассмотренной в § 4. Хотя наличие первых двух пределов воспламенения и не имеет особого практического значения, так как они лежат в области весьма низких давлений, но оно убедительным образом доказывает цепной механизм окисления углеводородов.

При атмосферном и более высоких давлениях самовоспламенение всегда имеет цепочно-тепловую природу, однако развитие предпламенных реакций может протекать существенно отличным путем у разных углеводородов и в различных температурных зонах.

В области высоких температур ( $500^\circ\text{C}$ ) воспламенение носит одностадийный характер — после завершения нагрева смеси, например, из-за ее сжатия, наблюдается постепенное прогрессивно возрастающее повышение давления, переходящее во взрыв (см., например, рис. 14, д). Яркое свечение возникает незадолго до начала крутого подъема давления.

Длительности задержек при таком высокотемпературном воспламенении достаточно хорошо подчиняются классической зависимости  $\tau_r = A p^{(n-1)} e^{E/RT}$ , а пограничные кривые области воспламенения имеют вид, аналогичный показанному на рис. 5, а.

Подобным путем воспламеняются термически стабильные простейшие углеводороды (метан, этан, бензол), воспламенение которых ограничено только областью высоких температур, превышающих  $500^\circ\text{C}$  при атмосферном давлении (см. пограничную кривую для этана на рис. 13).

Что же касается более сложных, а соответственно легче окисляющихся углеводородных молекул, то, как показано на рис. 13, монотонное повышение критических давлений воспламенения по мере снижения температуры наблюдается здесь только в области высоких значений последних ( $T_0 > 450^\circ\text{C}$ ).

Дальнейшее снижение температуры приводит к резкому изменению вида пограничных кривых области воспламенения, которые



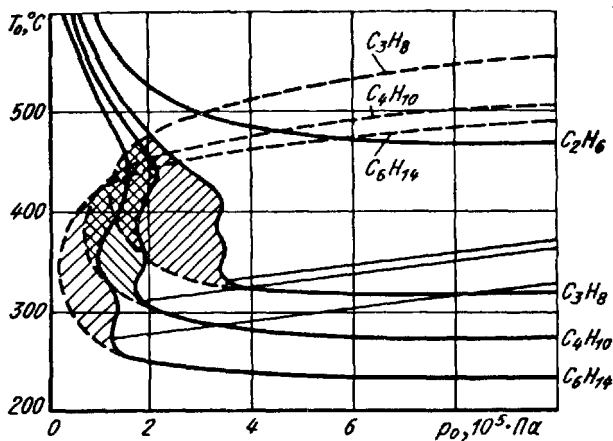


Рис. 13. Пограничные кривые областей воспламенения и холодного пламени для ряда нормальных парафинов в стехиометрических смесях с воздухом

в зоне средних температур протекают весьма своеобразно. Лишь начиная с некоторых, значительно более низких температур, тем меньших, чем легче окисляется топливо, пограничные кривые снова приобретают нормальный вид — критические температуры снижаются, хотя и очень медленно, с ростом давления.

Причиной такого сложного протекания пограничных кривых областей воспламенения является наличие в зоне средних и низких температур особого механизма развития предпламенных реакций, характеризуемого образованием относительно нестабильных перекисных соединений, разлагающихся при их накоплении в достаточно больших концентрациях, а также при повышении температуры свыше некоторых пределов.

Распад перекисей сопровождается выделением теплоты, приводящей к повышению температуры реагирующей смеси до таких значений (500—550° С), при которых не только дальнейшее образование, но и вообще существование перекисей делается невозможным, и появлением слабого сине-фиолетового свечения — так называемого холодного пламени, отчетливо различного визуально в темноте. Природа этого свечения — хемилюминесценция, связанная с образованием возбужденных молекул формальдегида (НСНО).

Если смесь по температуре неоднородна, то наблюдается распространение холодного пламени от очагов, где оно возникло, в первую очередь, на смежные объемы менее подготовленной смеси. Если же смесь нагрета достаточно равномерно, как это, например, имеет место при адиабатическом сжатии, то регистрируется лишь относительно кратковременная вспышка холодного пламени, после чего свечение прекращается.

При развитии процесса в замкнутом объеме холоднопламенный саморозогрев реагирующей смеси приводит к повышению давления — на индикаторной диаграмме появляется характерная ступенька, предшествующая более значительному повышению давления при взрыве, как это видно на рис. 14 (осциллограммы б—г), где одновременно зарегистрированы также интенсивности свечения. Максимум интенсивности холоднопламенного свечения всегда в точности совпадает с максимумом скорости первого повышения давления. Затем интенсивность свечения быстро уменьшается и снова начинает возрастать перед появлением очагов горячего воспламенения. Так как яркость этих очагов на несколько порядков превышает яркость холодного пламени, то луч осциллографа выходит за пределы экрана.

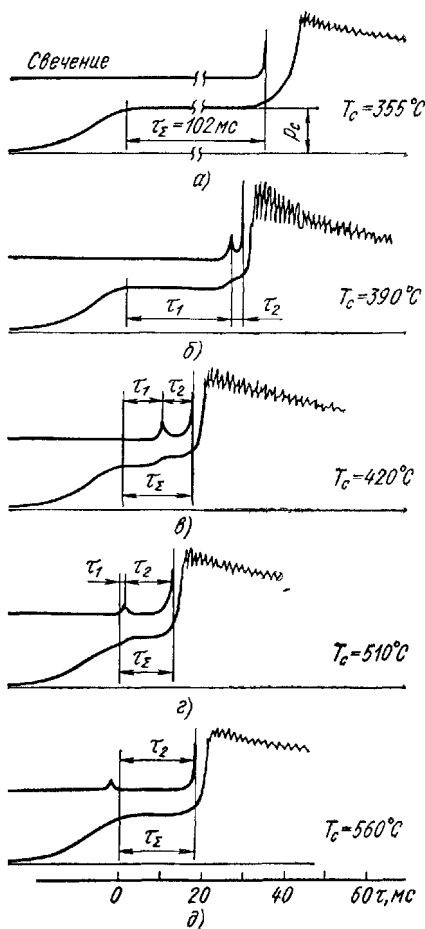


Рис. 14 Осциллограммы изменения давления и интенсивности предпламенного свечения при различных температурах сжатия для стехиометрической смеси 60% изооктана и 40% н-гептана с воздухом; давление сжатия 1,0 МПа [19]

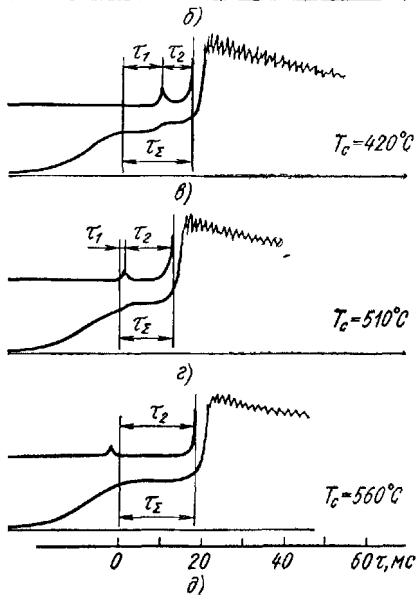
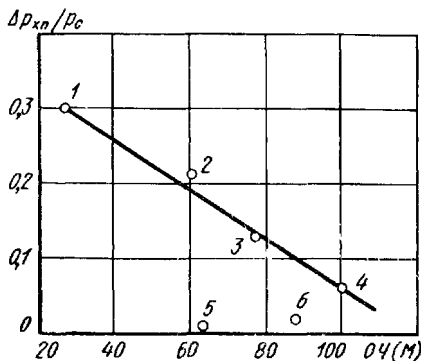


Рис. 15. Зависимость относительного повышения давления в холоднопламенной стадии от октанового числа топлива (М): 1 — н-гексана, 2 — 60% изооктана и 40% н-гептана, 3 — циклогексана, 4 — изооктана, 5 — циклогексана, 6 — диизобутилена [15]



Холодное пламя вызывает не только дополнительное повышение температуры смеси, но продукты распада перекисей, в частности альдегиды, ускоряют развитие высокотемпературных предпламенных реакций [14]. И то, и другое делает возможным самовоспламенение углеводородов, окисляющихся подобным двухстадийным путем, при относительно низких начальных температурах, совершенно недостаточных для развития высокотемпературного воспламенения.

В случае углеводородов сходного строения, в частности парафинов и изопарафинов, а также нафтенов, обнаруживается вполне четкая связь между октановыми числами и интенсивностью холоднопламенной стадии, оцениваемой по величине относительного повышения давления, как показано на рис. 15; сходные результаты получены и в ряде других работ. Рассчитанное исходя из этого увеличения давления повышение температуры в холодном пламени может быть довольно значительным. Например, в случае *n*-гексана  $\Delta T_{\text{хп}}$  достигает 215° С, в случае изооктана — около 40° С (при  $T_c = 450^\circ \text{С}$  и  $p_c = 0,75 \cdot 10^5 \text{ Па}$ ).

К области воспламенения слева примыкает зона — так называемый холоднопламенный мыс (на рис. 13 эти зоны заштрихованы), где горячее воспламенение еще отсутствует, но уже вполне четко различается появление холодного пламени. Там же на рис. 13 штриховыми линиями указаны примерные положения верхних границ, а тонкими сплошными линиями — нижних границ областей двухстадийного воспламенения для пропана, *n*-бутана и *n*-гексана. При более высоких начальных температурах, лежащих выше верхних границ, воспламенение развивается по одностадийному высокотемпературному механизму. Очень слабое холоднопламенное свечение здесь регистрируется лишь в период нагревания смеси, еще до завершения сжатия (см. рис. 14, д); в ходе дальнейшего повышения температуры это свечение полностью затухает, не оказывая ощутимого влияния на развитие высокотемпературного предпламенного процесса.

Ниже границ области двухстадийного воспламенения холоднопламенная вспышка практически совпадает (сливается) с началом появления горячего пламени. Но несмотря на то, что по внешним признакам воспламенение здесь развивается как одностадийное (см. рис. 14, а), это не означает, что низкотемпературный механизм развития предпламенных реакций оказывается каким-то иным, принципиально отличным от имеющего место внутри области двухстадийного взрыва. Причина подобного слияния холодного пламени с горячим, видимо, заключается в том, что хотя при низких температурах скорость образования перекисей мала, но в еще большей степени уменьшается скорость их распада, т. е. создаются условия, способствующие развитию сильно разветвленной цепной реакции, приводящей к возникновению очень интенсивной вспышки холодного пламени, сразу же переходящего в горячее в отдельных относительно небольших очагах, в которых

условия для прогрессивного самоускорения такой реакции оказываются особенно благоприятными.

При подобном очаговом характере развития низкотемпературного воспламенения общее повышение давления вследствие холоднопламенного саморазогрева отдельных объемчиков реагирующей смеси оказывается очень небольшим. Также слаба интенсивность холоднопламенного свечения до возникновения в таких зонах горячего пламени, которое затем распространяется на смежные зоны менее подготовленной смеси. По-видимому, правильное всего называть подобный тип низкотемпературного воспламенения квазиодностадийным.

В случае особенно легко окисляющихся при низких температурах олефиновых углеводородов в смесях с воздухом при их нагревании быстрым сжатием область двухстадийного воспламенения вообще отсутствует. Очень *слабая* вспышка холодного пламени здесь наблюдается лишь в процессе сжатия при температурах 320—350° С, после чего свечение сразу же угасает, т. е. холоднопламенная стадия как бы не успевает развиться вследствие быстрого повышения температуры смеси при ее сжатии. Соответственно отсутствуют дополнительный саморазогрев и активация смеси в холодном пламени, в связи с чем воспламенение олефиновых углеводородов в условиях двигателя ограничено, как это ни парадоксально на первый взгляд, только областью высоких температур, аналогично тому, как это имеет место в случае использования этана (см. рис. 13)<sup>1</sup>.

В связи с этим уместно напомнить, что склонный к низкотемпературному окислению диизопропиловый эфир является стойким к детонации в двигателях, и по этой причине в середине 30-х годов делались попытки его использования в качестве высокооктанового авиационного топлива [75].

**Зависимости задержек холодного пламени и горячего взрыва от температуры и давления.** Как уже отмечалось, периодом задержки воспламенения принято называть интервал времени от начала развития предпламенных реакций (завершения быстрого нагревания смеси до заданной начальной температуры) до момента появления пламени. В случае двухстадийного процесса общая длительность периода задержки  $\tau_{\Sigma}$  складывается из двух частей: задержки холодного пламени  $\tau_1$  и так называемого второго периода задержки  $\tau_2$  — интервала времени от момента угасания холодного

<sup>1</sup> При впуске смеси в нагретую бомбу у олефинов обнаруживается вполне четко выраженные зоны холодного пламени, и пограничные кривые области воспламенения имеют примерно такой же вид, как у парафиновых углеводородов. Действительные причины указанных резких отличий в характере воспламенения ненасыщенных углеводородов в смесях с воздухом при различных способах их нагрева пока не установлены, но имеются основания предполагать, что при достаточно быстром сжатии смеси как бы удается «проскочить» область температур, при которых имеют место благоприятные условия для накопления перекисных соединений, в связи с чем развитие двухстадийного воспламенения оказывается невозможным.

пламени (завершения холоднопламенной стадии) до возникновения горячего взрыва. В связи с тем, что длительность холоднопламенной вспышки в однородных по температуре смесях невелика, удобнее относить окончание периода задержки  $\tau_1$  и начало периода задержки  $\tau_2$  к моменту достижения максимума интенсивности холоднопламенного свечения, как показано на рис. 14.

Изменение начальных температур и давлений резко и различным образом сказывается на длительностях  $\tau_1$  и  $\tau_2$ ; также различно влияние на них добавок антидетонаторов и других факторов. Поэтому совершенно невозможно правильно судить о целом ряде явлений, наблюдаемых в двигателях, без достаточно отчетливых представлений о сложных особенностях развития двухстадийного предпламенного процесса, присущего большинству моторных топлив, а также о важных отличиях в поведении в двигателях топлив, воспламеняющихся одностадийным путем.

Зависимости длительностей задержек холодного пламени от температуры и давления сжатия достаточно точно подчиняются закону  $\tau_1 = Ap_c^{-(n-1)} e^{E/RT_c}$ , т. е. зависимости  $\lg \tau_1 = f\left(\frac{1}{T_c}\right)$  оказываются линейными (рис. 16). Для разных топлив  $E = 80 \div 120$  Дж/(г·моль), показатель  $(n - 1) = 0 \div 0,5$ , т. е. длительности  $\tau_1$  сильно сокращаются с ростом температуры и слабо зависят от давления. Последнее означает, что реакции, которыми определяется развитие первой стадии предпламенного процесса, предшествующей появлению холодного пламени, приближаются к мономолекулярным.

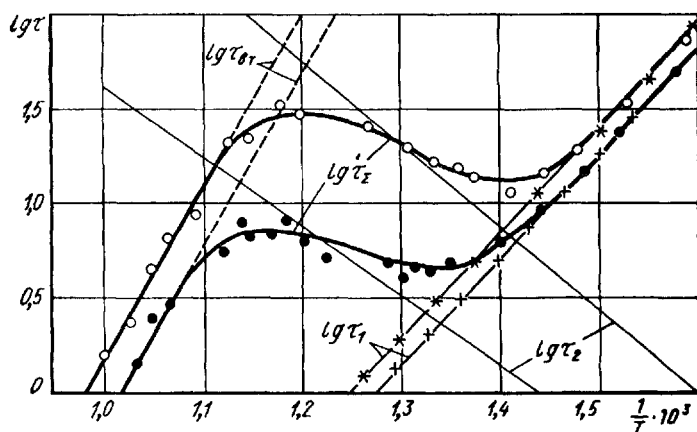


Рис. 16. Зависимости  $\lg \tau_1$  и  $\lg \tau_2$  ( $\tau$  в мс) в функции обратной температуры для смеси 60% изооктана 40% н-гептана с воздухом ( $\alpha = 1$ ); предположительный ход прямых  $\lg \tau_{Br}$ . Черные точки —  $p_c = 7, 5 \cdot 10^5$  Па; белые точки  $p = 1,5$  МПа [14]

В отличие от этого температуры и давлений сжатия на общие длительности задержек воспламенения  $\tau_2$  оказывается сложным. Как уже отмечалось, при низких температурах процесс воспламенения носит квазиодностадийный характер ( $\tau_2 = 0$ ), что связано с благоприятными условиями для развития разветвленных цепных реакций, приводящих к тому, что после довольно длительного периода задержки  $\tau_1$  взрывной распад образовавшихся перекисных соединений протекает настолько бурно, что сразу возникают очаги горячего воспламенения, как бы минуя стадию холодного пламени.

При повышении температур сжатия условия изменяются. Хотя начальная скорость образования активных перекисных соединений при этом увеличивается, но они, по-видимому, сразу же распадаются на менее активные, типа гидроперекисей, которые разлагаются с образованием альдегидов после их накопления в достаточно больших концентрациях, о чем свидетельствует появление холодного пламени.

С ростом температур сжатия задержки  $\tau_1$  монотонно сокращаются до очень малых значений, а задержки  $\tau_2$  увеличиваются, что в сумме приводит к возрастанию общих длительностей периода задержки воспламенения  $\tau_\Sigma = \tau_1 + \tau_2$ . Но такое положение сохраняется лишь до некоторых значений  $T_c$ , тем больших, чем выше давление, после чего общие длительности задержек воспламенения начинают сокращаться. Видимо, это объясняется тем, что одновременно с отрицательным влиянием повышения температур сжатия на длительности  $\tau_2$  оно приводит к увеличению скорости реакций другого, высокотемпературного типа, развивающихся параллельно с низкотемпературными, причем эти высокотемпературные реакции начинают доминировать, вызывая возникновение горячего взрыва.

Это предположение подтверждается возможностью математического описания сложных зависимостей общих задержек  $\tau_\Sigma$  от температуры и давления сжатия в очень хорошем согласии с опытными данными, если принять, что горячее воспламенение возникает в результате достижения некоторой критической скорости суммарного тепловыделения, обусловленного параллельным развитием как низкотемпературных, так и высокотемпературных реакций [14]. На рис. 16 приведены экспериментальные зависимости  $\lg \tau_1$  и  $\lg \tau_\Sigma$  в функции обратной температуры сжатия для смеси 60% изооктана и 40% н-гептана с воздухом стехиометрического состава при двух давлениях сжатия. Строго линейный характер изменения  $\lg \tau_1 = f\left(\frac{1}{T_c}\right)$  свидетельствует о неизменной величине энергии активации [около  $10^5$  Дж/(г-моль)] реакций, отвечающих развитию начальных стадий процесса, предшествующих появлению холодного пламени.

Наглядно видна область температур, где из-за возрастания  $\tau_2$  общая длительность задержек воспламенения  $\tau_\Sigma$  увеличивается

с повышением температуры (так называемая зона отрицательного температурного коэффициента предпламенных реакций). Линейное сокращение значений  $\tau_{\Sigma}$  в зоне  $T_c > 900$  К отвечает области высокотемпературного одностадийного воспламенения. Предположительный характер зависимостей логарифмов задержек ( $\lg \tau_{\Sigma}$ ) при подобном воспламенении в области более низких температур показан штриховыми прямыми линиями.

Тонкими прямыми линиями, имеющими обратный наклон, показано изменение расчетных значений  $\lg \tau_{\Sigma}$ , при которых сумма скоростей низкотемпературных и высокотемпературных реакций с достаточной точностью описывает экспериментальные кривые  $\lg \tau_{\Sigma} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ . В основу расчетов положено общепринятое предположение (см. стр. 37), что скорости тепловыделения в ходе как тех, так и других реакций обратно пропорциональны соответствующим длительностям задержек:

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{вт} = \frac{A}{\tau_{вт}}; \quad \left(\frac{dQ}{dt}\right)_{нт} = \frac{A}{\tau_{нт}} = \frac{A}{\tau_1 + \tau_2}. \quad (28)$$

Следовательно,  $\frac{1}{\tau_{\Sigma}} = \frac{1}{\tau_1 + \tau_2} + \frac{1}{\tau_{вт}}$ , что позволяет, зная значения  $\lg \tau_1$ ,  $\lg \tau_2$  и  $\lg \tau_{вт}$ , вычислить значения  $\lg \tau_{\Sigma}$  при соответствующих  $p_c$  и  $T_c$  (подробнее см. работу автора и Д. И. Скородолова [14]).

На трехмерной диаграмме (рис. 17) еще более наглядно представлено совместное влияние температур и давлений сжатия на длительности  $\tau_1$  и  $\tau_2$  в случае той же 60-октановой эталонной смеси. Видно, что при низких температурах общая длительность периода задержки  $\tau_{\Sigma}$  в основном определяется величиной  $\tau_1$ , при средних температурах — величиной  $\tau_2$ , а при высоких — значениями  $\tau_{вт}$ , примерный характер изменения последних показан тонкими линиями на рис. 16.

Зависимости, аналогичные представленным на рис. 16 и 17, типичны для парафиновых и нефтяных углеводородов. Длительности задержек  $\tau_1$  и  $\tau_{\Sigma}$  при одинаковых температурах и давлениях сжатия больше у высокооктано-

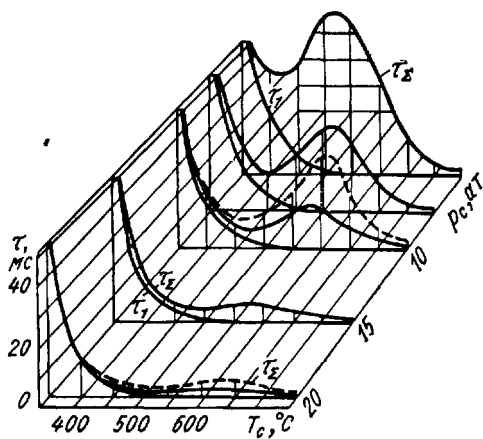


Рис. 17. Зависимости задержек холодного пламени и суммарных задержек воспламенения от температуры и давления сжатия. Смесь та же, что на рис. 16; штриховые кривые — при добавке к топливу 1 мл/кг этиловой жидкости  $P=9$  [19]

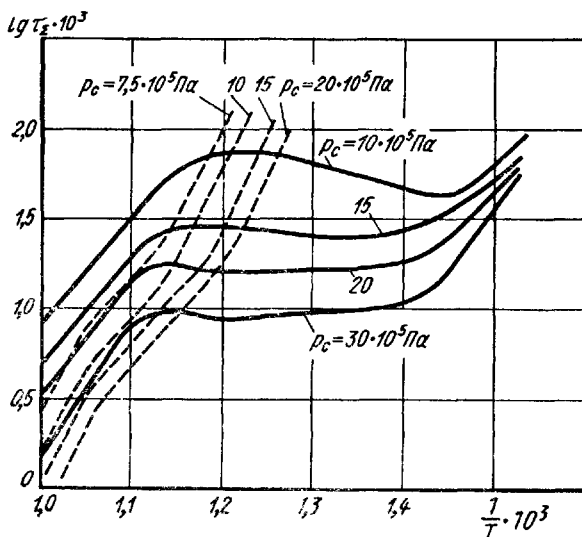


Рис 18 Зависимости логарифмов задержек воспламенения от обратной температуры при различных давлениях сжатия: сплошные кривые—изооктан штриховые кривые — диизобутилен (значения  $p_c$  в  $10^5$  Па указаны цифрами возле соответствующих кривых)

вых топлив, но характер кривых и положения максимумов  $\tau_z$  в функции  $p_c$  и  $T_c$  изменяются незначительно. Для углеводородов других классов характер развития предпламенных процессов, а соответственно и зависимости задержек воспламенения от температуры и давления сжатия оказываются существенно иными.

В качестве примера на рис. 18 сопоставлены зависимости  $\lg \tau_z = f\left(\frac{1000}{T}\right)$  при различных  $p_c$  для изооктана ( $C_8H_{18}$ ) и диизобутилена ( $C_8H_{16}$ ). Первый является эталоном высокооктанового, нечувствительного к температуре топлива, а второй — весьма чувствительного, при использовании которого склонность двигателя к детонации сильно изменяется в зависимости от его температурного режима.

У изооктана имеется широкая область двухстадийного воспламенения, где задержки  $\tau_z$  практически не зависят от  $T_c$ ; зависимости  $\lg \tau_1 = f\left(\frac{1000}{T_c}\right)$  здесь так же, как у 60-октановой смеси (см. рис. 16), строго линейны. В отличие от этого у диизобутилена область низкотемпературного воспламенения полностью отсутствует, имеется только область высокотемпературного взрыва, характеризующаяся крутым наклоном зависимостей  $\lg \tau_z = f\left(\frac{1000}{T_c}\right)$ ,



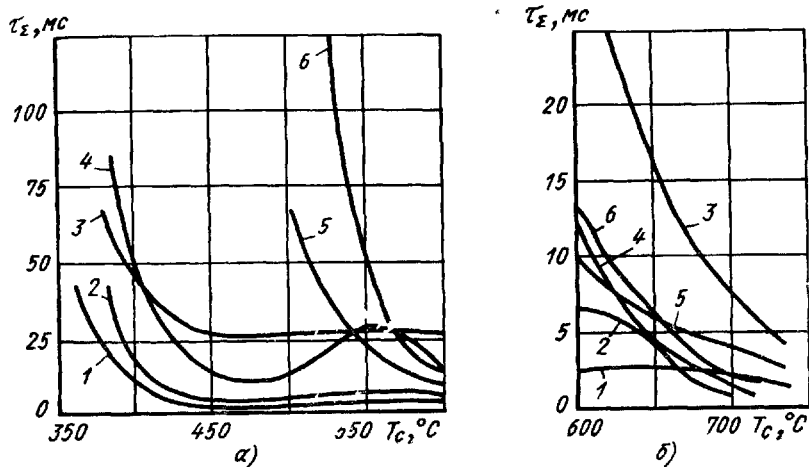


Рис. 19. Зависимости длительностей общих задержек воспламенения от температуры для различных индивидуальных углеводородов в стехиометрических соотношениях с воздухом при давлении сжатия 1,5 МПа [15]:

1 — н-гексана, 2 — смеси 60% изооктана и 40% н-гептана, 3 — изооктана, 4 — циклогексана, 5 — гексана-1; 6 — диизобутилена (на графике б масштаб по вертикали увеличен в 5 раз)

сходным с имеющим место у изооктана в зоне высоких температур. У диизобутилена также наблюдаются некоторые различия в наклоне кривых в разных температурных зонах, по-видимому, обязанные каким-то изменениям в ходе химических реакций, не приводящим, однако, к существенным изменениям в характере развития предпламенного процесса.

На рис. 19 приведены зависимости  $\tau_z = f(T_c)$  для различных индивидуальных углеводородов, полученные на установке адиабатического сжатия при одинаковых значениях  $p_c = 1,5 \cdot 10^5$  Па, которые хорошо согласуются с поведением тех же углеводородов в двигателях. Эти зависимости достаточно наглядно отражают «температурную чувствительность» топлив, т. е. характер изменения их антидетонационной стойкости в зависимости от теплового режима двигателя. Отдельные углеводороды по длительностям общих задержек воспламенения располагаются в разных температурных зонах в соответствии с их октановыми числами, оцененными по исследовательскому и моторному методам.

У «нечувствительных» топлив, к которым относятся парафины и нафтенy, длительности задержек воспламенения в широком диапазоне изменения температур сжатия (450—600° С) почти не зависят от температуры. Соответственно и октановые числа этих топлив по исследовательскому методу (температура воздуха перед карбюратором 52° С,  $n = 600$  об/мин) и по моторному методу (температура подогрева смеси после карбюратора 149° С,  $n =$

Сопоставление октановых чисел, полученных исследовательским и моторным методами [28]

Топливо	Моторный метод (ММ)	Исследовательский метод (ИМ)	Чувствительность (ИМ-ММ)	Топливо	Моторный метод (мм)	Исследовательский метод (ИМ)	Чувствительность (ИМ-ММ)
Пропан	97,1	111,4	14,3	н-Гексан	26,0	24,8	-1,2
Пропилен	84,9	103,4	16,5	Гексан-1	63,4	76,4	13,0
н-Бутан	90,1	93,6	3,5	Циклогексан	77,2	83,0	5,8
Изобутан	97,6	101,1	4,5	Толуол	103,0	115,0	12,0
Изобутилен	88,1	101,5	13,4	Изопропил-бензол	99,3	110,0	10,7

= 900 об/мин) близки (табл. 1). У непредельных углеводородов, отличающихся высокой температурной чувствительностью (имеющих большие различия в октановых числах, определенных исследовательским и моторным методами), с ростом температуры сжатия наблюдается непрерывное уменьшение периода задержек воспламенения. Как уже отмечалось, воспламенение этих топлив в условиях адиабатического сжатия ограничено только зоной высоких температур  $T_c > 500^\circ \text{C}$ , область же низкотемпературного воспламенения у них вообще отсутствует.

### § 7. Развитие завершающих стадий самовоспламенения

До сих пор особенности развития предпламенных стадий рассматривались без учета того, как происходит собственно воспламенение, т. е. развитие процесса в стадиях, характеризующихся быстрым самоускорением реакций, появлением и распространением пламени. Процессы в этих завершающих стадиях самовоспламенения развиваются с крайне высокими скоростями, поэтому их исследование связано со значительными трудностями и имеющиеся данные носят пока в основном качественный характер.

В связи с тем, что нагретая любым способом горючая смесь не бывает абсолютно однородной по температуре и местным концентрациям активных центров, предпламенные реакции всегда развиваются неодинаково и неодновременно в отдельных объемах. Соответственно и воспламенение никогда не возникает одновременно в сколько-нибудь значительных объемах смеси. Первоначально оно возникает в отдельных очагах, где по тем или иным причинам случайно создались наиболее благоприятные условия для быстрого самоускорения предпламенных реакций. Характер дальнейшего развития воспламенения в основном определяется особенностями его распространения от первичных очагов на смежные объемы менее подготовленной к воспламенению смеси.

Существует два основных, как бы крайних типа распространения самовоспламенения:

1) объемное взрывное самовоспламенение, когда завершающие стадии воспламенения распространяются со сверхзвуковыми скоростями совместно с фронтом ударной волны, возникающей в результате практически одновременного развития воспламенения в некоторых конечных объемах одинаково подготовленной смеси;

2) точечное самовоспламенение, когда в отдельных очень небольших, как бы точечных очагах происходит зарождение фронтов пламени, которые в дальнейшем распространяются по остальной еще не воспламенившейся смеси с относительно невысокими скоростями, примерно такими же, как при распространении фронта пламени от электрической искры.

Существуют разновидности самовоспламенения, как бы промежуточные между этими двумя крайними его типами. Воспламенение может, например, иметь объемный характер, но развиваться со скоростями, еще недостаточными для возникновения настолько сильных ударных волн, которые способны были бы вызвать на пути своего распространения воспламенение смежных, менее подготовленных частей горючей смеси.

Нередко встречается смешанный тип самовоспламенения, когда первоначальное воспламенение точечного типа сопровождается возникновением ряда относительно медленно распространяющихся фронтов пламени, но затем, в связи с повышением давления, а соответственно и температуры еще не воспламенившейся части смеси в ней возникают новые самостоятельные очаги объемно-взрывного самовоспламенения.

Все эти разновидности распространения самовоспламенения наглядно выявляются при фотографировании методом многощелевой фоторазвертки. Сущность этого метода сводится к тому, что распространение пламени в камере сгорания аппарата адиабатического сжатия или установки одиночных рабочих циклов (описание установки см. ниже) фотографируется одновременно рядом объективов, как показано на рис. 20. Стеклопанель крышка цилиндра накрыта стальной плитой, в которой профрезерованы семь параллельных щелей (по числу объективов); оптическая система выполнена таким образом, что каждый объектив регистрирует распространение пламени только вдоль одной из щелей, причем изображения всех щелей в каждый момент времени лежат на одной прямой [11].

Способ расшифровки полученных фоторегистраций ясен из рис. 21. В результате на горизонтальную проекцию камеры сгорания можно нанести ряд точек, в которых пламя появляется одновременно в каждый момент времени, и, соединяя эти точки между собой, построить положение фронта пламени. Повторяя подобные построения через равномерные интервалы времени, можно получить схему распространения пламени по камере в течение всего процесса воспламенения и последующего сгорания. Аналогично

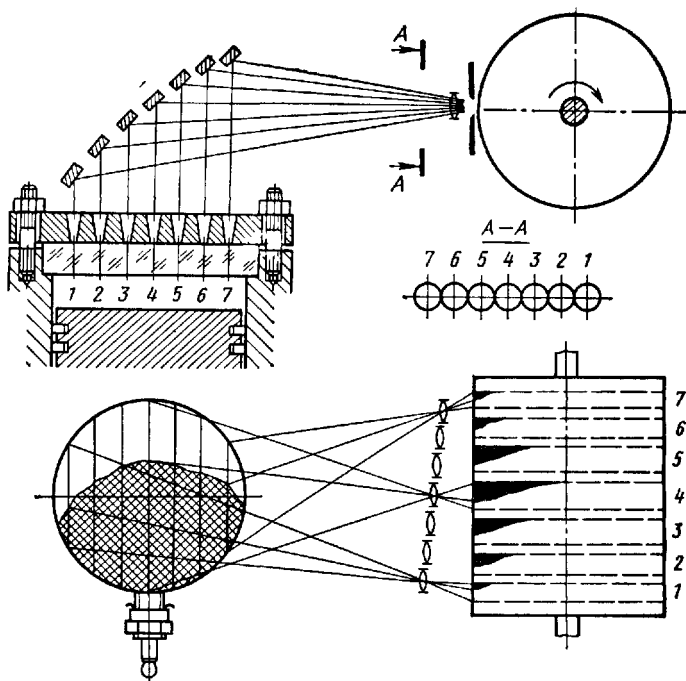


Рис. 20. Схема многощелевой фоторазвертки:  
1—7 — номера щелей

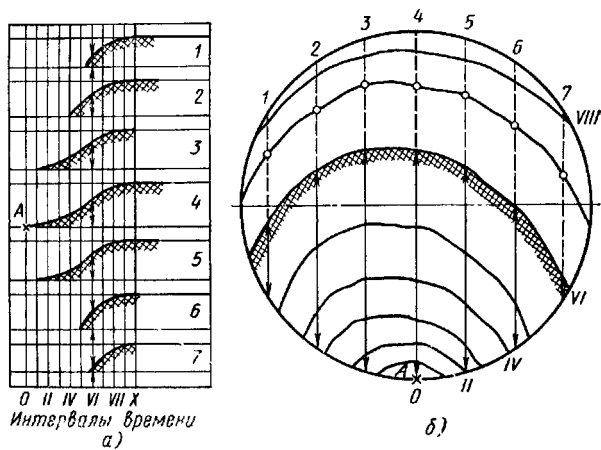


Рис. 21. Способ построения мгновенных положений фронта пламени:

а — схема фоторегистрации, б — схема распространения пламени, А — искра

можно установить мгновенные положения фронтов ударных волн, возникающих в процессе взрывного самовоспламенения, и определить направления и скорости распространения этих волн. Разрешающая способность метода очень велика. Даже при умеренных скоростях движения пленки, например 50 м/с, интервалу времени  $10^{-4}$  с отвечает расстояние на пленке 5 мм, что позволяет проследить за отдельными стадиями развития взрывных процессов в камере сгорания значительно отчетливее, чем это возможно посредством высокоскоростной киносъемки.

К сожалению, ряд наиболее интересных деталей, в особенности относящихся к развитию начальных стадий самовоспламенения, когда свечение пламени еще очень слабое, достаточно хорошо различимых на негативных фотопленках, при репродукции пропадает. В связи с этим на рис. 22 приведены лишь построенные по полученным фоторегистрациям типичные схемы распространения пламени, возникающего в результате самовоспламенения трех рассмотренных выше типов. Что же касается самих многощелевых фоторегистратий, то некоторые их образцы, характеризующие процессы распространения фронта пламени и возникновения детонации в условиях двигателя с искровым зажиганием, представлены на рис. 63, 77 и 94.

По виду фоторегистратий можно судить о типе самовоспламенения, даже не прибегая к построению мгновенных положений

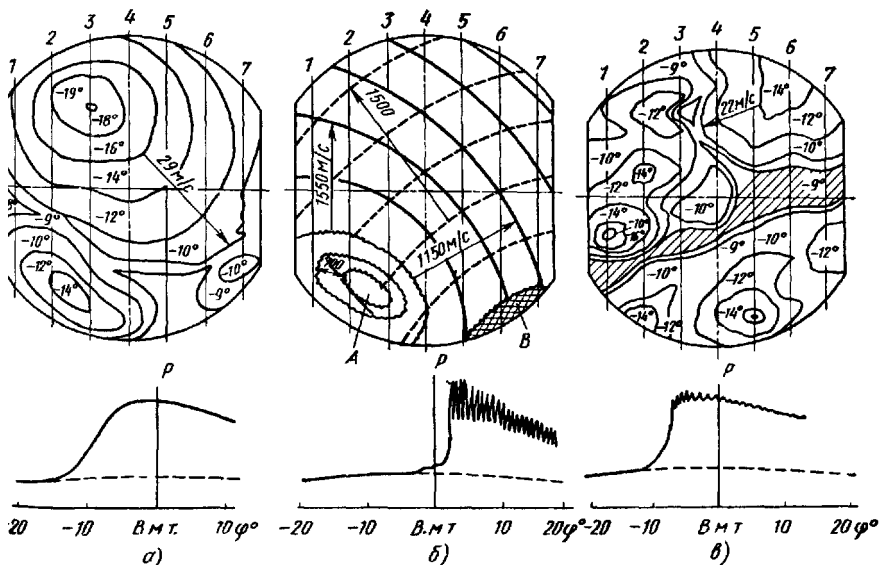


Рис. 22. Схемы распространения пламени и соответствующие диаграммы давления в случае различных типов самовоспламенения, вызываемого адиабатическим сжатием:

а — точечное; б — взрывное; в — смешанное самовоспламенение (штриховкой обозначена последняя часть несгоревшей смеси, воспламеняющаяся взрывным путем)

фронтов пламени. При точечном самовоспламенении распространение пламени регистрируется в виде отдельных язычков; скорости пламени невелики (не превышают нескольких десятков метров в секунду), сгорание протекает спокойно, без каких-либо признаков появления ударных волн. Характер распространения пламени от точечных очагов самовоспламенения сходен с распространением турбулентного пламени от искры с тем лишь отличием, что последовательно может возникать как бы ряд фронтов, затем сливающихся друг с другом (рис. 22, *а*).

На схемах рис. 22, *а*, *б* мгновенные положения фронтов пламени нанесены через интервалы времени  $0,6 \cdot 10^{-3}$  с ( $2^\circ$  угла поворота коленчатого вала), на схеме рис. 22, *в* положения фронта пламени, распространяющегося совместно с фронтом ударной волны, нанесены через интервалы  $10^{-5}$  с.

При взрывном самовоспламенении слабое диффузное свечение появляется сразу же в довольно значительных объемах. Вскоре после этого через интервал времени порядка десятых миллисекунды возникает значительно более яркое свечение, охватывающее с высокой скоростью весь объем камеры сгорания. При достаточно большой скорости фоторазвертки (см. рис. 63) отчетливо видно, что и в этом случае самовоспламенение первоначально возникает в относительно небольшом очаге *A*, от которого оно распространяется на смежные объемы смеси со скоростью в несколько сотен метров в секунду. При таких высоких скоростях распространения пламени в газе возникает уже довольно сильная ударная волна, по следам которой на фоторегистрации можно определить мгновенные положения ее фронта в различные моменты времени.

На схеме рис. 22, *в* фронты волны показаны сплошными дугообразными линиями; там же указаны скорости ее распространения в различных направлениях. Распространение воспламенения происходит совместно с фронтом ударной волны, причем в зоне *B* возникает новая ударная волна (положения ее фронта отмечены штриховыми линиями), движущаяся примерно с такой же скоростью, что и первичная. В дальнейшем происходит многократное отражение ударных волн от стенок, вызывающее сильные колебания давления на индикаторной диаграмме и появление звука высокого тона (один из наиболее характерных внешних признаков взрывного самовоспламенения — детонации).

Рассмотренный на рис. 22, *в* пример относится к случаю явно выраженного взрывного самовоспламенения, когда достаточно сильная ударная волна возникает в зоне первичного очага воспламенения. При меньших начальных скоростях развития очагов самовоспламенения (меньших скорости звука в еще не воспламенившейся смеси) возникают волны сжатия относительно небольшой амплитуды, лишь постепенно кумулирующиеся в более мощную ударную волну, способную вызвать на пути своего распространения воспламенение остальной массы горючей смеси. Соответственно

в зависимости от скоростей реакции как в первоначально воспламеняющихся объемах смеси, так и во фронте возникающих ударных волн скорости распространения взрывного самовоспламенения могут колебаться в широких пределах — от незначительно превосходящих скорость звука в невоспламенившейся смеси (600—700 м/с) до скоростей подлинной детонации (1800—2000 м/с; подробнее см. § 20).

При смешанном самовоспламенении поведение смеси вначале вполне аналогично изображенному на рис. 22, *а*, до тех пор, пока в какой-либо из зон смеси, еще не охваченной распространением пламени от очагов точечного воспламенения, не возникнет самостоятельный очаг объемного самовоспламенения, дающий начало распространению ударной волны. После этого дальнейшее сгорание осуществляется по схемам рис. 22, *б*, *в* с тем отличием, что интенсивность ударных волн в связи с меньшей массой несгоревшей смеси, воспламеняющейся объемным путем, уменьшается.

Точечный тип самовоспламенения типичен для таких трудно детонирующих топлив, как бензол, метан. Чисто взрывной с самого начала тип самовоспламенения наблюдается у низкооктановых топлив, например в гептановоздушных смесях. Смешанное самовоспламенение типично для обычных высокооктановых бензинов.

Рассмотренные разновидности самовоспламенения в основном связаны с особенностями развития предпламенных химических реакций в завершающих стадиях их цепочно-теплого самоскорения. При этом имеют значение не только абсолютные скорости реакции, но и их зависимости от температуры. Чем слабее эти зависимости, тем более вероятно одновременное возникновение самовоспламенения в больших объемах смеси, несмотря на наличие в ней температурной неоднородности. Чем выше абсолютные скорости реакций, тем вероятнее возникновение ударных волн достаточной интенсивности при воспламенении даже относительно небольших объемов смеси и также вероятнее воспламенение смежных, менее подготовленных объемов смеси в процессе распространения по ним даже слабых ударных волн.

Характер воспламенения в существенной мере зависит и от чисто физических факторов. Одновременному самовоспламенению значительных объемов препятствует повышенная тепловая и кинетическая неоднородности смеси, обусловленные, например, интенсивным завихриванием, вызывающим попеременное омывание реагирующей смесью горячих и более холодных поверхностей.

Наблюдающаяся крайняя сложность и нередко противоречивость влияния на возникновение детонации в двигателях таких факторов, как изменение температуры на пуске и в рубашке цилиндров, изменение частоты вращения, присадка антидетонаторов объясняется тем, что в зависимости от кинетических особенностей развития предпламенных реакций эти факторы могут оказывать различное воздействие на процесс самовоспламенения.

## § 8. Действие антидетонаторов на процессы самовоспламенения

Одним из распространенных и сравнительно дешевых способов борьбы с детонацией (стучком) в двигателях с искровым зажиганием является добавка к топливам очень небольших количеств, порядка десятых и даже сотых долей процента, некоторых металлоорганических соединений<sup>1</sup>. Весьма эффективным и наиболее широко используемым антидетонатором служит тетраэтиловый свинец  $Pb(C_2H_5)_4$  (сокращенно ТЭС), основной недостаток которого — его крайняя ядовитость. В последнее время у нас в Союзе проводятся широкие испытания по применению в качестве антидетонаторов соединений марганца, в частности, циклопентадиенилтрикарбонила марганца  $C_5H_5Mn(CO)_3$  (сокращенно ЦТМ), обладающего практически такой же эффективностью, как ТЭС, но малотоксичного и не увеличивающего износа деталей двигателей.

Несмотря на большое число исследований, посвященных изучению механизма антидетонационного действия металлоорганических соединений, этот механизм еще не может считаться вполне расшифрованным. Основное значение здесь, по-видимому, имеет обрыв окислительных реакционных цепей на мельчайших частичках металлов или их окислов, образующихся при термораспаде антидетонаторов. В зависимости от особенностей металлоорганических соединений, температур их разложения, а также температур и давлений несгоревшей части рабочего заряда в двигателе эффект может проявляться как в торможении начальных стадий окислительных реакций, предшествующих появлению холодного пламени, вызывая увеличение периода задержки  $\tau_1$ , так и в воздействии на последующие стадии процесса — увеличении длительностей задержек  $\tau_2$ .

Первое характерно для карбонильных соединений, таких как ПКЖ (пентакарбонилжелезо —  $Fe(CO)_5$ ), ДКМ (декакарбонилдимарганец —  $Mn_2(CO)_{10}$ ), второе свойственно ТЭС, ЦТМ, а также ряду других металлоорганических соединений.

На рис. 23 приведены кривые изменения  $\tau_1$  и  $\tau_2$  в зависимости от температур сжатия при двух постоянных давлениях сжатия 10 и 20 МПа, полученные в аппарате адиабатического сжатия для эталонного 60-октанового топлива и того же топлива с добавками ряда металлоорганических соединений. Каждое из них добавлялось в количестве, отвечающем повышению октанового числа на 18 единиц (до 78 по моторному методу). Для сравнения там же приведены кривые, для смеси 78 % изооктана с 22 % n-гептана, т. е. имеющей то же ОЧ (78) без каких либо добавок.

<sup>1</sup> О сущности явления детонации в двигателях см. § 20. Подробные сведения об антидетонационном эффекте различных присадок к автобензинам разного состава и о влиянии на этот эффект ряда других факторов содержатся в работе А. Н. Воинова, Д. И. Скороделова, Ф. И. Соколова [20].



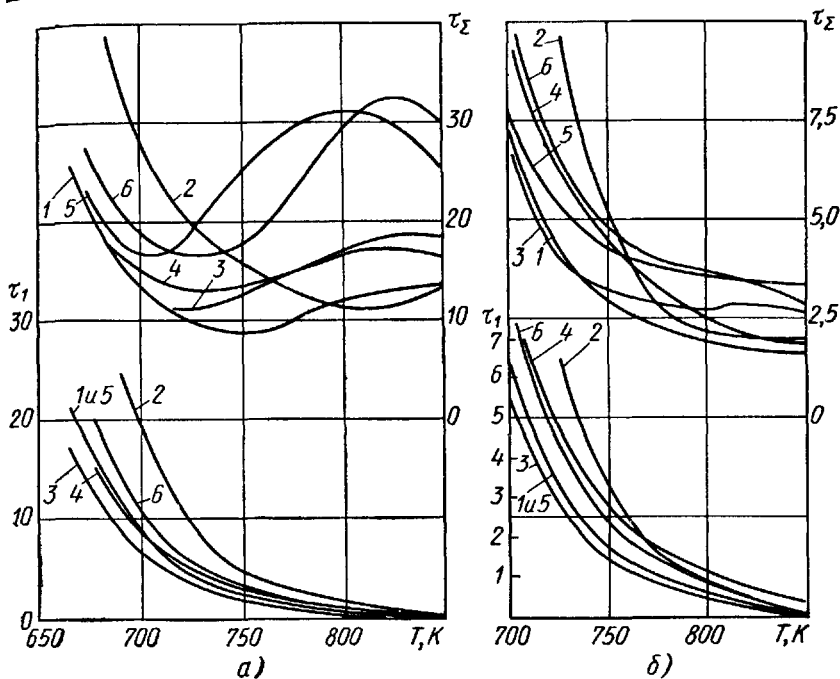


Рис. 23. Действие различных антидетонаторов на длительности задержек холодного пламени  $\tau_1$  и общую длительность задержек воспламенения  $\tau_2$  при различных температурах и давлениях сжатия ( $\alpha = 1$ ):

$a - p_c = 1$  МПа,  $b - p_c = 2$  МПа, 1 — смесь 60% изооктана и 40% н-гептана без добавки, 2, 3, 4, 5 — то же, с добавками соответственно ДКМ, ТЭС, ферроцена и ЦТМ; 6 — смесь 78% изооктана и 22% н-гептана

Видно, что одни соединения (ТЭС, ЦТМ, ферроцен) удлиняют только  $\tau_2$ , хотя и в существенно различной степени и по-разному в зависимости от  $T_c$ , почти не влияя на длительности задержек холодного пламени (добавка ТЭС даже несколько сокращает  $\tau_1$ ). Соответственно увеличение общих задержек воспламенения  $\tau_2$  под воздействием этих антидетонаторов проявляется лишь в зоне температур сжатия, где длительности  $\tau_2$  достаточно велики, т. е. в области отчетливо выраженного двухстадийного воспламенения (см. также рис. 17).

При низком давлении ( $p_c = 10$  ат) действие присадки ферроцена очень сходно с действием ТЭС, но при более высоком давлении наблюдаются отличия. Присадка ДКМ тормозит начальные стадии предпламенного процесса, предшествующие появлению холодного пламени, что проявляется в существенном увеличении  $\tau_1$ ; примерно так же действует добавка ПКЖ. Наибольший эффект имеет место в области низких температур, причем одновременно происходит

Октановые числа различных топлив в зависимости от количества присадок антидетонаторов

Топливо	Обозначение антидетонатора	Антидетонатор, г/кг				
		0	0,5	1	2	Δ0ч
60% изооктана, 40% n-гептана	ТЭС	60	72,5	78	83,5	23,5
	ЦТМ	60	67,7	72,8	79,2	19,2
Бензин А-66	ПКЖ	60	64,1	68,3	75,8	15,8
	ТЭС	64,5	69,8	73,1	75,5	11,0
Дизобутилен	ЦТМ	64,5	70,8	74,4	77,5	13,0
	ТЭС	88,6	89,4	90,3	—	—
Бензол	ТЭС	106	—	—	97	—9
Этиловый спирт	ТЭС	90	85	85	85	—5
	ПКЖ	90	92,6	94,4	97	7

некоторое увеличение  $\tau_2$ , которое с повышением температуры прекращается.

В полном соответствии с различиями в характере действия тех или иных антидетонаторов на отдельные стадии предпламенного процесса существенно различной оказывается эффективность этих антидетонаторов для топлив разной природы. Как видно из табл. 2, наибольшую приемистость к ТЭС и ЦТМ имеют парафиновые топлива, обладающие резко выраженным двухстадийным механизмом самовоспламенения. Несколько меньшей приемистостью к ТЭС и ЦТМ обладают нафтеновые углеводороды, еще ниже она у сложных ароматических углеводородов, входящих в состав современных высокооктановых автобензинов. Приемистость к тем же антидетонаторам непредельных углеводородов, в частности дизобутилена, у которого двухстадийность воспламенения практически отсутствует, оказывается весьма слабой. Соответственно наличие в составе автомобильных бензинов ароматических и непредельных углеводородов существенно снижает их приемистость к ТЭС и ЦТМ.

Антидетонационная стойкость бензола и этилового спирта не только не увеличивается при добавлении ТЭС, но даже несколько уменьшается. В отличие от этого присадка к этиловому спирту ПКЖ дает отчетливо выраженный антидетонационный эффект [103], что еще раз свидетельствует о существенных отличиях в механизме антидетонационного действия карбонильных соединений. Таким образом, при рациональном выборе состава антидетонационных присадок необходимо учитывать не только природу того или иного топлива, но также значение степени сжатия и общий уровень теплонпряженности двигателя.

Данные рис. 23 также показывают, что особенности действия различных металлоорганических соединений не связаны однозначно со свойствами входящих в них металлов. Соединения, содержащие разные металлы, могут обладать сходным действием (например, ТЭС и ферроцен  $\text{FeC}_5\text{H}_5$ ), тогда как действия соединений, содержащих одни и те же металлы, могут быть существенно различными (ферроцен и ПКЖ, ЦТМ и ДКМ).

Как уже отмечалось в § 7, действие антидетонаторов может проявляться не только в увеличении длительностей задержек воспламенения, но и в изменении характера развития завершающих стадий воспламенения — собственно взрыва. Имеющиеся по этому вопросу данные хотя и носят в основном качественный характер, но все же достаточно убедительно показывают, что, например, присадки ТЭС одновременно с удлинением вторых задержек  $\tau_2$  приводят к ослаблению интенсивности возникающих при самовоспламенении вибраций давления (ударных волн). То обстоятельство, что при одинаковом повышении октанового числа топлива добавки различных антидетонаторов по-разному влияют на суммарные длительности задержек воспламенения, заставляет предполагать, что воздействие антидетонаторов на характер воспламенения может в некоторых случаях иметь основное значение.

В заключение следует обратить внимание на то, что двигатель, проработавший на бензине с добавкой ЦТМ несколько десятков часов, оказывается менее склонным к детонации, чем «чистый» — без отложений нагара.

Специально проведенные исследования [6] показали, что это связано с высокими температурами плавления окислов марганца ( $>1500^\circ\text{C}$  против  $900^\circ\text{C}$  для  $\text{PbO}$ ), присутствие которых в образующихся сажевых отложениях препятствует их спеканию. Нагар получается очень рыхлым, легко сдуваемым со стенок камер сгорания при поступлении в цилиндры свежей смеси. Присутствуя в камере сгорания в виде мелких взвешенных частиц, нагар тормозит развитие предпламенных реакций, препятствуя тем самым возникновению взрывного самовоспламенения последней части заряда.

К сожалению, те же высокие температуры плавления окислов марганца способствуют образованию токопроводящих отложений на центральных электродах и юбочках изоляторов свечей зажигания, что сокращает срок безотказной работы последних. Достаточно эффективных средств борьбы с этими неприятными явлениями при использовании топлив с присадками ЦТМ пока не найдено.

### **§ 9. Особенности самовоспламенения в процессе продолжающегося сжатия горючей смеси**

До сих пор рассматривалось развитие самовоспламенения в условиях постоянного объема после завершения нагревания смеси адиабатическим сжатием. Если же, как это обычно имеет место в двигателях, воспламенение несгоревшей части рабочего

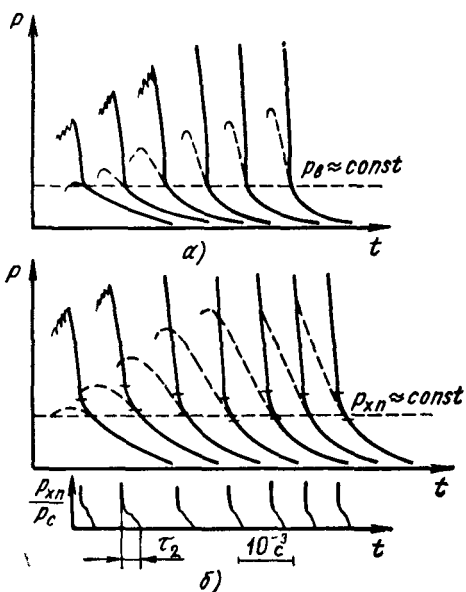


Рис. 24. Диаграммы изменения давления при воспламенении в процессе сжатия с различными скоростями свободно летящего поршня:

*a* — диизобутлена, *б* — 60 октанового эталонного топлива в смесях с воздухом,  $\alpha = 1,2$ ,  $p_a = 0,1$  МПа,  $T_a = 100^\circ \text{C}$ , штриховые линии — диаграммы сжатия тех же топлив в смесях с азотом

заряда происходит в процессе непрерывного повышения давления в камере сгорания, то процессы развиваются иначе.

Как уже отмечалось в § 5, подобные условия можно моделировать, осуществляя сжатие горючей смеси свободно летящим поршнем. Изменяя скорость его перемещения, в достаточной мере воспроиз-

водят условия воспламенения последней части заряда в двигателе при различных частотах вращения коленчатого вала.

На рис. 24, *a* приведена серия осциллограмм, отвечающих одностадийному самовоспламенению диизобутилено-воздушной смеси при неизменных начальных условиях, но различных скоростях сжатия. Штриховые линии отвечают сжатию смеси того же топлива с азотом вместо воздуха. На рис. 24, *б* внизу показаны изменения относительных давлений в холоднотламенной стадии [12].

Из рисунка следует, что давления, а соответственно и температуры в моменты воспламенения практически не зависят от скоростей сжатия. Иными словами, воспламенение во всех случаях наступает при достижении некоторых, как бы критических значений  $p_c$ , а соответственно и  $T_c$  (в данном случае  $p_b = 4,3$  МПа,  $T_b = 960$  К).

Второе — наличие крайне резких отрывов линий сгорания от линий сжатия не реагирующей смеси при практическом отсутствии переходных участков, отвечающих периодам прогрессивного самоускорения предпламенных реакций, которые всегда наблюдаются при воспламенении в условиях  $V = \text{const}$ .

Независимость критических температур и давлений воспламенения от скорости сжатия связана с тем, что прогрессивное увеличение скоростей предпламенных реакций здесь в основном обязано повышению  $T_c$  и  $p_c$  со скоростью, пропорциональной скорости сжатия. На фоне этого, как бы принудительного ускорения реак-

ций, их самоускорение из-за тепловыделения в ходе реакций на ранних стадиях развития последних незначительно.

Резкое повышение давления в момент воспламенения почти без переходных участков, наблюдаемых в опытах при  $V = \text{const}$ , можно объяснить тем, что ускорение развития предпламенных реакций, а соответственно и тепловыделение за счет этих реакций локализуется в отдельных сравнительно небольших зонах. Наличие продолжающегося сжатия способствует более быстрому повышению температуры, а соответственно и прогрессивному возрастанию скорости реакций именно в этих зонах, где и возникают очаги самовоспламенения, от которых оно распространяется на смежные объемы уже в основном со скоростью газодинамических возмущений. Рассчитанные исходя из такого предположения кривые повышения давления хорошо согласуются с экспериментальными.

Когда воспламенение развивается двухстадийным путем (рис. 24, б; смесь 60 % изооктана и 40 % н-гептана с воздухом) при тех же начальных условиях, что и при одностадийном самовоспламенении (рис. 24, а), то практически не зависящими от скорости сжатия оказываются давления, а соответственно и температуры, отвечающие началу развития холоднопламенной стадии, т. е. началу первого относительно небольшого повышения давления, которое вскоре прекращается в связи с затуханием холодного пламени. После этого скорость тепловыделения резко снижается (кривые идут почти параллельно линиям сжатия не реагирующей смеси) и лишь при прошествии некоторого периода задержки  $\tau_2$  возникает собственно воспламенение.

Обращает на себя внимание то, что повышение давления в начале развития холоднопламенной стадии происходит относительно замедленно. Это связано с тем, что холодное пламя возникает в результате цепного, а не теплового самоускорения реакций [74].

На рис. 24, б внизу нанесены кривые относительного повышения давления в ходе указанного двухстадийного процесса, причем видно, что длительности задержек  $\tau_2$  практически не зависят от скорости сжатия. Так как длительности  $\tau_2$  увеличиваются с ростом температур сжатия и сокращаются с ростом давления (см. рис. 16, 17), то при одновременном повышении  $T_c$  и  $p_c$  в процессе сжатия значения  $\tau_2$  сохраняются практически постоянными, т. е. не зависят от степени сжатия. Следовательно, они также не должны зависеть и от скорости сжатия; так как если  $\tau_2 = f(\epsilon) = \text{const}$ , то

$$\frac{d\tau_2}{dt} = \frac{d[f(\epsilon)]}{dt} = 0, \quad (29)$$

где  $t$  — время.

То же самое было получено при использовании циклогексана, также воспламеняющегося двухстадийным путем [12].

Рассмотренные особенности развития предпламенных процессов в ходе продолжающегося сжатия углеводородов различного строения, воспламеняющихся одностадийным и двухстадийным

путем, объясняют причины наблюдаемых отличий в изменениях склонности автомобильных бензиновых двигателей к детонации в зависимости от частоты вращения в случае использования различных топлив. Подробнее об этом см. § 29.

## § 10. Воспламенение распыленных жидких топлив

При впрыскивании жидких топлив в нагретый воздух в виде мелких капелек последние испаряются с поверхности, причем образующаяся горючая смесь оказывается неоднородной как по составу, так и температуре. В центре факела распыла смесь получается очень богатой, а вблизи внешних границ факела — обедненной. В связи с тем, что теплота, необходимая для испарения жидкого топлива и нагревания его паров до равновесной с воздухом температуры, заимствуется из окружающего капли воздуха, в тех зонах, где концентрации паров топлива велики, температура смеси существенно ниже, а в обедненных зонах она выше. Так, например, при начальной температуре воздуха  $600^{\circ}\text{C}$  равновесная температура стехиометрической смеси в случае обычного дизельного топлива составляет около  $510^{\circ}\text{C}$ , а при  $\alpha = 0,5$  — около  $460^{\circ}\text{C}$  [22].

Хотя окисление углеводов в жидкой фазе начинается при меньших температурах, чем в газовой, и развитие начальных стадий предпламенных реакций идет более быстро в богатых смесях, но то обстоятельство, что температура смеси в переобогащенных зонах значительно ниже, приводит к тому, что первичные очаги воспламенения обычно возникают вблизи внешних границ факела распыленного топлива в зонах, отвечающих местным значениям  $\alpha \approx 1$ , где охлаждающее влияние испарения меньше, а удельное тепловыделение на единицу массы смеси максимально.

Число самостоятельных очагов воспламенения, как правило, невелико; дальнейшее развитие процесса сводится в основном к распространению пламени от первичных очагов на смежные объемы менее подготовленной смеси. При этом, так же как в однородных смесях, скорости распространения воспламенения могут колебаться в широких пределах в зависимости от готовности смеси в общей своей массе к самовоспламенению. Как видно на рис. 25, а, два первичных очага самовоспламенения появляются в кадре 8 — один в центре камеры сжатия, второй — у конца топливной струи вблизи стенки, противоположной форсунке. На кадре 9 пламя от этих очагов уже охватило большую часть поверхности топливного факела; скорость распространения воспламенения превышает  $100\text{ м/с}$ . В дальнейшем скорость распространения пламени замедляется, сгорание в основном идет в результате взаимной диффузии паров топлива, продуктов его неполного окисления и окружающего воздуха.

На рис. 25, б показаны кадры, отвечающие впрыску топлива в беспорядочно турбулизованный воздух. На кадре 7 видно

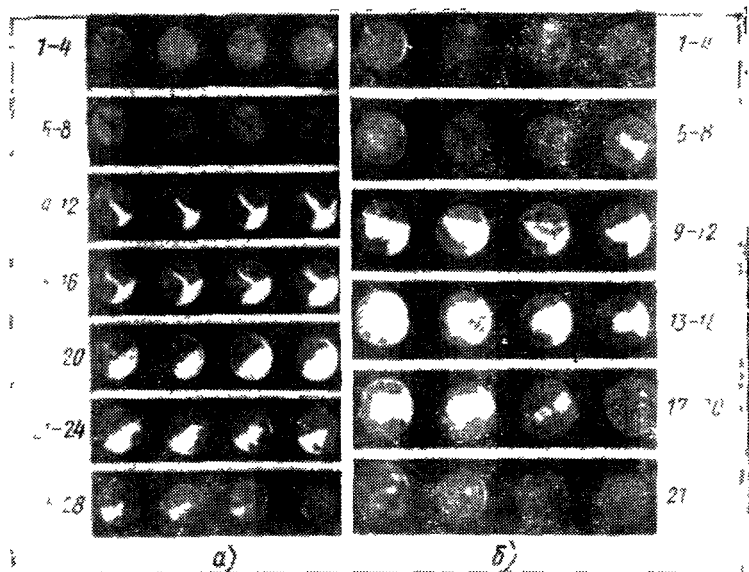
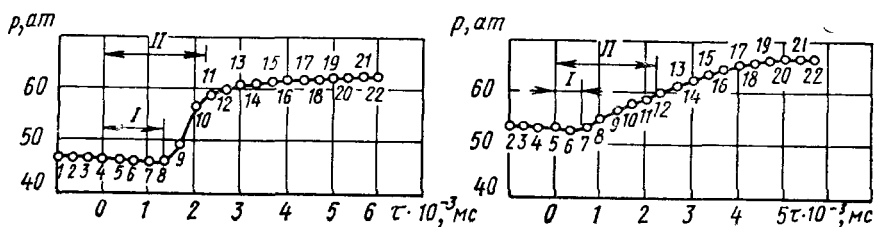


Рис. 25. Диаграммы изменения давления и соответствующие кинорегистрации пламени при впрыскивании дизельного топлива в нагретый воздух в аппарате адиабатного сжатия [102]:

*a* —  $p_c = 47$  ат,  $T_c = 574^\circ \text{C}$ , перед сжатием воздух неподвижен, *б* —  $p_c = 54$  ат,  $T_c = 690^\circ \text{C}$ , воздух сильно турбулирован, *I* — задержка воспламенения, *II* — период охвата пламенем всей поверхности топливного факела. На диаграммах цифрами указаны номера кадров, скорость съемки 3000 кадров в секунду

одновременное возникновение нескольких мелких очагов воспламенения в средней части камеры. На кадре 8 пламя от этих очагов распространилось на большую часть поверхности топливного факела, причем контуры пламени расплывчатые. Охват воспламенением всей поверхности топливного факела заканчивается на кадре 12, после чего идет диффузионное догорание. Яркие светлые пятна, отчетливо выступающие в конце сгорания на обеих сериях кинокадров, вызваны свечением раскаленных частиц углерода, образовавшихся в зонах со значительным переобогащением смеси.

Детальные сведения об особенностях развития предпламенных реакций в крайне сложных условиях, предшествующих воспламенению распыленных жидких топлив, отсутствуют, но так как последнее возникает тем легче, чем большей склонностью обладает топливо к детонации в двигателях с искровым зажиганием, то можно предположить, что кинетический механизм этих реакций в однородных и неоднородных смесях оказывается сходным. Между воспламеняемостью топлив одинакового группового состава в дизелях, которую оценивают цетановым числом (ЦЧ), и их антидетонационной стойкостью, оцениваемой октановыми числами ОЧ и ОЧИ, наблюдается обратная линейная связь. По новейшим данным,  $\text{ЦЧ} = (55 \pm 5) - 0,45 \text{ ОЧМ}$  или  $\text{ЦЧ} = (60 \pm 5) - 0,5 \text{ ОЧИ}$ .

Тепловые и кинетические неоднородности в образующейся смеси, а соответственно и различия в скоростях развития предпламенных реакций в отдельных объемах, выражаются тем резче, чем короче задержки воспламенения, т. е. чем выше температуры и давления воздуха, в который впрыскивается топливо. При достаточно больших задержках указанные неоднородности сглаживаются благодаря взаимной диффузии паров топлива и воздуха, и характер развития предпламенных реакций остается примерно таким же, как в гомогенных смесях. В частности, отчетливо регистрируется появление перед горячим воспламенением холодного пламенного свечения, как показано на рис. 26. Видно, что по мере повышения температуры воздуха в бомбе, в которую производился впрыск топлива, происходит быстрое сокращение задержек  $\tau_1$ , в то время как задержки  $\tau_2$  сначала несколько увеличиваются,

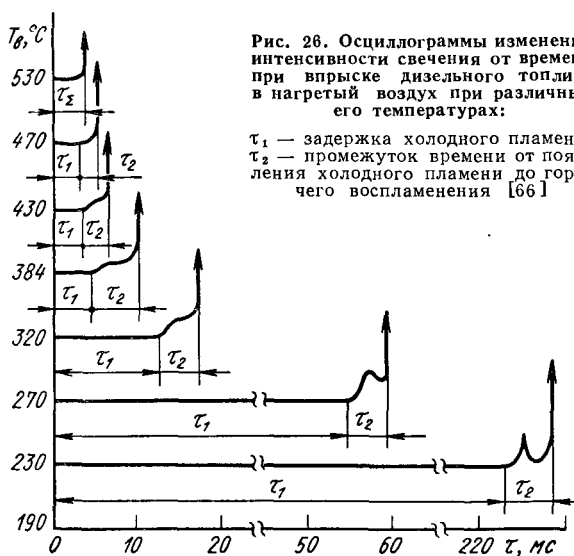
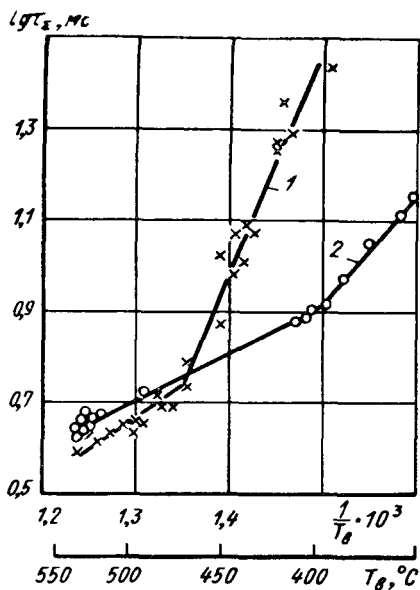


Рис. 26. Осциллограммы изменения интенсивности свечения от времени при впрыске дизельного топлива в нагретый воздух при различных его температурах:

$\tau_1$  — задержка холодного пламени;  
 $\tau_2$  — промежуток времени до появления холодного пламени до горячего воспламенения [66]



Рис. 27. Зависимости от температуры логарифмов длительностей задержек воспламенения при впрыске в нагретую бомбу:  
 1 — стандартного дизельного топлива; 2 — облегченного топлива давление в бомбе  $15 \cdot 10^5$  Па [26]



а, начиная с  $T_b = 400^\circ \text{C}$ , сокращаются. С повышением температуры выше  $300^\circ \text{C}$  пики холодного пламенного свечения сглаживаются и превращаются в ступеньки, что связано с неоднородностью смеси, приводящей к неодновременному появлению холодного пламени в отдельных объемах. Следующие друг за другом небольшие пики свечения, накладываясь, регистрируются как площадки.

В опытах с впрыском дизельных топлив в нагретый воздух в камерах постоянного объема (бомбах) обнаруживается наличие характерных изломов в зависимостях длительностей задержек воспламенения от температуры, отчетливо различимых в координатах  $\lg \tau_{\Sigma} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ , как показано на рис. 27. В зоне низких температур (до  $350\text{--}400^\circ \text{C}$ ) наклон прямых отвечает значениям энергии активации  $E > 60 \cdot 10^3$  Дж (г·моль), в то время как при высоких температурах кажущиеся значения энергии активации резко снижаются до  $20\text{--}25$  кДж (г·моль).

Одни исследователи объясняли причины указанного явления тем, что при низких температурах развитие предпламенных процессов лимитируется скоростью химических реакций, влияние на которую температуры очень сильное, тогда как при высоких температурах в связи с тем, что скорость реакций становится весьма высокой, лимитирующей оказывается скорость испарения топлива, которая изменяется с ростом температуры в значительно меньшей степени [71].

Другие исследователи объясняли наличие тех же изломов влиянием только химических факторов, исходя из аналогии с зависимостями  $\lg \tau_{\Sigma} = f\left(\frac{1}{T}\right)$  в случае гомогенных смесей, а именно — переходом из зоны низкотемпературного квазистадийного воспламенения в область двухстадийного воспламенения, где сокращение с ростом температуры задержек холодного пламени компенсируется возрастанием вторых задержек  $\tau_2$  [74].

Возможен еще и ряд других объяснений. Если, например, учесть, что при большой длительности задержек (низкие  $T_0$ ) капли топлива могут достигать нагретых стенок и соответственно испаряться без отнятия теплоты от воздуха, то вблизи стенок бомбы предпламенные реакции будут развиваться при относительно более высоких температурах (близких к  $T_0$ ), тогда как при коротких задержках те же реакции развиваются в объеме при температурах смеси  $T_{см} < T_0$ . Введение такой поправки приводит к существенному увеличению крутизны зависимостей  $\lg \tau_{\Sigma} = f\left(\frac{1}{T}\right)$  в области высоких температур [65].

Выполненный нами тщательный анализ получаемых экспериментально кривых изменения давления в бомбе в период, предшествующий воспламенению впрыскиваемого топлива, привел к выводу, что в точности описать математическим путем эти кривые представляется возможным лишь исходя из предположения о наличии более сложного кинетического механизма предпламенных реакций, включающего автокатализ, в соответствии с формулой

$$\omega_p = Ap^{n-1} e^{-E/RT} + B\varphi^{\tau}. \quad (30)$$

Влияние автокаталитического члена проявляется в том большей степени, чем длительнее задержки воспламенения, и приводит их к сокращению в области умеренных температур, что также вызывает снижение кажущихся значений энергии активации [88]. При значениях  $\tau_{\Sigma} < 10$  мс (а только такие задержки и встречаются в двигателях) представляется возможным с достаточной для практических расчетов точностью пользоваться классической формулой

$$\tau_i = Ap^{-(n-1)} e^{E/RT_{см}},$$

где  $(n - 1) = 0,5^*$ ;  $E \approx 84 \cdot 10^3$  Дж/(г·моль);  $T_{см}$  — температура смеси с учетом затрат теплоты на испарение топлива и нагревание его паров до равновесной с воздухом температуры при местных значениях  $\alpha = 1$ .

При достаточно высоких значениях температуры воздушного заряда дальнейшее сокращение  $\tau_i$  распыленных жидких топлив вообще прекращается. Длительности задержек стабилизируются на некотором предельном уровне порядка десятитысячных секунды, отвечающем отрезку времени, необходимому для распада струи впрыскиваемого топлива на отдельные капли, а затем их прогрева и хотя бы частичного испарения [74]. Воздействовать на эти минимально достижимые длительности задержек воспламенения, в основном определяемые чисто физическими факторами, можно

\* По результатам ряда исследований значения  $(n - 1)$  колеблются в пределах 0,3—0,6. Такие значения типичны для влияния давления как на длительность задержек холодного пламени (см. § 6), так и на скорость процессов испарения и диффузии в условиях относительно слабой турбулентности, характерных для тепло-массообмена между мелкими каплями топлива и окружающим их воздухом.

увеличением мелкости распыливания, а также интенсивности турбулентного движения воздушного заряда. Необходимо, однако, отметить, что последний фактор вызывает сокращение общих задержек воспламенения лишь при достаточно высоких температурах воздуха ( $>500^\circ\text{C}$ ), тогда как при низких температурах увеличение скорости вихревого движения воздушного заряда оказывает обратный эффект [8, 65].

Подобные различия можно объяснить, исходя из особенностей двухстадийного воспламенения с учетом неоднородности образующейся смеси по составу и температуре. Известно, что скорость развития начальных стадий предпламенных реакций выше в богатых смесях, причем имеет максимум в области температур смеси  $350\text{--}400^\circ\text{C}$ ; при  $\alpha = 0,3$  это отвечает температуре воздуха около  $550\text{--}600^\circ\text{C}$ . При наличии интенсивной турбулизации реагирующей смеси образующиеся в таких переобогащенных зонах активные продукты окисления (перекиси) транспортируются в зоны, где  $\alpha \approx 1$ , способствуя возникновению здесь первичных очагов воспламенения.

Если же температура воздуха невысока, то в тех же переобогащенных зонах температура смеси оказывается недостаточной для быстрого развития окислительных реакций. В этом случае турбулентное перемешивание реагирующей смеси, препятствующее сохранению локальных очагов, в которых по тем или иным случайным причинам предпламенные реакции развиваются наиболее интенсивно, затрудняет воспламенение (аналогично действию перемешивания, например, на процессы кристаллизации).

Существенное влияние на сокращение задержек воспламенения в дизелях оказывает имеющее место при достаточно больших углах опережения начала впрыска топлива сжатие реагирующей смеси поршнем. При этом, так же как и в случае воспламенения гомогенной смеси, дополнительное ее нагревание и повышение давления за счет сжатия (см. § 9) может оказывать более существенное влияние на ускорение предпламенных реакций, нежели вызываемое ими тепловыделение.

Как показано в работах автора и Четти В. Джанардана [22] и [88], влияние фактора поджатия выражено тем сильнее, чем больше угол опережения впрыска и меньше цетановое число топлива, т. е. чем меньше скорости предпламенных реакций и больше степень нагрева реагирующей смеси сжатием ее поршнем. Без учета поджатия кажущиеся значения энергии активации  $E_{\text{каж}}$ , вычисленные, как это нередко делается, исходя из получаемого в опытах сокращения задержек воспламенения по мере уменьшения углов опережения впрыска, а соответственно повышения давлений и температур воздушного заряда, получаются очень заниженными. Несколькo бoльшие, но также заниженные значения  $E_{\text{каж}}$  получаются и в том случае, когда в расчетах используются средние значения  $\rho_c$  и  $T_c$  за период задержки воспламене-

Таблица 3

Экспериментальные и расчетные длительности задержек воспламенения при различных углах начала впрыска, при принятом действительном значении  $E = 83$  кДж/(г·моль), а также кажущиеся значения энергии активации, вычисленные без учета поджатия двумя методами

Параметры	Цетановое число								
	40			50			60		
Угол начала впрыска $\varphi^{\circ}_{\text{впр}}$ . . . . .	22	16	10	22	16	10	22	16	10
Длительность задержек воспламенения $\tau_i$ , мс: экспериментальная	1,33	0,89	0,63	1,05	0,64	0,47	0,83	0,44	0,32
	расчетная . . . . .	1,33	0,89	0,62	1,05	0,66	0,45	0,83	0,51
Интервал угла начала впрыска до в. м. т., $^{\circ}$	22— 16	22— 10	16— 10	22— 16	22— 10	16— 10	22— 16	22— 10	16— 10
Кажущиеся значения энергии активации $E_{\text{каж}}$ , кДж/(г·моль): метод I . . . . .	20,3	22,0	24,5	25,5	26,0	26,7	28,0	28,5	29,5
	метод II . . . . .	35	36	38	43	42	41	46	45,5

ния<sup>1</sup>, как это видно из данных табл. 3. В таблице приведены расчетные значения  $\tau_i$ , вычисленные при помощи ЭЦВМ с учетом влияния поджатия на скорости развития предпламенных реакций исходя из следующих допущений:

1) количество впрыскиваемого топлива изменяется во времени по линейному закону; общая длительность впрыска  $20^{\circ}$  угла поворота коленчатого вала;

2) время, затрачиваемое на испарение каждой очередной порции топлива и смесеобразование, соответствует  $2^{\circ}$  угла поворота кривошипа (0,2 мс при  $n = 1670$  об/мин), причем происходит как бы последовательное заполнение парами топлива ряда смежных зон камеры сгорания;

3) температура смеси в зонах реакции отвечает  $\alpha = 1$  и увеличивается под действием сжатия по тому же закону, как и без впрыска топлива, но с учетом тепловыделения за счет реакции;

<sup>1</sup> Оцениваемый, как это обычно принято в дизелях, от начала подачи топлива до точки пересечения линии сгорания с линией сжатия (см. рис. 108).

4) скорость тепловыделения в каждой зоне вычисляется по формуле  $dQ/dt = Ap^{n-1}e^{-E/RT_{cm}}$ , где  $E = 84 \cdot 10^3$  Дж/(г·моль) = const,  $(n - 1) = 0,5$ ;  $T_{cm}$  — текущее значение температуры реагирующей смеси в каждой из зон с учетом как ее саморазогрева, так и наличия сжатия поршнем;

5) значения предэкспоненциального множителя  $A$ , постоянные для каждого топлива, вычислены исходя из совпадения экспериментальных длительностей задержек с расчетными при моменте начала впрыска, соответствующем  $22^\circ$  угла поворота коленчатого вала до в. м. т.

В таблице приведены также кажущиеся значения энергии активации, вычисленные исходя из экспериментальных значений  $\tau_i$  при двух моментах начала впрыска и отвечающих этим моментам значениях  $p_c$  и  $T_c$ , найденные по формуле

$$\frac{\tau_i(1)}{\tau_i(2)} = \left[ \left( \frac{p_c(2)}{p_c(1)} \right) \right]^{0,5} e^{E/R \left[ \frac{1}{T_c(1)} - \frac{1}{T_c(2)} \right]}$$

и по аналогичной формуле, но с использованием средних значений  $p_c$  и  $T_c$  за соответствующий период задержки (метод II).

**Влияние задержек воспламенения на характер последующего сгорания распыленных жидких топлив.** При низких температурах и соответственно больших задержках воспламенения, измеряемых десятками миллисекунд, все впрыснутое топливо успевает полностью испариться, и образуется несколько неоднородная по своему составу бедная паровоздушная смесь. Воспламенение при этом возникает в небольшом числе отдельных очагов с более богатой смесью ( $\alpha \approx 1$ ), от которых пламя распространяется с относительно невысокими скоростями по остальной массе более бедной смеси. Давление повышается плавно и сгорание оказывается неполным, так как в зонах наибольшего обеднения пламя затухает (кривая 1, рис. 28).

По мере сокращения с повышением температуры задержек воспламенения скорость повышения давления увеличивается, так как число очагов воспламенения возрастает и не успевают образовываться зоны с чрезмерно обедненной смесью. При некотором значении температуры, отвечающем длительности задержки воспламенения, достаточной для полного испарения всего впрыснутого топлива и образования значительных зон, в которых со-

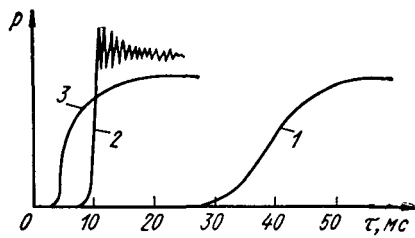


Рис. 28. Осциллограммы повышения давления при воспламенении распыленного жидкого топлива при различных температурах воздуха и соответственно различных длительностях задержек

став смеси соответствует максимальным скоростям развития химических реакций, воспламенение приобретает взрывной характер, сопровождается быстрым нарастанием давления и образованием ударных волн (кривая 2).

При высоких температурах воздуха и соответственно очень коротких задержках характер воспламенения снова становится спокойным, причем относительно быстрый рост давления наблюдается лишь в самом начале, а затем этот рост замедляется. Вместе с тем полнота сгорания уменьшается, и происходит обильное образование сажи (кривая 3). Причины замедления сгорания при высоких температурах и соответственно при сокращении задержек воспламенения ниже некоторого предела связаны с ухудшением смесеобразования. При коротких задержках воспламенение происходит еще до завершения подачи топлива, и значительная его часть впрыскивается уже в зону пламени, где кислород полностью или частично израсходован. Дальнобойность топливных струй при этом уменьшается, так как испарение капель идет значительно быстрее, и образующиеся пары топлива скапливаются вблизи форсунки, где подвергаются крекингу в условиях ограниченного доступа воздуха.

На рис. 29 представлены кривые изменения задержек воспламенения  $\tau_{\Sigma}$  и условных длительностей сгорания  $\tau_{сг}$  (отсчитываемых от начала воспламенения до момента достижения максимума давления) в зависимости от температуры воздуха в бомбе. На графике виден четко выраженный минимум длительностей сгорания в относительно узкой зоне температур, отвечающих оптимальному соотношению между скоростью смесеобразования и скоростью

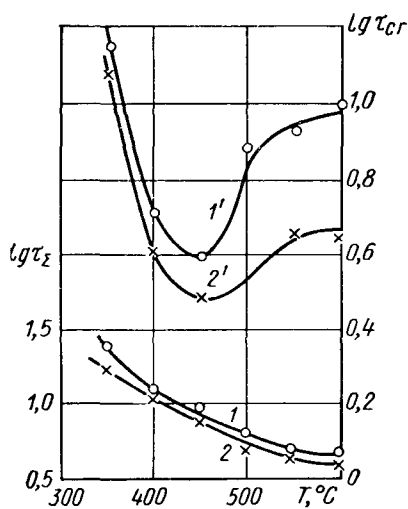


Рис. 29. Кривые изменения логарифмов длительностей задержек воспламенения  $\tau_{\Sigma}$  и длительностей сгорания  $\tau_{сг}$  распыленного дизельного топлива в зависимости от температуры воздуха в бомбе [66]:  
1 и 1' — грубое распыление; 2 и 2' — тонкое распыление

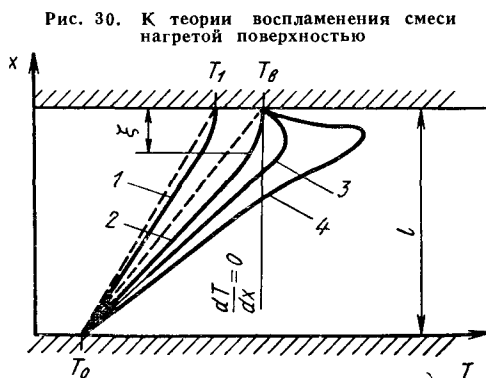


Рис. 30. К теории воспламенения смеси нагретой поверхностью

протекания предпламенных химических реакций, при которых сгорание приобретает взрывной характер. В этой области процесс характеризуется самовоспламенением взрывного типа, в принципе сходным с явлениями детонации в двигателях легкого топлива.

Необходимо подчеркнуть, что приведенные на рис. 30 данные получены при впрыске дизельного топлива в неподвижный воздух, заполняющий нагретую бомбу. При наличии соответствующим образом организованного турбулентного движения воздуха, имеющего место в двигателях, минимальные значения  $\tau_{cr}$  сдвигаются в область более высоких температур и соответственно меньших задержек, но характер зависимости  $\tau_{cr} = f(T)$  в общем сохраняется. В области коротких задержек процесс сгорания развивается относительно спокойно. При увеличении длительности задержки воспламенения сверх некоторого предела сгорание приобретает взрывной характер. Что касается части кривой, расположенной левее минимумов  $\tau_{cr}$ , то практического значения она не имеет, так как при таких больших задержках воспламенения дизели работать не могут

## § 11. Воспламенение накаливаемыми поверхностями

В отличие от воспламенения смеси, впущенной в горячий сосуд или нагретой адиабатическим сжатием, когда весь газ или большая его часть нагревается до температуры, достаточной для самовоспламенения, в данном случае речь идет о воспламенении горючей смеси при ее соприкосновении с относительно небольшими поверхностями, нагретыми до высокой температуры (так называемое калильное зажигание).

**Тепловая теория.** В наиболее удобном для теоретического рассмотрения виде условия воспламенения нагретой поверхностью воспроизводятся в заполненном горючей смесью сосуде с плоскопараллельными горизонтальными стенками; нижняя стенка холодная, ее температура  $T_0$  поддерживается постоянной, а верхняя — нагрета до некоторой температуры  $T_1$ . При таком расположении сосуда конвективные токи в газе отсутствуют, и в случае не реагирующей смеси ее температура будет линейно возрастать в направлении снизу вверх (от  $T_0$  до  $T_1$ ), как показано на рис. 30 штриховыми линиями.

Для реагирующей смеси в связи с тем, что реакции будут идти с наибольшими скоростями вблизи нагретой стенки, распределение температур будет отвечать кривой 1, пока температура горячей стенки еще недостаточна для воспламенения и вся выделяющаяся за счет реакции теплота уходит отводиться нижней холодной стенкой. Как показал теоретически Я. Б. Зельдович [35], критические условия воспламенения газа нагретой поверхностью определяются равенством нулю градиента температуры вблизи этой поверхности  $\left(\frac{dT}{dx}\right)_{x=0} = 0$  (кривая 2). Иными словами, воспла-

менение смеси произойдет при такой критической температуре горячей стенки  $T_b$ , при которой теплоотвод из зоны реакции в смежные более холодные слои газа будет полностью компенсироваться теплотой, выделяющейся за счет реакций, развивающихся в сравнительно тонком слое газа вблизи нагретой поверхности.

При температурах стенки, больших  $T_b$ , тепловое равновесие нарушается, и начинается прогрессивный саморазогрев реагирующей смеси. Первоначально саморазогрев локализуется в пограничных с горячей стенкой слоях смеси, а затем зона с максимальными температурами удаляется от стенки в объем, где и наступает воспламенение. Последовательное изменение во времени распределения температур в газе в период, предшествующий воспламенению, примерно показано кривыми 3 и 4.

Уравнение, определяющее распределение температуры в газе в период, предшествующий воспламенению, имеет следующий вид:

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} + F(T) = 0. \quad (31)$$

Первый член выражает скорость теплоотвода из зоны реакции вблизи нагретой поверхности в более холодные слои газа, второй член — скорость тепловыделения. В случае реакций с нормальной кинетикой

$$F(T) = QKC^n e^{-E/RT}.$$

Учитывая, что реакции идут в основном при высоких температурах вблизи нагретой поверхности, разность  $T_b - T$  невелика. Это позволяет воспользоваться приближенным выражением, предложенным Франк-Каменецким [79]:  $e^{-E/RT} = e^{-E/RT_b} e^{\frac{-E(T_b - T)}{RT_b^2}}$  откуда

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} = -F(T_b) e^{\frac{-E(T_b - T)}{RT_b^2}}. \quad (32)$$

Интегрируя это уравнение при условии  $\left(\frac{dT}{dx}\right)_{x=0} = 0$  (условие воспламенения) и  $T_{x=0} = T_b$ , получим

$$\frac{dT}{dx} = \sqrt{\frac{2F(T_b)RT_b^2}{\lambda E} \left(1 - e^{\frac{-E(T_b - T)}{RT_b^2}}\right)}. \quad (33)$$

По мере удаления от нагретой стенки скорость реакции уменьшается в  $e$  раз при изменении температуры на один характеристический интервал  $\Delta T = T_b - T = \frac{RT_b^2}{E}$  (например, при  $T_b = 1000$  К и  $E = 12 \cdot 10^4$  Дж/(г·моль),  $\Delta T = 67^\circ$ ). В связи с этим толщина слоя  $\xi$ , в котором протекает основная часть реакции,



мала по сравнению с расстоянием  $l_c$  между нагретой и холодной стенками ( $\xi \approx 0,1l_c$ ).

При значениях  $x > \xi$  величина члена  $\left(1 - e^{\frac{-E(T_B - T)}{RT_B^2}}\right)$  приближается к единице, поэтому без существенных ошибок можно принять, что градиент температуры здесь сохраняет постоянное значение:

$$\frac{dT}{dx} = \sqrt{\frac{2F(T_B)RT_B^2}{\lambda E}}. \quad (34)$$

Если этот градиент приравнять градиенту температуры в отсутствии реакции  $\frac{dT}{dx} = \frac{T_B - T_0}{l_c}$ , что не внесет больших ошибок, то можно получить соотношение, связывающее расстояние между нагретой и холодной стенками с температурой поджигания  $T_B$  в зависимости от скорости тепловыделения  $F(T_B)$  и теплопроводности газа  $\lambda$ :

$$l_c = \sqrt{\frac{\lambda E (T_B - T_0)^2}{2F(T_B)RT_B^2}}. \quad (35)$$

Очевидно, что существо процесса не изменится и при любом другом способе теплопередачи, например при турбулентном теплообмене. Критические условия воспламенения по-прежнему должны отвечать равенству нулю градиента температуры вблизи нагретой поверхности. Если нагретая поверхность омывается турбулентным газовым потоком, то основное отличие сводится к тому, что падение температуры практически происходит в относительно узком слое около стенки, тогда как температура остальной массы газа при малых размерах нагретой поверхности может рассматриваться неизменной, равной  $T_0$ , как это показано на рис. 31. Так же как и на рис. 30, штриховая кривая здесь отвечает отсутствию реакции, сплошная — критическим условиям воспламенения, т. е.  $\left(\frac{dT}{dx}\right)_{x=0} = 0$ .

Не затрагивая вопроса об истинной структуре пограничного слоя вблизи нагретой поверхности, воспользуемся условным понятием «приведенной пленки», т. е. такого условного расстояния между стенкой, имеющей температуру  $T_B$  и газом с температурой  $T_0$ , при

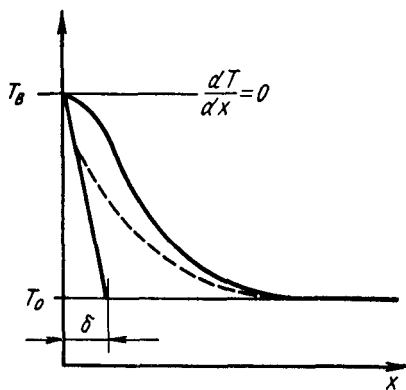


Рис. 31. Критические условия воспламенения накаливаемой поверхности турбулентного потока горючей смеси

котором теплоотвод за счет молекулярного переноса, определяемый величиной  $\lambda$  при линейном распределении температуры внутри приведенной пленки, был бы равен действительной теплоотдаче нагретой поверхности, характеризуемой значением коэффициента теплоотдачи  $\alpha_T$ , т. е.

$$dQ/d\tau = \frac{\lambda}{\delta} (T_B - T_0) = \alpha_T (T_B - T_0),$$

откуда

$$\delta = \frac{\lambda}{\alpha_T}. \quad (36)$$

Принимая  $l_c = \delta$ , из формул (35) и (36) имеем

$$\alpha_T = \sqrt{\frac{\lambda 2F(T_B) RT_B^2}{E (T_B - T_0)^2}}. \quad (37)$$

Полученное выражение является общим условием воспламенения газа нагретой поверхностью, которое можно применить в любых условиях теплоотдачи, определяемых значением  $\alpha_T$ . Обобщенная зависимость, связывающая условия теплоотдачи с физическими характеристиками, скоростью движения газа  $u$  и характерным размером нагретого тела  $l$  имеет вид  $Nu \sim Re^n$ , причем для турбулентности средней интенсивности  $n = 0,5$ , т. е.

$$\alpha_T \sim \lambda \left( \frac{u}{lv} \right)^{0,5}, \quad (38)$$

где  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости газа.

В условиях двигателя при одной и той же частоте вращения скорость омывания рабочей смесью нагретых поверхностей в камере сгорания можно считать неизменной, не зависящей от температур и давлений сжатия; также не изменяются и размеры нагретых поверхностей. Значения  $\frac{\lambda}{\nu^{0,5}}$  почти не зависят от температуры. Коэффициент теплопроводности  $\lambda$  не зависит от давления, в то время как коэффициент кинематической вязкости  $\nu \sim p^{-1}$ , поэтому можно принять  $\alpha_T \sim p^{0,5}$ . Для реакций с нормальной кинетикой

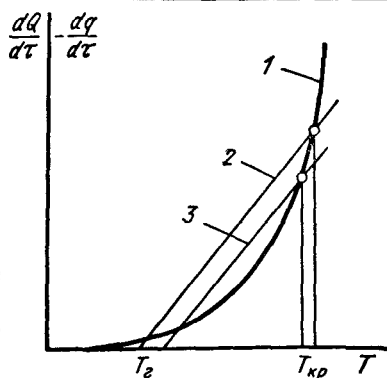
$$F(T, p) \sim p^n e^{-E/RT_B}.$$

Таким образом, из выражений (37) и (38) можно получить следующее соотношение, связывающее температуру воспламенения накаливаемой поверхностью с давлениями и температурами сжатия:

$$\frac{T_B}{T_B - T_c} \sqrt{\frac{\lambda p_c^{n-1} e^{-E/RT_B}}{E}} = \text{const}. \quad (39)$$

Это означает, что критическая температура калильного зажигания в камере сгорания двигателя должна уменьшаться с повы-

Рис. 32. Графический способ оценки критических условий воспламенения накаливаемой поверхностью



шением температур и давлений сжатия и тем сильнее, чем ниже энергия активации  $E$  и выше показатель порядка реакции  $n$ .

Критические условия воспламенения накаливаемой поверхностью можно представить графически (рис. 32). Кривая 1 выражает экспоненциальную зависимость скорости тепловыделения в пограничном слое от температуры поверхности, а прямые 2, 3 — скорость теплоотдачи в окружающий газ. Наклон этих прямых будет тем большим, чем выше коэффициент теплоотдачи. Очевидно, что критическая температура поверхности, вызывающая воспламенение, должна отвечать верхней точке пересечения кривой тепловыделения и прямой теплоотвода. Ниже этой температуры будут идти окислительные реакции на нагретой поверхности, но воспламенения не произойдет. При более высокой температуре горючей смеси (прямая 3) критическая температура воспламенения будет ниже.

**Экспериментальные зависимости.** На рис. 33, а представлены результаты опытов, проведенных на установке одиночных циклов, где воспламенение смеси осуществлялось помещенной в центре камеры сжатия небольшой нихромовой пластинкой, приваренной к ножкам из никелевой проволоки и нагреваемой электрическим током<sup>1</sup>.

По оси ординат отложены минимальные значения температуры центра пластинки, вызывавшие регулярное воспламенение разных топлив при различных температурах сжатия. Состав смеси и давления сжатия сохранялись постоянными ( $\alpha = 1$ ,  $p_c = \approx 0,825$  МПа).

Из графиков видно, что при низкой температуре сжатия ( $T_c = \approx 550$  К) различия в температурах воспламенения отдельных топлив очень невелики ( $T_b = 1150 \div 1200$  К), но по мере повышения  $T_c$  они резко возрастают. При этом характер зависимостей  $T_b = f(T_c)$  для разных топлив существенно различен. Для одних топлив эти зависимости близки к линейным, в то время как для других, начиная с некоторой различной для каждого топлива температуры сжатия, кривые круто опускаются вниз; такой характер кривых означает, что  $T_c$  приближается к значениям,

<sup>1</sup> Описание установки см. § 24, подробное изложение методики и результатов экспериментов приведено в работе автора [10].

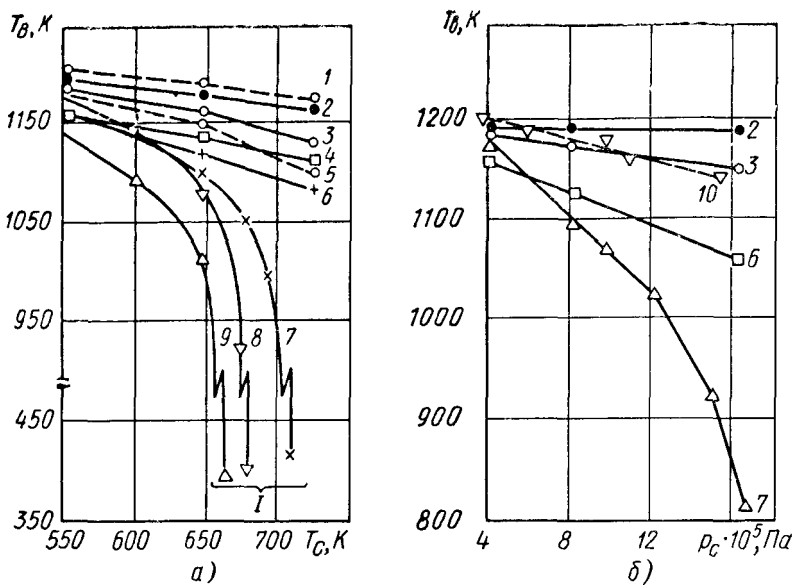


Рис. 33. Зависимость температур поджигания различных топлив накаленной поверхностью при степени сжатия  $\varepsilon = 7,6$ ,  $\alpha = 1$  [10]:

*I* — воспламенение от сжатия; *a* — от температуры сжатия; *б* — от давления сжатия  
 1 — изооктан + 4Р-9; 2 — бензол; 3 — изооктан; 4 — трилтан; 5 — изооктан + 2% изоамилнитрита; 6 — динзобутилен; 7 — 50% н-гептана + 50% изооктана; 8 — н-гептан + 4 мл/л ПКЖ; 9 — н-гептан; 10 — 50% изооктана + 50% н-гептана при  $\varepsilon = 5.6$

достаточным для самовоспламенения данного топлива за счет одного лишь сжатия без участия нагретой поверхности.

Увеличение угла наклона кривых начинается при тем меньших значениях  $T_c$ , чем ниже октановое число топлива. Хотя для высокооктановых топлив перегиб кривых на рис. 33 отсутствует, но в результате опытов при значениях  $T_c < 800$  К и  $p_c < 20$  ат было показано, что существенное снижение температур воспламенения от накаленной поверхности имеет место для всех топлив.

Зависимости  $T_b = f(p_c)$  приведены на рис. 33, б, причем обращает внимание их сходство с кривыми рис. 33, а. В области низких давлений различия между отдельными топливами весьма малы, но по мере повышения  $p_c$  они все больше возрастают. Наблюдающееся прогрессивное снижение температур воспламенения, начиная с некоторых значений  $T_c$  и  $p_c$ , связано с развивающимися в нагретой сжатием смеси предпламенными реакциями, которые при дальнейшем повышении сжатия приводят к самовоспламенению во всем объеме. Это подтверждается тем, что всякое повышение стойкости топлива к самовоспламенению от сжатия (к детонации), так же как и смягчение условий, вызывающих это само-

воспламенение, приводит к сглаживанию или даже полному устранению изгиба кривых.

Например, снижение степени сжатия с 7,6 до 5,9 для смеси с октановым числом 50 приводит к полному устранению изгиба кривой — зависимость становится линейной, практически совпадающей с характеристикой изооктана при  $\epsilon = 7,6$  (см. рис. 32, б). Добавление к изооктану 4 мл/л этиловой жидкости больше повышает  $T_v$  в области высоких значений  $T_c$ , чем низких. Добавка прдетонатора (2% изоамилнитрита) почти не изменяет значения  $T_v$  при  $T_c = 550$  К и заметно усиливает изгиб характеристики при высоких  $T_c$  (см. кривую 5 на рис. 33, а). Аналогичные результаты получены также с другими топливами и добавками.

**Кинетические и физические особенности воспламенения накалированными поверхностями.** Из изложенного выше следует, что воспламенение, возникающее вблизи накаливаемой поверхности, по законам своего развития имеет много общего с цепочечно-тепловым самовоспламенением в объеме. Оно также происходит в результате прогрессивного самоускорения предпламенных реакций с той лишь разницей, что реакции в основном развиваются в наиболее нагретых слоях смеси вблизи горячей поверхности. Но подобный, сугубо местный характер развития предпламенного процесса и следующего за ним воспламенения приводит к существенным отличиям.

1. Сильная теплоотдача из зоны реакции в остальной более холодный газ является причиной того, что температуры поверхности, вызывающие воспламенение, оказываются существенно выше, чем при самовоспламенении в объеме равномерно нагретой смеси (обычно  $T_v > 1000$  К). Скорости реакций при таких высоких температурах, велики, и поэтому их саморазгон при достижении критических условий воспламенения оказывается очень быстрым. Заметить какой-либо период задержки при воспламенении накаливаемыми поверхностями практически не удастся.

2. Кинетический механизм предпламенных реакций при высоких температурах, как правило, отличен от механизма реакций при самовоспламенении в объеме, развивающихся в условиях значительно более низких температур.

В случае углеводородов сходного строения, в частности парафинов и изопарафинов, наблюдается возрастание критических температур калильного зажигания  $T_v$  по мере увеличения октанового числа топлива, что связано с рассмотренным выше влиянием на  $T_v$  повышения температуры смеси в холоднопламенной стадии. Но в случае топлив различного группового состава связь между их склонностью к детонации и калильному зажиганию отсутствует; например, весьма стойкий к детонации изопропилбензол (кумол) обладает сильной склонностью к калильному зажиганию. То же относится к метану, пропану, а также к спиртам — особенно метиловому.

3. В соответствии с локализованным развитием предпламенных реакций вблизи нагретой поверхности воспламенение всегда носит точечный характер, какие-либо признаки появления ударных

волн отсутствуют, и от очага воспламенения начинает распространяться такой же фронт пламени, как и от электрической искры.

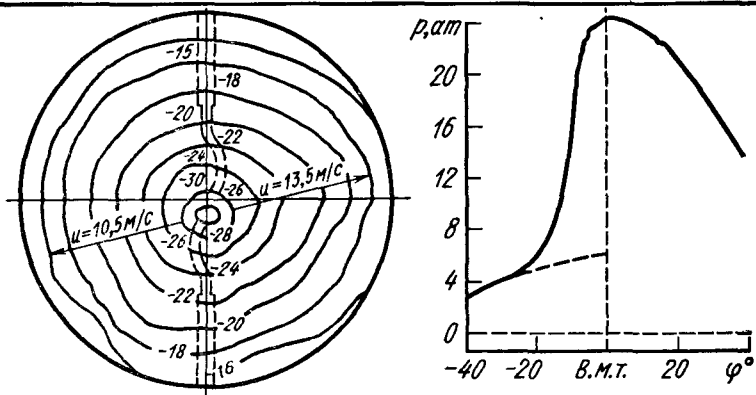
То же самое наблюдается и в тех случаях, когда в окружающей смеси начинается интенсивное развитие предпламенных реакций, завершающихся самовоспламенением в объеме и детонацией. Фронт пламени, возникающий от накалинной поверхности, распространяется по подготовленной к воспламенению смеси примерно с такими же скоростями, как и по неподготовленной, причем очаги объемного самовоспламенения возникают совершенно самостоятельно в значительном удалении от накалинной поверхности.

На рис. 34 приведены схемы распространения пламени (построенные на основании многощелевых фоторегистраций) и индикаторные диаграммы, относящиеся к случаям воспламенения в камере сжатия установки одиночных циклов.

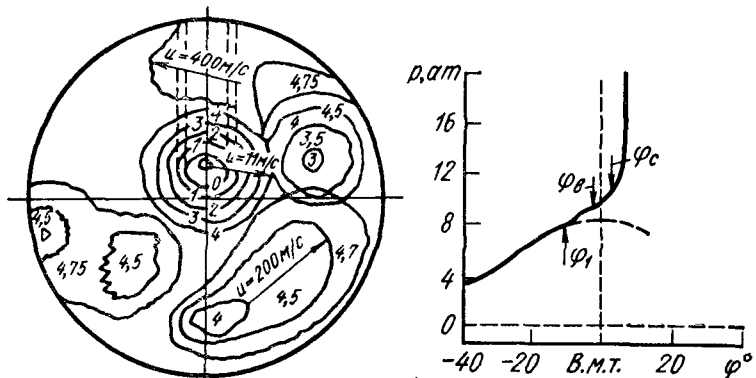
Из рис. 34, а, б видно, что на накалинной поверхности, установленной вблизи центра камеры, возникает точечный очаг воспламенения, от которого начинает распространяться сферический фронт пламени со средними скоростями 11—13 м/с; при этом в случае бензола (рис. 34, а) все сгорание завершается в процессе распространения этого фронта пламени, а в случае н-гептана (рис. 34, б) нормальный фронт пламени успевает охватить лишь весьма небольшую часть заряда, когда на значительном удалении от нагретой поверхности возникают самостоятельные очаги объемного самовоспламенения, сопровождающегося появлением ударных волн и детонацией. На рис. 34, в показано, что объемное самовоспламенение развивается сходно с самовоспламенением, изображенным на рис. 34, б, с той лишь разницей, что первый очаг горения возникает почти в центре камеры, в непосредственной близости от пластинки, имеющей в данном случае ту же температуру, что и стенки камеры (120° С). Ударные волны берут начало в зонах А и Б.

Результаты приведенных и большого числа других сходных опытов свидетельствуют о том, что воспламенение накалинными поверхностями и самовоспламенение в объеме от сжатия хотя и являются процессами, в достаточной мере различными по своей кинетической природе, но, несмотря на это, могут оказывать существенное влияние один на другой.

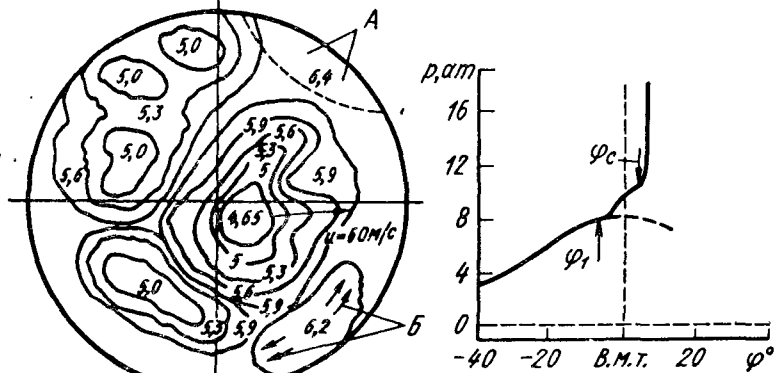
С одной стороны, присутствие в камере сжатия накалинной поверхности исключает возможность возникновения вблизи нее очагов объемного самовоспламенения вследствие гибели активных центров низкотемпературных предпламенных реакций на накалинных поверхностях. С другой стороны, развитие предпламенных реакций в объеме нагретой сжатием смеси может существенно облегчать воспламенение нагретыми поверхностями за счет снижения температур поджигания. В то же время развитие предпламенных реакций в объеме сжатой смеси никак не изменяет



а)



б)



в)

Рис. 34. Схемы распространения пламени и индикаторные диаграммы при воспламенении накаленной поверхностью [9]:  
 а — недетонирующей бензол-воздушной смеси; б — гептано-воздушной смеси, предельно близкой к самовоспламенению от сжатия; в — гептано-воздушной смеси только от сжатия (нагрев пластинки выключен);  $\varphi_1$  — момент появления холодного пламени;  $\varphi_в$  — момент появления очага воспламенения от накаленной поверхности;  $\varphi_с$  — момент появления объемного самовоспламенения

характера и скоростей распространения по ней фронта пламени, берущего начало от накалинной поверхности.

Совокупность этих обстоятельств имеет весьма существенное значение для понимания сложного взаимодействия процессов, развивающихся в двигателях, и для объяснения ряда наблюдаемых в них явлений (подробнее об этом см. § 27).

**Влияние каталитических реакций на накалинной поверхности на процесс воспламенения.** До сих пор рассматривались условия воспламенения нагретыми поверхностями, не обладающими каталитическим действием; сюда относятся: покрытая окалиной сталь, никель, хромоникелевые сплавы. На каталитически активных поверхностях окислительные реакции развиваются с более высокими скоростями, чем в объеме при той же температуре. Но в связи с тем, что эти каталитические реакции идут лишь на самой поверхности, они не вызывают воспламенения смеси. Наоборот, последнее оказывается затрудненным, так как накалинная поверхность покрывается защитным слоем, состоящим из продуктов окисления ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ), отделяющим ее от остальной массы свежей смеси.

Это приводит к тому, что каталитически активные поверхности могут быть нагреты до значительно более высоких температур, чем неактивные, и не вызывать воспламенения. Так например, одним из весьма эффективных (хотя и дорогостоящих) способов устранения опасности преждевременного воспламенения (калильного зажигания) в авиационных, а также гоночных автомобильных двигателях, вызываемого перегревом электродов свечей, является изготовление их из пластины, служащей активным катализатором. Несмотря на сильный разогрев тонких платиновых электродов до  $1200^\circ\text{C}$  и даже выше, калильное зажигание отсутствует.

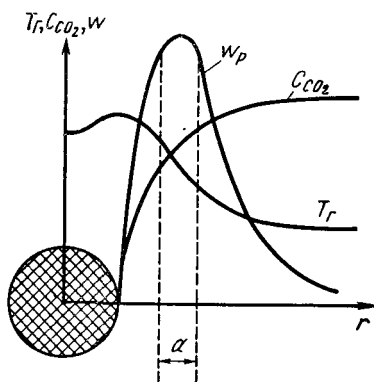
**Воспламенение глеющими частицами нагара.** Причиной возникновения калильного зажигания в автомобильных двигателях нередко служит отложение нагара на стенках камер сгорания и днищах поршней. Воспламенение, вызываемое частицами нагара, отслаивающимися от стенок, отличается от воспламенения перегретыми металлическими или керамическими (изоляторы свечей) поверхностями тем, что раскаленная поверхность нагара при соприкосновении со свежей горючей смесью начинает активно окисляться (глеть). Это приводит к дополнительному саморазогреву таких глеющих частиц, сопровождающемуся поглощением кислорода из окружающей топливоздушнoй смеси и образованием  $\text{CO}_2$ , в результате чего воспламенение этой смеси оказывается еще более затрудненным, чем при развитии на накалинной металлической поверхности каталитических реакций.

На рис. 35 показан примерный характер изменений температуры, концентраций  $\text{CO}_2$  в прилегающих к глеющей поверхности слоях газовой смеси и соответствующее изменение скорости реакции в газовой фазе. Воспламенение в этом случае будет возникать



Рис. 35. Примерный характер изменения температуры, концентрации  $\text{CO}_2$  и скорости реакции в газовой смеси, окружающей тлеющую частицу нагара:

$a$  — зона воспламенения



в некотором удалении от поверхности, там, где скорость реакции наибольшая, причем температура самой поверхности  $T_{\text{п}}$  может существенно превышать критическую температуру воспламенения  $T_{\text{в}}$ .

Расчеты показывают, что различия между  $T_{\text{п}}$  и  $T_{\text{в}}$  могут достигать нескольких сотен градусов [61]. В результате специально проведенных исследований показано, что решающее влияние на возможность воспламенения рабочего заряда в двигателях тлеющими частицами нагара оказывает скорость их саморазогрева, которая, с одной стороны, зависит от начальной температуры этих частиц, практически равной температуре отработавших газов  $T_r$  в цилиндре в конце такта выталкивания, а с другой стороны, от каталитической активности поверхности частиц. Последняя возрастает при наличии в нагаре окислов металлов (свинца, марганца, железа), содержащихся в антидетонационных присадках к бензину и, наоборот, может быть существенно снижена при введении в состав антидетонаторов соединений фосфора, в частности трикрезилфосфата ( $\text{C}_6\text{H}_4(\text{CH}_3\text{O})\text{PO}$ ).

Начальная температура поверхности частиц нагара значительно зависит от угла опережения зажигания (фактической степени расширения продуктов сгорания), а также несколько изменяется в зависимости от группового состава топлива.

Особой склонностью к калильному зажиганию от нагара обладают ароматические углеводороды, отличающиеся одновременно как более высокими температурами сгорания, так и повышенной склонностью к нагарообразованию.

## § 12. Воспламенение электрической искры<sup>1</sup>

Искровой разряд в системах зажигания бензиновых автомобильных двигателей обычно содержит две фазы. Сначала, в течение весьма короткого интервала времени, порядка нескольких микросекунд после пробоя искрового промежутка свечи, проис-

<sup>1</sup> В связи с тем, что правильное понимание ряда особенностей процессов искрового зажигания требует знания основных законов распространения пламени, читателям, недостаточно знакомым с этими законами, рекомендуется предварительно прочитать главу IV.

ходит выделение энергии, запасенной в емкости вторичной цепи катушки зажигания. Вслед за этим происходит значительно более медленное выделение энергии, запасенной в индуктивности. Исключения представляют некоторые системы тиристорного зажигания, в которых почти вся энергия запасается в емкости, хотя ее выделение происходит не так быстро (в течение десятых долей миллисекунды).

Емкостная составляющая электроразряда представляет собой колебательный процесс высокой частоты ( $>10^7$  Гц), в течение которого напряжение между электродами свечи уменьшается от пробивного (10—15 кВ) до 300—400 В, а сила тока уменьшается от нескольких сотен ампер до долей ампера. В течение индуктивной (тлеющей) фазы разряда напряжение остается приблизительно постоянным (в конце оно несколько возрастает в связи с уменьшением степени ионизации газа в искровом промежутке), а сила тока постепенно уменьшается до нуля. Общая длительность индуктивной фазы обычно составляет около 1 мс.

На рис. 36 представлены типичные осциллограммы изменения напряжения и силы тока между электродами свечи зажигания в течение индуктивной фазы разряда. Емкостная фаза вследствие малой ее продолжительности регистрируется при данном масштабе развертки в виде вертикальной прямой.

В течение емкостной фазы разряда происходит практически мгновенное нагревание газа в искровом канале диаметром порядка 0,1 мм до температур, превышающих  $10^4$  градусов, при которых любые горючие смеси реагируют с огромными скоростями, так что какой-либо период задержки воспламенения здесь полностью исключен. Однако вследствие больших потерь на излучение,

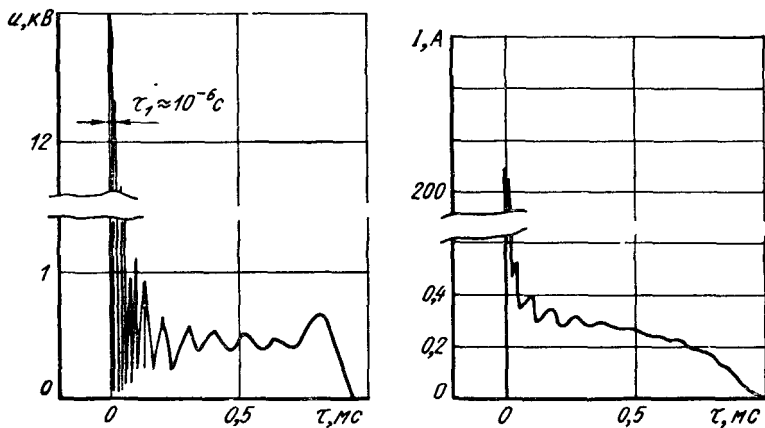


Рис. 36. Типичные осциллограммы изменения напряжения и силы тока в искровом промежутке в течение индуктивной (тлеющей) фазы разряда

а также на образование при емкостном разряде ударной волны выделяющаяся в нем энергия рассеивается (тепловой к. п. д. емкостного разряда составляет не более 5% [38]), и возникший очажок горения не всегда оказывается способным к дальнейшему распространению после прекращения разряда. Чтобы зажечь горючую смесь, искровой разряд должен сообщить ей такое количество энергии, которое бы обеспечило условия для самостоятельного распространения фронта пламени. Здесь существенно влияет дополнительное выделение энергии в индуктивной фазе, препятствующее затуханию горения, причем тепловой к. п. д. этой фазы значительно выше, чем емкостной.

То обстоятельство, что напряжение  $u_{\text{пр}}$  искрового пробоя изменяется прямо пропорционально давлению (закон Пашена), приводит при дросселировании двигателя к перераспределению энергии между емкостной и индуктивной составляющими искрового разряда — первая уменьшается ( $E_{\text{емк}} = \frac{cu_{\text{пр}}^2}{2}$ ), а вторая соответственно увеличивается ( $E_{\text{инд}} = E_{\Sigma} - E_{\text{емк}}$ ). Соответственно на режимах больших нагрузок на поджигание рабочего заряда в двигателях легкого топлива влияет емкостная фаза, а по мере прикрытия дроссельной заслонки все большее значение приобретает выделение энергии в индуктивной фазе.

До настоящего времени не установлено, какое значение в искровом зажигании имеет создаваемая электроразрядом сильная ионизация газа и соответственно высокая местная концентрация активных частиц, и какое — тепловыделение. Одни исследователи подходят к рассмотрению условий воспламенения с позиций тепловой теории, в то время как другие отводят решающее значение диффузии активных центров. Но вследствие подобия явлений теплопередачи и диффузии оба эти пути дают сходные математические решения и в принципе не противоречат одно другому.

Если рассматривать искровой разряд как мгновенный точечный источник тепла, то можно считать, что в течение очень короткого времени он нагревает до высокой температуры небольшой шаровой объем газа. После прекращения разряда накопленная в этом объеме теплота будет отводиться за счет теплопроводности в окружающие концентрические слои газа; температура в начальном объеме будет уменьшаться, а в смежных — увеличиваться. Примерный характер распределения температуры в инертном газе по истечении ряда последовательных интервалов времени  $\tau_1, \tau_2, \dots$  после прекращения разряда представлен на рис. 37 сплошными кривыми. Если газ горючий, то процесс охлаждения замедлится вследствие выделения тепла в окружающих искру слоях смеси за счет химических реакций. Соответственно в те же моменты времени температуры в этих слоях будут выше, а объемы, занимаемые нагретым газом, больше, как показано штриховыми линиями. Когда температура в некотором шаровом объеме упадет

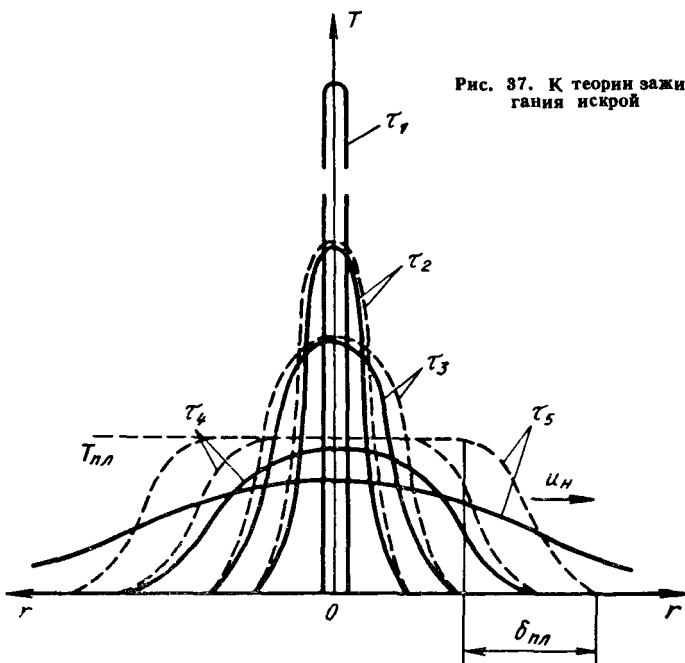


Рис. 37. К теории зажигания искрой

до значения, близкого к температуре  $T_{пл}$  пламени в данной смеси, причем радиус  $r$  нагретой сферы будет больше критического, дальнейшее понижение температуры прекратится, так как отвод теплоты в окружающие более холодные слои газа будет полностью компенсироваться теплотой, выделяющейся при сгорании, т. е. создадутся условия, аналогичные горению во фронте пламени.

Согласно расчетам Я. Б. Зельдовича [38], критические условия воспламенения искрой сводятся к нагреванию до температуры пламени за счет энергии разряда газовой сферы, радиус которой приблизительно вдвое превышает толщину фронта ламинарного пламени данной смеси:

$$r_{кр} \geq 2\sqrt{2}\delta_{пл} \approx 3\delta_{пл} \quad (40)$$

При значениях  $r > r_{кр}$  сферический фронт пламени способен к самостоятельному распространению; при  $r < r_{кр}$  пламя затухает, так как отдача тепла в окружающие слои газа превышает теплоту, выделяющуюся в процессе горения.

Из тепловой теории распространения пламени (см. § 14) следует, что толщина фронта ламинарного пламени пропорциональна

коэффициенту температуропроводности горючей смеси и обратно пропорциональна нормальной скорости пламени:

$$\delta_{пл} \sim \frac{\kappa}{u_n} \sim \frac{\lambda}{c_p \rho u_n}.$$

Температуропроводность углеводородовоздушных смесей близка к температуропроводности воздуха и мало зависит от состава смеси и природы топлива. Поэтому необходимая для воспламенения критическая тепловая мощность искры  $Q_{кр}$  при неизменном давлении должна быть обратно пропорциональна кубу нормальной скорости пламени, если начальный очаг горения имеет форму сферы.

В общем случае, при различных давлениях

$$Q_{кр} \geq \frac{4}{3} \pi (3\delta_{пл})^3 c_p \rho (T_z - T_0). \quad (41)$$

В связи с тем, что  $\delta_{пл} \sim p^{-0,65}$  (см. стр. 165), а  $T_z$  и  $c_p$  от давления практически не зависят

$$Q_{кр} \sim p^{-0,65 \cdot 3 + 1} \sim p^{-1}. \quad (42)$$

Опыты подтверждают подобные зависимости. Все факторы, способствующие расширению зоны пламени, как, например, обеднение смеси, разбавление ее инертными газами, снижение давления, требуют увеличения критической мощности искры. Последняя также возрастает при воспламенении турбулизированных смесей, что объясняется увеличенной шириной зоны турбулентного горения по сравнению с зоной ламинарного пламени. Однако выполнение количественных расчетов потребной мощности искры осложняется целым рядом факторов. Наряду с отмеченным выше значительным рассеиванием тепловой энергии искры на лучеиспускание и образование ударной волны часть ее отводится в электроды, хотя одновременно бесспорно имеет место положительное влияние ионизации на скорость реакций, чего тепловая теория не учитывает. Не менее существенно и то, что условия распространения пламени от очага малых размеров могут довольно сильно отличаться от имеющих место в плоском фронте неограниченной протяженности.

При энергиях искры, близких к критическим, скорость распространения пламени может быть существенно меньше нормальной, и лишь при увеличении радиуса сферы пламени до достаточно больших размеров ( $r_{пл} > 10\delta_{пл}$ ) она достигает  $u_n$ , что связано с пониженными температурами горения вследствие увеличенной теплоотдачи [67, 70]. По этой причине в значительной мере способствует более стабильному воспламенению в двигателях, особенно на режимах малых нагрузок и при работе на обедненных смесях, достаточная мощность индуктивной фазы разряда, в процессе которой к начальному очажку горения подводится допол-

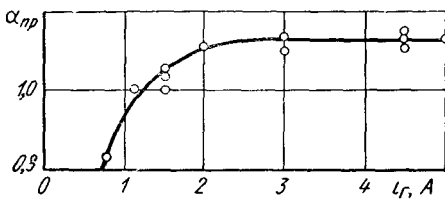


Рис. 38. Зависимость пределов эффективного обеднения смеси, отвечающего минимуму удельного расхода топлива, от силы тока в первичной цепи катушки зажигания

нительная тепловая энергия, способствующая более быстрому его развитию.

Значение энергии искры, начиная с которой дальнейшее ее увеличение практически не сказывается на расширении пределов воспламенения, называют насыщающей мощностью искрового зажигания. В качестве примера на рис. 38 приведена зависимость от силы тока в первичной цепи катушки зажигания предельного обеднения смеси, отвечающего пропускам воспламенения. Следует, однако, подчеркнуть, что в зависимости от конструктивных особенностей двигателя, степени сжатия, открытия дроссельной заслонки, места расположения свечей и ряда других факторов, так же как и от особенностей системы зажигания, минимально необходимая энергия искрового разряда может изменяться в весьма широких пределах и подобрать ее можно только опытным путем.

На рис. 39, а схематически показан метод определения скоростей распространения сферического фронта пламени в однородной спокойной смеси, зажигаемой искрой в центре стеклянного сосуда 1, по фотографиям пламени на пленке или фотобумаге,

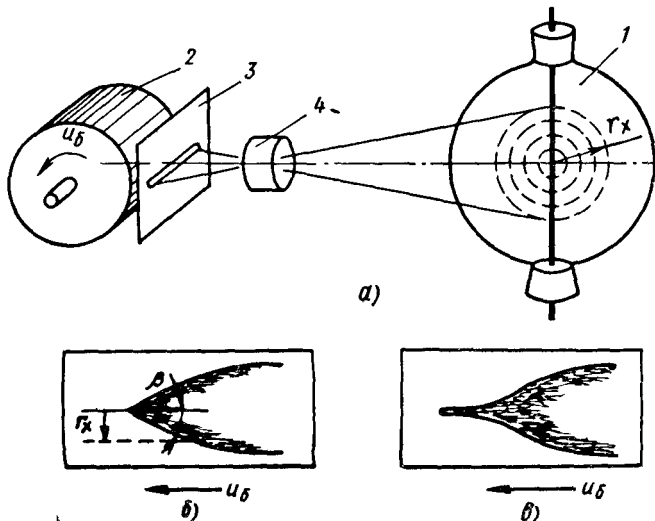


Рис. 39. Определение скорости распространения фронта сферического пламени путем фотографирования его на пленку, укрепленную на вращающемся барабане, и примеры регистраций

закрепленной на вращающемся барабане 2. Фотографирование производится через щель в непрозрачном экране 3, расположенном вблизи барабана. В каждый момент времени объектив 4 дает на пленке соответствующее изображение диаметрального сечения сферы пламени; благодаря движению пленки бесконечно большое число подобных мгновенных, постепенно увеличивающихся в размерах изображений контуров пламени сливаются в непрерывный расширяющийся след. Скорость распространения пламени вдоль радиуса  $r_x$ , параллельного оси вращения барабана, можно определить из соотношения  $u_{пл} = u_6 \gamma_{\phi} \operatorname{tg} \beta_6$ , где  $u_6$  — окружная скорость барабана;  $\gamma_{\phi}$  — коэффициент фотографического уменьшения.

На рис. 39, б, в приведены типичные фоторегистрации, полученные этим методом: на рис. 39, в — при мощности искры, близкой к критической; на рис. 39, б — при воспламенении такой же смеси искрой, соответствующей насыщающей мощности. В последнем случае скорость распространения пламени с самого начала равна нормальной скорости пламени, умноженной на коэффициент расширения (см. § 13). Для искры малой мощности ту же скорость пламя будет иметь лишь после довольно длительного периода его постепенного ускорения. Этот период иногда называют периодом задержки искрового зажигания, что в принципе неправильно, так как горение здесь возникает сразу же в момент искрового пробы и лишь развивается замедленно.

Аналогичные явления, но в еще более резко выраженном виде, имеют место при воспламенении искрой турбулизованных смесей. На рис. 40 приведены три серии теневого (шлирен) кино-регистраций последовательного развития очага горения в турбулентном потоке пропановоздушных смесей различного состава при неизменной мощности искры. При значении  $\alpha = 1,2$  (регистрация а) очаг пламени быстро увеличивается в размерах (примерно с постоянной скоростью), все время сохраняя компактную форму с резко очерченными контурами. Для бедной смеси ( $\alpha = 1,5$ ; регистрации б и в), лежащей вблизи пределов воспламенения, границы очага пламени размытые, как бы разлохмаченные. При этом на регистрации б размеры очага горения непрерывно увеличиваются, хотя и значительно медленнее, чем на регистрации а, а на регистрации в объем сферы пламени вначале растет примерно с такой же скоростью, что и на регистрации б, но затем начинает уменьшаться, и горение затухает.

На рис. 41 показаны изменения во времени приведенных (эквивалентных) диаметров очагов пламени  $D_{пр}$  полученных планиметрированием внешних контуров пламени, изображенных на рис. 39. Во всех трех случаях в самый начальный период ( $< 5 \cdot 10^{-4}$  с) приведенный диаметр возрастает с большой скоростью, что связано с быстрым развитием реакций в зоне искрового разряда, и лишь позднее появляются отличия в ходе кривых. В случае регистрации а пламя, начиная с  $\tau = 2$  мс, распространяется

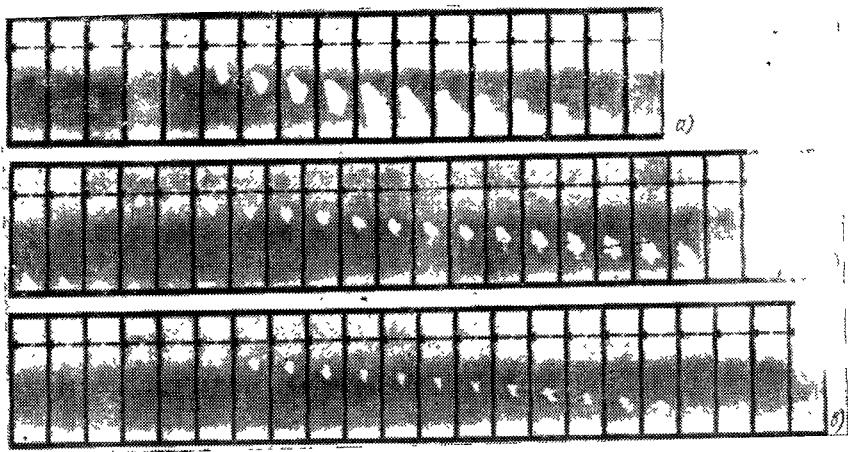


Рис. 40. Теневые (шпирен) кинорегистрации развития начального очага пламени от искры в турбулентном потоке (направление потока сверху вниз) пропано-воздушной смеси различного состава:

$a - \alpha = 1,2$ ;  $b$  и  $в - \alpha = 1,5$ ; частота съемки 1000 кадров в секунду [33]

примерно с постоянной линейной скоростью около 6 м/с. В случае регистраций  $b$  на отрезке времени 2—5 мс очаг горения растет очень медленно, затем скорость распространения пламени увеличивается и далее остается постоянной, равной 4,6 м/с.

На регистрации  $в$  в интервале времени  $< 5$  мс скорость распространения пламени почти такая же, как и на регистрации  $b$ , но затем очаг горения вместо того, чтобы увеличиваться, начинает уменьшаться и затухает. Эти различия в скоростях развития начального очага турбулентного пламени от искры для относительно медленно реагирующих смесей объясняются случайными флюктуациями в интенсивности и характере турбулентного обмена в зоне начального очага горения. В

одних случаях взаимодействие ряда последовательных турбулентных пульсаций складывается благоприятным образом для

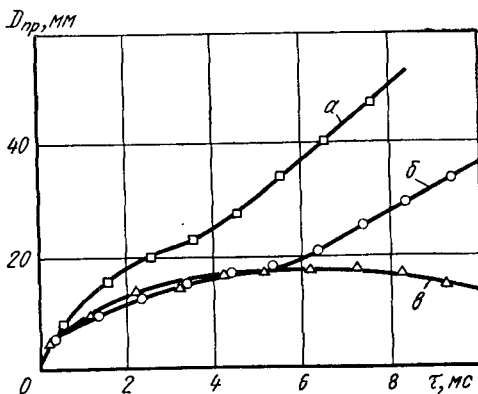


Рис. 41. Изменения во времени приведенных размеров (эквивалентного диаметра) очага пламени:

(кривые  $a$ ,  $b$ ,  $в$  соответствуют регистрациям, изображенным на рис. 40)



развития горения, а в других — неблагоприятным, в результате чего горение или развивается очень замедленно, или вообще угасает.

Приобретающие в последнее время все более широкое распространение различные системы так называемого электронного зажигания — транзисторные (контактные и бесконтактные) и тиристорные имеют то преимущество перед обычной системой зажигания с непосредственным размыканием первичной цепи катушки механическим прерывателем, что прежде всего позволяют получить более крутой фронт нарастания высокого напряжения, чем обеспечиваются более стабильные условия пробоя искровых промежутков свечей, в меньшей степени зависящие от их загрязнения отложением нагара. Одновременно с этим представляется возможным получить более благоприятные характеристики самого разряда, в частности повысить мощность его индуктивной составляющей. Увеличение общей энергии разряда, однако, ограничено сокращением срока службы свечей вследствие электроэрозии электродов.

По рассмотренным выше причинам электронные системы зажигания с увеличенной энергией разряда в основном позволяют расширить пределы возможного обеднения смеси и улучшить стабильность воспламенения при работе двигателей на малых нагрузках, холостом ходу, и в особенности на неустановившихся — переходных — режимах. Вследствие меньшего количества пропусков воспламенения и более быстрого развития сгорания улучшается приемистость двигателя и снижается содержание в отработавших газах окиси углерода и несгоревших углеводородов.

Наилучшие результаты дают такие схемы, в которых достаточно большая энергия (порядка 20—30 МДж) выделяется в течение сравнительно короткого отрезка времени после завершения емкостной фазы разряда, отвечающего  $4-6^\circ$  угла поворота кривошипа [13].

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ

## § 13. Ламинарные пламена

Ламинарное пламя представляет собой распространение зоны горения (фронта пламени) в последовательных слоях свежей смеси (ламина — по гречески — слой). В процессе распространения ламинарного пламени очередные слои свежей смеси нагреваются за счет теплоты, выделяющейся при сгорании предшествующих слоев; теплота передается как теплопроводностью, так и диффузионным обменом (проникновением «горячих» молекул продуктов сгорания в свежую смесь, а молекул свежей смеси в зону горения).

Фронт ламинарного пламени представляет собой относительно узкую зону, в которой происходит быстрое повышение температуры газовой смеси и химическое превращение исходных веществ в конечные продукты сгорания, как примерно показано на рис. 42. Ширина этой зоны (полная толщина фронта ламинарного пламени  $\delta_{пл}$ ) в ламинарных пламенах относительно невелика; в углеводородовоздушных смесях стехиометрического состава при атмосферном давлении  $\delta_{пл} \approx 1$  мм, в пламени  $2H_2 + O_2$   $\delta_{пл} \approx 0,1$  мм. В связи с этим во многих практических случаях фронт пламени можно рассматривать как мгновенный разрыв в температуре, плотности и других параметрах газа.

Скорость, с которой фронт ламинарного пламени перемещается относительно свежей смеси в направлении, перпендикулярном (нормальном) к поверхности фронта, называется нормальной скоростью пламени  $u_n$  или скоростью ламинарного горения  $u_{лг}$ .

Нормальная скорость пламени зависит как от скорости химических реакций в пламени, так и от скоростей процессов переноса теплоты и активных центров из зоны горения в свежую смесь. Влияние аппаратурных условий на скорость распространения ламинарного пламени относительно невелико. Это объясняется тем, что теплота, уходящая из фронта пламени в расположенную перед ним свежую смесь, не теряется, а используется на нагревание исходной смеси до температуры ее воспламенения. Потерянной оказывается лишь теплота, отводимая из зоны горения в стенки (лучеиспусканием и теплопроводностью), но эти потери начинают существенно влиять лишь при распространении пламени в трубах малых диаметров, узких щелях или в очень медленно горящих смесях.

Наиболее простой, хотя и не очень точный способ экспериментального определения нормальной скорости пламени состоит в измерении скорости перемещения фронта пламени вдоль стеклянной трубы, заполненной однородной горючей смесью, закрытой с одного конца и открытой — с другого, причем зажигание про-

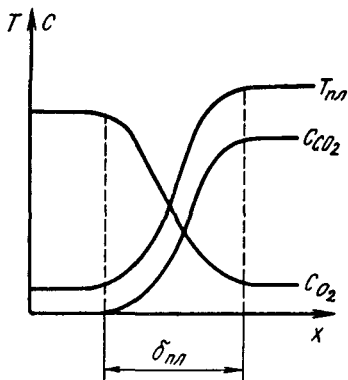


Рис. 42. Примерный характер изменения температуры и концентрации во фронте ламинарного пламени

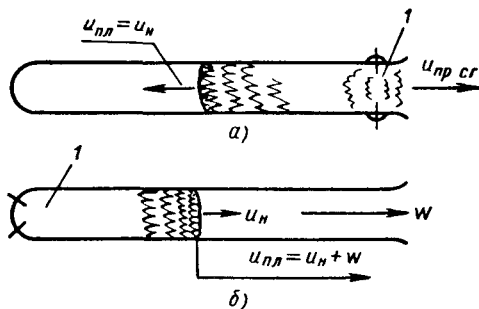


Рис. 43. Направления и скорости газовых потоков при распространении фронта пламени в трубе: а — с поджиганием у открытого конца; б — с поджиганием у закрытого конца; 1 — искровой промежутки

изводится у открытого конца трубы (рис. 43, а); перед опытом открытый торец трубы закрывают, например заклеивают промасленной бумагой. В связи с тем, что горячая смесь впереди фронта пламени остается неподвижной, видимая скорость распространения пламени  $u_{пл}$  оказывается равной нормальной скорости  $u_n$  при условии, что фронт пламени плоский и расположен перпендикулярно оси трубы. Так как объем получающихся продуктов сгорания превышает объем свежей смеси вследствие повышения температуры и изменения числа молей, то продукты сгорания будут вытекать из открытого конца трубы со скоростью  $u_{пр ст} = u_n (\epsilon_r - 1)$ , где  $\epsilon_r$  — коэффициент расширения при сгорании  $\epsilon_r = \frac{T_r M_r}{T_0 M_0}$ .

Если горячую смесь поджигать у закрытого конца трубы (рис. 43, б), то неподвижными будут продукты сгорания, а свежая смесь, расположенная перед фронтом пламени, будет двигаться со скоростью, определяемой степенью расширения газа при сгорании. Поэтому видимая, или пространственная, скорость пламени  $u_{пл}$ , т. е. скорость перемещения фронта пламени относительно стенок трубы, будет равна нормальной скорости, умноженной на коэффициент расширения. Это объясняется тем, что каждый элементарный слой свежей смеси толщиной  $dx$  после сгорания займет объем  $\epsilon_r dx$ , причем граница этого слоя со стороны продуктов сгорания остается неподвижной (все расширение направлено в сторону открытого конца трубы). Следовательно,  $u_{пл} = \epsilon_r u_n$ , скорость же возникающего перед фронтом пламени, так называемого массового потока свежей смеси,

$$w = u_{пл} - u_n = (\epsilon_r - 1)u_n. \quad (43)$$

Эти соотношения не вполне точны. В них не учтено возникновение в процессе горения перепада давления во фронте пламени, связанного с изменением скорости и плотности газа. Но при относительно низких скоростях ламинарных пламени ( $u_n < 1$  м/с) этот перепад давления крайне мал и им вполне можно пренебречь. Более существенные ошибки связаны с тем, что распространяющийся по трубе фронт пламени в действительности не бывает плоским; он в большей или меньшей степени искривляется вследствие трения газа о стенки и наличия конвективных токов, как показано на рис. 44. Поэтому действительная поверхность горения всегда превышает площадь поперечного сечения трубы.

Наряду с нормальной скоростью пламени  $u_n$ , которую можно рассматривать как объем свежей смеси, сгорающей в единицу времени на единице поверхности фронта пламени, нередко пользуются понятием массовой скорости горения:

$$u_m = u_n \rho_0, \quad (44)$$

где  $\rho_0$  — плотность свежей смеси.

Одним из наиболее распространенных методов определения нормальных скоростей пламени является так называемый метод бунзеновской горелки, впервые использованный для изучения скоростей распространения пламени и теоретически обоснованный профессором Казанского университета В. А. Михельсоном в 1889 г.

Если зажечь однородную горючую смесь на выходе из вертикальной трубки, то над устьем трубки устанавливается стационарное пламя, состоящее из четко очерченного, слабо светящегося внутреннего конуса, окруженного в достаточной мере размытой зоной догорания, обладающей более ярким свечением (рис. 45). Поверхность

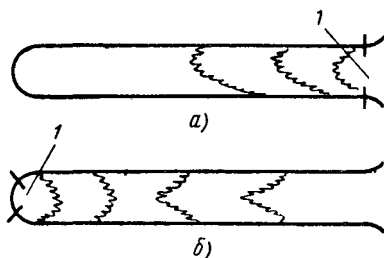


Рис. 44. Действительные очертания фронта ламинарного пламени при его распространении:

*a* — от открытого конца трубы; *b* — от закрытого конца трубы; 1 — искровой промежуток

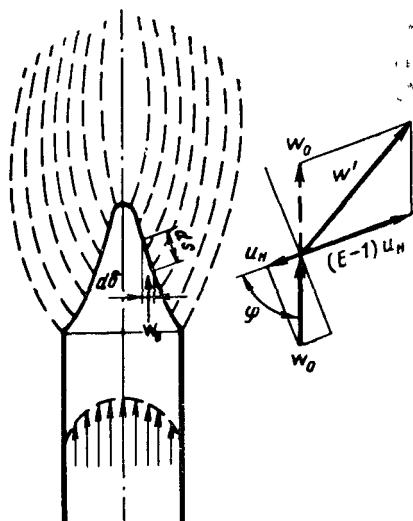


Рис. 45. Схема конуса пламени бунзеновской горелки с указанием векторов линий тока

внутреннего конуса является фронтом ламинарного пламени, угол наклона которого относительно местного направления линии тока свежей смеси в данной точке удовлетворяет соотношению

$$\cos \varphi = \frac{d\delta}{dS} = \frac{u_n}{\omega_0}, \quad (45)$$

где  $\omega_0$  — местная скорость движения свежей смеси.

Таким образом, в любой из точек фронт пламени устанавливается под таким углом к направлению элементарной трубки тока свежей смеси сечением  $d\delta$ , что движущийся вдоль этой трубки газ успевает сгореть на элементе поверхности  $dS$  в процессе распространения пламени с нормальной скоростью  $u_n$ .

Отток продуктов сгорания определяется по величине и направлению вектором  $\omega'$ , т. е. во фронте пламени как бы происходит преломление линий тока.

Если вместо действительных местных скоростей движения свежей смеси пользоваться средней скоростью  $\bar{\omega}_0$  потока смеси в трубе, измерить которую значительно проще, то нормальная скорость пламени

$$u_n = \frac{F_\tau}{S_{\text{фп}}} \bar{\omega}_0, \quad (46)$$

где  $F_\tau$  — площадь поперечного сечения трубы;  $S_{\text{фп}}$  — общая поверхность внутреннего конуса (т. е. фронта) пламени.

Так как при ламинарном течении профиль скоростей потока в трубе близок к параболическому, при котором местная скорость на радиусе  $0,7R_{\text{тр}}$  равна средней скорости  $\bar{\omega}_0$ , можно с достаточной точностью вычислить нормальную скорость пламени, измеряя угол  $\varphi'$  наклона нормали к поверхности фронта с осью трубы в точке  $r = 0,7R_{\text{тр}}$ , заменяя в формуле (45) местную скорость потока средней, т. е.

$$u_n = \bar{\omega}_0 \cos \varphi'. \quad (47)$$

Фронт пламени удерживается на срезе трубы потому, что по мере приближения к стенкам скорость свежей смеси уменьшается, доходя до нуля в пограничном слое. Поэтому на некотором расстоянии от стенок всегда имеется кольцевая зона, где скорость потока приблизительно равна нормальной скорости пламени. При неизменной скорости потока свежей смеси высота конуса пламени тем больше, чем ниже значение  $u_n$ . При постепенном же уменьшении скорости потока наступает момент, когда профиль фронта пламени приближается к плоскому, после чего пламя начинает двигаться по трубе навстречу потоку — наблюдается так называемый проскок пламени (рис. 46, а). При увеличении скорости потока конус пламени все больше вытягивается и, наконец, наступает момент, когда толщина пограничного слоя, в котором  $\omega \approx u_n$  становится настолько малой, что пламя уже не в состоянии больше удерживаться на срезе горелки. Сначала

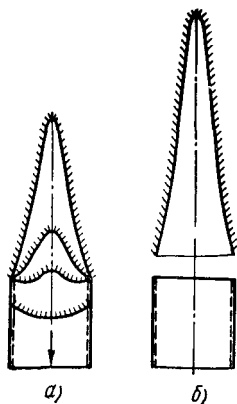


Рис. 46. Изменение очертаний внутреннего конуса бунзеновского пламени:

*a* — при уменьшении скорости потока горючей смеси; *b* — при увеличении скорости потока горючей смеси

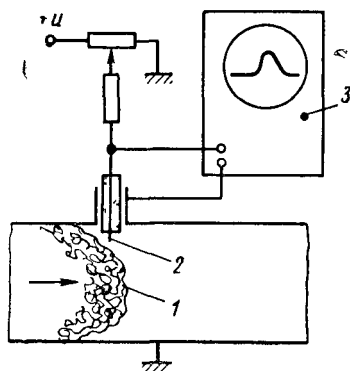


Рис. 47. Схема ионизационного метода регистрации перемещения фронта пламени

конус пламени несколько отрывается от края трубы и как бы повисает в воздухе (рис. 46, б), а затем пламя гаснет — имеет место так называемый срыв пламени.

В заключение следует упомянуть еще о довольно широко используемом так называемом ионизационном методе наблюдения за перемещением фронта пламени в непрозрачных трубах, бомбах, а также в камерах сгорания двигателей. Сущность метода состоит в том (рис. 47), что в момент касания фронтом пламени 1 помещенного на его пути изолированного электрода 2, к которому приложен некоторый положительный относительно стенки камеры сгорания потенциал, сопротивление в цепи ионизационного зонда резко уменьшается вследствие наличия ионизации в зоне горения. Образующиеся в ней свободные электроны притягиваются к положительно заряженному электроду 2, в результате чего появляется ток, который после соответствующего усиления может быть зарегистрирован при помощи осциллографа 3 или иным путем, например по вспышке неоновой лампочки.

Размещая на пути распространения пламени ряд подобных ионизационных датчиков (зондов), можно регистрировать скорости распространения пламени на отдельных участках, а также в различных направлениях. Положительным свойством метода является то, что ионизационные датчики могут быть миниатюрными, например отрезки платиновой проволоки  $d = 0,3 \div 0,5$  мм, пропущенной через тонкие фарфоровые трубочки, что делает воз-

возможным их размещением в камерах сгорания любой конфигураций, практически никак не нарушая условий охлаждения стенок и распространения пламени.

#### § 14. Тепловая теория распространения ламинарного пламени

В связи с тем, что нормальная скорость пламени представляет собой важнейшую характеристику горючей смеси, экспериментальному и теоретическому рассмотрению закономерностей, управляющих распространением ламинарных пламен, посвящено огромное число исследований. До настоящего времени продолжают существовать две точки зрения, характеризующие сущность процесса распространения пламени. В первом случае определяющим фактором в распространении пламени считают скорость теплопередачи во фронте пламени, от которой зависит скорость развития химических реакций. Такие теории принято называть тепловыми. Во втором случае считают, что основное значение имеет диффузия активных центров из зоны горения в расположенную перед ней свежую смесь, чем и определяется скорость развития цепных реакций; это так называемые диффузионные теории. В связи с тем, что процессы теплопередачи и диффузии подобны, и тот и другой подход к рассмотрению законов, управляющих скоростью распространения пламени, приводит к качественно сходным результатам.

Ограничимся рассмотрением тепловой теории распространения ламинарного пламени, разработанной в 1938 г. Я. Б. Зельдовичем и Д. А. Франк-Каменецким, как одной из наиболее обоснованных и распространенных [39].

Считая фронт пламени плоским, имеющим неограниченную протяженность, примем систему координат, связанную с пламенем, т. е. будем рассматривать стационарное пламя, в котором свежая смесь втекает в неподвижную зону пламени со скоростью  $u_n$ , а продукты полного сгорания вытекают из нее в том же направлении со скоростью  $v u_n$ , как показано в верхней части рис. 48.

Скорость изменения температуры газа в любом слое  $dx$  определяется уравнением теплопроводности Фурье—Кирхгоффа, к которому добавляем член, выражающий скорость тепловыделения в рассматриваемом элементарном слое за счет химической реакции:

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - c_p \rho u \frac{\partial T}{\partial x} + H \omega_p, \quad (48)$$

где  $\omega_p$  — скорость реакции, зависящая от температуры и концентрации в рассматриваемом слое;  $H$  — теплота сгорания.

В условиях стационарного режима горения  $\frac{\partial T}{\partial \tau} = 0$ , т. е. распределение температуры и других параметров газа в зоне пламени не изменяется во времени и является функцией одного

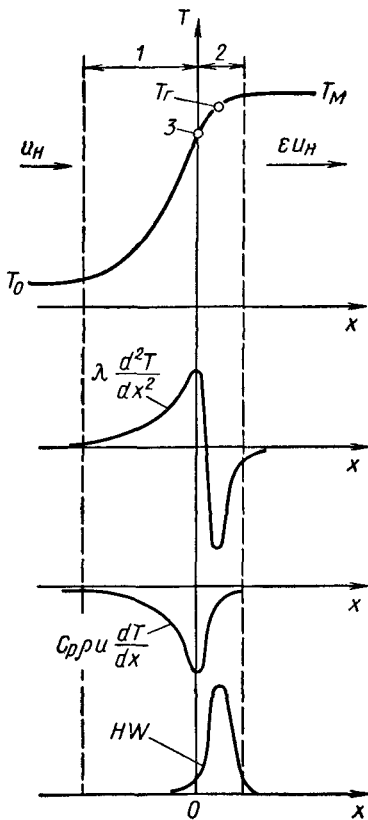


Рис. 48. Изменение температуры во фронте ламинарного пламени и отдельных членов уравнения (49)

независимого переменного  $x$ ; поэтому частные производные можно заменить полными, записав выражение (48) в следующем виде:

$$\lambda \frac{d^2T}{dx^2} - c_p u \rho \frac{dT}{dx} + H w_p = 0 \quad (49)$$

или, вводя энтальпию  $di = c_p dT$ ,

$$\frac{\lambda}{c_p} \frac{d^2i}{dx^2} - u \rho \frac{di}{dx} + H w_p = 0. \quad (50)$$

Несмотря на то, что с ростом температуры плотность газа  $\rho$  уменьшается, а скорость  $u$  возрастает, произведение  $u\rho$ , представляющее количество вещества, проходящего в единицу времени через единицу поперечного сечения, по закону сохранения массы остается постоянным. Вследствие подобия процессов теплопередачи и диффузии изменение относительной концентрации реагирующих веществ (например, горючего) при движении смеси через зону пламени по координате  $x$

описывается уравнением, сходным с уравнением (49):

$$D_c \rho \frac{d^2C}{dx^2} - u \rho \frac{dC}{dx} - w_p = 0, \quad (51)$$

где  $D_c$  — коэффициент диффузии.

Первый член этого уравнения выражает изменение концентрации в слое  $dx$  за счет диффузии, второй — изменение концентрации, связанное с движением всей массы газа через зону пламени, третий член — уменьшение концентрации вследствие химической реакции.

Если принять, что коэффициент диффузии равен коэффициенту температуропроводности<sup>1</sup>:

$$D_c = \kappa = \frac{\lambda}{c_p \rho} \quad \text{или} \quad D_c \rho = \frac{\lambda}{c_p},$$

<sup>1</sup> Из кинетической теории газов следует, что подобное равенство имеет место для газов близкого молекулярного веса.



и умножить уравнение (51) на постоянную величину  $H$ , а затем сложить его с уравнением (50), то получим

$$\frac{\lambda}{c_p} \frac{d^2}{dx^2} (i + CH) - u\rho \frac{d}{dx} (i + CH) = 0. \quad (52)$$

Граничные условия для этого уравнения при  $x = \pm\infty$ ,  $\frac{d}{dx} (i + CH) = 0$ . Единственным решением, удовлетворяющим указанным граничным условиям, является

$$I = i + CH = \text{const}$$

или, что то же,

$$c_p T_0 + C_0 H = c_p T + CH = c_p T_m, \quad (53)$$

где  $C_0$  — начальная концентрация горючего.

Это значит, что в случае справедливости принятого допущения  $D_c = \kappa$  полная энтальпия  $I$  единицы массы горючей смеси (сумма тепловой и химической энергии) остается неизменной в любой точке зоны пламени и, следовательно, должно существовать подобие между полями температур и концентрацией в зоне горения (рис. 49).

Постоянство полной энтальпии для начального и конечного состояний газа до и после сгорания при отсутствии теплоотдачи в стенке — это следствие закона сохранения энергии. Для промежуточных состояний в зоне пламени это условие выполняется лишь в том случае, если  $D_c = \kappa$ , т. е. диффузия свежей смеси из холодной зоны в горячую и перенос тепла (теплопроводностью и диффузией) в обратном направлении в точности компенсируют одна другую. Невыполнение этого условия приводит к тому, что при  $D_c > \kappa$  в конечной зоне пламени будет иметь место избыток полной энтальпии, а в начальной — недостаток (штриховые линии на рис. 49), в результате того, что смесь перед фронтом пламени несколько обедняется горючим, в зоне же реакции смесь оказывается обогащенной. Такое явление наблюдается при горении легких газообразных топлив ( $H_2$ ,  $CH_4$ ), коэффициент диффузии которых выше, чем у воздуха. Обратное явление наблюдается при горении тяжелых углеводородов, у которых коэффициент диффузии меньше, чем у воздуха. Этим в значительной мере объясняются более широкие пределы возможного обеднения смеси при сгорании легких газообразных топлив.

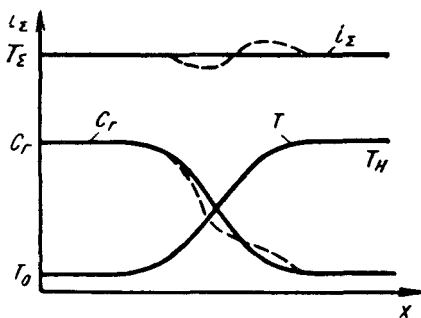


Рис. 49. Изменение температуры, концентрации горючего и полной энтальпии во фронте ламинарного пламени

Однако существенных изменений в развитии процесса горения в смесях, близких к стехиометрическим, эти отклонения не вносят и ими можно пренебречь, считая, что  $D_c = \kappa$ , следовательно, можно считать, что поля температур и концентраций в зоне горения подобны. При наличии такого подобия можно установить теоретические закономерности, управляющие распространением ламинарного пламени, ограничившись решением лишь одного уравнения теплопроводности (49), причем зависимость скорости реакции от температуры и концентрации выражаются зависимостью только от температуры [формула (14)]. Тогда уравнение распространения пламени принимает вид

$$\lambda \frac{d^2T}{dx^2} - c_p \rho u \frac{dT}{dx} + HF(T) = 0, \quad (54)$$

где  $F(T) = A \left( \frac{T - T_0}{T_m - T_0} \right)^n e^{-E/RT}$ .

Решить это уравнение в общем виде не представляется возможным. В ряде случаев подбирают такие упрощенные выражения для скорости реакции, при которых уравнение (54) будет линейным. Например, принимают, что до некоторой температуры воспламенения  $T_b$  скоростью реакции можно пренебречь, а при  $T > T_b$  она становится бесконечно большой (Жуге, 1913 г.) или мгновенно достигает некоторого постоянного значения (Даниель, 1930 г.).

В рассматриваемой теории принимается истинная зависимость скорости реакции от температуры и концентрации, но вводится ряд упрощающих допущений, основанных на том, что реакция горения в основной своей части протекает при температуре  $T_r$ , близкой к максимальной температуре пламени  $T_z$ . При этом зона пламени условно разбивается на две части (см. рис. 48).

1. Зона прогрева, в которой скоростью реакции можно пренебречь, считая, что все повышение температуры от  $T_0$  до некоторой температуры  $T_3$  здесь осуществляется в результате передачи тепла диффузией из смежной зоны 2;

2. Зона химической реакции, где горючая смесь, нагретая в зоне 1 до температуры  $T_3$  и сильно разбавленная продуктами сгорания за счет их диффузии в зону 1, реагирует с высокими скоростями при средней температуре  $T_r = \frac{T_3 + T_m}{2}$ . В связи с тем, что повышение температуры в зоне 2 относительно невелико, можно пренебречь количеством тепла, расходуемым на нагрев реагирующей смеси от температуры  $T_3$  до  $T_z$ , считая, что все выделяющееся в результате реакции тепло отводится из зоны 2 в зону 1 путем теплопроводности и диффузии.

Таким образом, для зоны 1 уравнение (54) принимает вид

$$\lambda \frac{d^2T}{dx^2} - c_p \rho u \frac{dT}{dx} = 0. \quad (55)$$

Считая для удобства, что начало координат лежит на границе между зонами, можно составить граничные условия этого уравнения:

при  $x = -\infty$

$$T = T_0, \quad \frac{dT}{dx} = 0;$$

при  $x = 0$

$$T = T_3.$$

Интегрируя уравнение (55), получим

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)'_{x=-\infty \div 0} = \frac{c_p \rho u}{\lambda} (T_3 - T_0). \quad (56)$$

Для зоны 2, пренебрегая вторым членом в уравнении (54), имеем

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} + HF(T) = 0,$$

где при  $x = 0$   $T = T_3$ ; при  $x = \infty$   $T = T_z$ ,  $\frac{dT}{dx} = 0$ .

Интегрируя это уравнение, получим

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)''_{x=0 \div \infty} = \sqrt{\frac{2}{\lambda} H \int_{T_3}^{T_z} F(T) dT}. \quad (57)$$

Для установившегося режима, на границе между зонами 1 и 2 при  $x = 0$ , из условий сопряжения кривых должно иметь место равенство первых производных  $\left(\frac{dT}{dx}\right)'_{x=0} = \left(\frac{dT}{dx}\right)''_{x=0}$ , следовательно,

$$c_p \rho u (T_3 - T_0) = \sqrt{2\lambda H \int_{T_3}^{T_z} F(T) dT}. \quad (58)$$

Так как различия между  $T_3$  и  $T_z$  невелики, то можно приближенно принять, что  $T_3 - T_0 \approx T_z - T_0$ .

Нижний предел интегрирования в правой части уравнения (56) можно также заменить, подставив  $T_0$  вместо  $T_3$ , учитывая, что скорости реакции при температурах меньше  $T_3$  малы и общее значение интеграла от этого изменится незначительно.

Учитывая далее, что  $\rho u = \rho_0 u_n$  (из условия неразрывности), уравнение (58) можно привести к следующему виду:

$$u_n = \sqrt{\frac{2\lambda H}{c_p^2 \rho_0^2 (T_z - T_0)^2} \int_{T_0}^{T_z} F(T) dT}. \quad (59)$$

Но  $c_p \rho_0 (T_m - T_0) = C_0 H$ . Сделав соответствующую подстановку, получим зависимость нормальной скорости пламени

от физических свойств горючей смеси, теплового эффекта реакции и ее скорости в функции от температуры:

$$u_n = \sqrt{\frac{2\lambda}{c_p \rho_0 c_0 (T_z - T_0)} \int_{T_0}^{T_z} F(T) dT}. \quad (60)$$

В связи с тем, что реакция в основном протекает при температурах, близких к максимальным температурам пламени, не допуская существенных ошибок, можно принять, что интеграл  $\int_{T_0}^{T_z} F(T) dT$  пропорционален скорости реакции при температуре пламени  $T_z$ . В результате приближенное выражение, связывающее нормальную скорость распространения пламени с коэффициентом температуропроводности горючей смеси  $\kappa = \frac{\lambda}{c_p \rho_0}$  и скоростью реакции в зоне пламени  $\omega_z$ , приобретает следующий вид:

$$u_n = \text{const} \sqrt{\kappa \omega_z}. \quad (61)$$

Это означает, что нормальная скорость ламинарного пламени в равной мере определяется как скоростью реакций при температурах, близких к температурам пламени, так и величиной коэффициента температуропроводности горючей смеси<sup>1</sup>.

На рис. 48 внизу показан примерный характер изменения во фронте ламинарного пламени трех членов уравнения (54). В элементарном слое, отвечающем точке 3 перегиба кривой изменения температуры, количество тепла, отдаваемого из зоны 2, уравнивается с количеством тепла, выделяющимся в этом слое за счет реакции при температуре  $T_3$ . Основная часть реакции идет при температуре  $T_r$ , средней между  $T_3$  и  $T_z$ .

**Толщина зоны ламинарного пламени.** Основную часть полной толщины зоны пламени  $\delta_{пл}$  составляет зона прогрева  $\delta_{пр}$ . Расчеты и экспериментальные изменения показывают, что при высоких значениях энергии активации толщина зоны реакции составляет  $\leq 0,1 \delta_{пл}$ . Соответственно можно приближенно принять, что  $\delta_{пл} = \delta_{пр}$ .

Интегрируя дважды уравнение (55) для зоны прогрева с учетом пограничных условий: при  $x = -\infty$   $T = T_0$ ; при  $x = 0$   $T = T_3 \approx T_z$ , получим выражение для распределения температуры в этой зоне:

$$T = T_0 + (T_z - T_0) e^{-\frac{\rho_0 c_p}{\lambda} u_n x}$$

<sup>1</sup> К исходной зависимости приходят и авторы диффузионных теорий распространения пламени, что вполне понятно, учитывая наличие подобия между процессами теплопроводности и диффузии.

или

$$\frac{T - T_0}{T_z - T_0} = e^{\frac{u_H}{\kappa} x}. \quad (62)$$

Приняв, что толщина зоны прогрева отвечает расстоянию, на котором безразмерная температура  $\frac{T - T_0}{T_z - T_0}$  изменяется в  $e$  раз, получим приближенно

$$\delta_{пл} = \frac{\kappa}{u_H}, \quad (63)$$

а так как  $u_H \sim \sqrt{\kappa \omega_z}$ , то

$$\delta_{пл} \sim \sqrt{\frac{\kappa}{\omega_z}}. \quad (64)$$

Время пребывания вещества в зоне пламени, т. е. длительность сгорания

$$\tau_z = \frac{\delta_{пл}}{u_H} \sim \frac{\kappa}{u_H^2}. \quad (65)$$

Из рассмотренной тепловой теории распространения пламени можно сделать следующие выводы:

1. Нормальная скорость распространения пламени пропорциональна корню квадратному из скорости химических реакций при температуре, близкой к максимальной температуре горения  $T_z$ , т. е.

$$u_H \sim e^{-F/2RT_z}.$$

2. Изменения скорости реакции в пламени и коэффициента температуропроводности горючей смеси одинаково влияют на скорость распространения пламени.

3. Влияние скорости реакции и коэффициента температуропроводности на толщину фронта пламени противоположно. Увеличение скорости реакции приводит к уменьшению толщины фронта пламени ( $\delta_{пл} \sim \omega_z^{-0,5}$ ) вследствие возрастания в нем градиентов температуры. Увеличение температуропроводности смеси, приводящее к уменьшению градиента температуры, вызывает увеличение толщины фронта пламени ( $\delta_{пл} \sim \kappa^{0,5}$ ).

Необходимо отметить, что эти теоретические зависимости с достаточной точностью подтверждаются экспериментально лишь в тех случаях, когда скорости реакции в зоне прогрева при относительно невысоких температурах пренебрежимо малы. Если же это условие не выполняется, что имеет место в случае активных горючих смесей с низкими значениями энергии активации, то наблюдаются существенные отступления от указанных зависимостей тепловой теории.

## § 15. Влияние различных факторов на нормальную скорость распространения пламени

**Зависимости  $u_n$  от состава смеси.** Молярная (объемная) концентрация паров жидких углеводородных топлив в горючих смесях с воздухом невелика (для бензина при  $\alpha = 1$  в среднем около 2,5 %, для пропана 4,1 %), так что изменения состава смеси (коэффициента избытка воздуха  $\alpha$ ) практически не влияют на величину температуропроводности смеси. Зависимость  $u_n = f(\alpha)$  в основном определяется влиянием состава смеси на скорость химических реакций.

Как показано на рис. 50, в зависимостях  $u_n = f(\alpha)$  для большинства углеводородов максимальные значения  $u_n$  лежат в области  $\alpha = 0,9 \div 0,95$ . Это связано с тем, что скорости реакций больше в несколько обогащенных смесях, несмотря на то что температура пламени здесь ниже, чем при  $\alpha = 1$ . Причиной является высокая химическая активность продуктов неполного сгорания богатых смесей, содержащих, в частности, повышенные концентрации радикалов ОН, диффузия которых в свежую смесь способствует увеличению скоростей нормального пламени, а в еще большей степени — скоростей турбулентного горения (см. стр. 121).

В случае водорода, когда обогащение смеси сопровождается существенным увеличением ее температуропроводности, максимум смещается в сторону меньших значений  $\alpha \approx 0,5 \div 0,6$  (см. рис. 56).

При обеднении или обогащении смеси нормальные скорости пламени уменьшаются не беспредельно, а имеют некоторый минимум ( $u_n \geq 8 \div 10$  см/с), по достижении которого пламя гаснет вследствие увеличения теплотерь из зоны горения, связанного с возрастающей ее шириной [согласно формуле (63), при неизменном значении коэффициента температуропроводности  $\delta_{пл} \sim u_n^{-1}$ ].

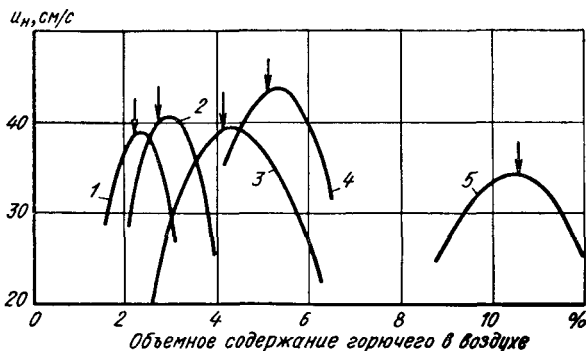


Рис. 50. Изменение  $u_n$  в зависимости от состава смеси для ряда индивидуальных углеводородов:

1 — н-гексан; 2 — бензол; 3 — пропан; 4 — пропен; 5 — метан; стрелками указаны значения  $\alpha = 1$

Предел возможного обогащения смеси, сверх которого распространение ламинарного пламени оказывается невозможным, называется верхним концентрационным пределом; предел возможного обеднения — нижним концентрационным пределом распространения пламени.

Для большинства углеводородных моторных топлив концентрационные пределы распространения ламинарного пламени при  $p = 0,1$  МПа,  $T_0 = 20^\circ$  С: верхний —  $\alpha_{\min} = 0,25 \div 0,37$ , нижний —  $\alpha_{\max} = 1,65 \div 1,8$ . Несколько большими пределами возможного обеднения обладают метан, для которого  $\alpha_{\max} \geq 2$ , и пропан ( $\alpha_{\max} \approx 1,9$ ), а также спирты ( $\alpha_{\max} = 2,1 \div 2,4$ ). Значительно шире пределы распространения пламени для водорода  $0,14 < \alpha < 10$ , ацетилена  $0,02 < \alpha < 3,3$  и окиси углерода  $0,146 < \alpha < 2,9$ .

Эти пределы относятся к распространению пламени в трубах большого диаметра ( $d > 50$  мм), когда относительные потери теплоты в стенки за счет теплопроводности малы. В трубах малых диаметров концентрационные пределы распространения пламени сужаются, и при некотором критическом диаметре пламя гаснет при любом составе смеси.

Критические «гасящие» диаметры, или щели, через которые пламя не может пройти, оказываются тем меньшими, чем выше массовая скорость пламени. Так, например, критическая ширина щели для углеводородовоздушных смесей при атмосферном давлении составляет для метана 2,09 мм, пропана — 1,78 мм, ацетилена — 0,76 мм. С повышением давления критическая ширина щели уменьшается. Для углеводородовоздушных смесей, при прочих равных условиях,

$$d_{\text{щ}} \sim p^{-(0,85-0,95)}. \quad (66)$$

Повышение температуры также вызывает уменьшение ширины гасящей щели, но надежные количественные данные по этому вопросу отсутствуют.

**Влияние на  $u_n$  свойств топлива.** Максимальные значения  $u_{n \max} = f(\alpha)$  углеводородов, входящих в состав моторных топлив, в смесях с воздухом колеблются в сравнительно узких пределах: от 33,5 до 55 см/с при  $p = 0,1$  МПа и  $T_0 = 20^\circ$  С. Наименьшие значения  $u_{n \max}$  наблюдаются у метана и изопарафинов, наивысшие — у диолефинов и ацетиленовых углеводородов ( $C_n H_{2n-2}$ ). Олефиновые, нафтеновые ( $C_n H_{2n}$ ) и ароматические углеводороды занимают промежуточное место.

Если исключить метан, то значения  $u_{n \max}$  можно считать независящими от числа атомов С в молекуле в случае парафинов ( $C_n H_{2n+2}$ ) нормального строения с прямой цепью. У изопарафинов с тем же числом атомов С скорость  $u_{n \max}$  тем ниже, чем компактнее молекула, а соответственно выше октановое число углеводорода. В других гомологических рядах  $u_{n \max}$  уменьшается

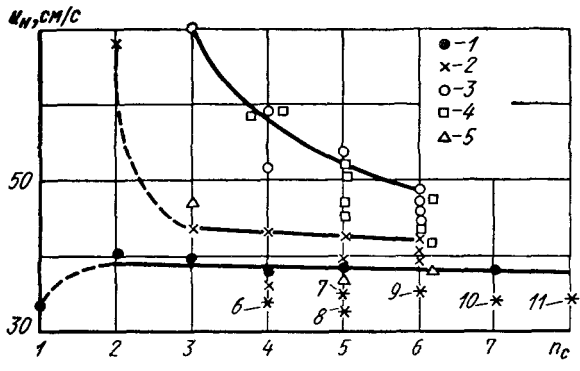


Рис. 51. Зависимости  $u_n$  от числа атомов  $n_c$  в молекуле углеводородов различного строения в смесях с воздухом при  $p = 760$  мм рт. ст.,  $t_0 = 20^\circ \text{C}$  [32]:

- 1 —  $C_n H_{2n+2}$  (алканы);
- 2 —  $C_n H_{2n}$  (олефины);
- 3 —  $C_n H_{2n-2}$  (ацетиленовые углеводороды);
- 4 —  $C_n H_{2n-2}$  (диолефины);
- 5 —  $C_n H_{2n}$  (нафтены), 6 — 2-метилпропан; 7 — 2-метилбутан; 8 — 2,2-диметилпропан; 9 — 2,2-диметилбутан; 10 — 2,2,3-триметилбутан (триптан); 11 — 2,2,4-триметилпентан (изоктан)

с увеличением числа атомов С, причем изомеризация также вызывает ее снижение (рис. 51).

С учетом того, что отличия в коэффициентах  $\kappa$  горючих смесей различных углеводородов с воздухом исчезающе малы, значения нормальных скоростей распространения пламени могут служить достаточно надежным мерилем скоростей реакций в пламенах ( $w_z \sim u_n^2$ ).

Таким образом можно, в частности, объяснить наблюдаемое в бензиновых двигателях замедленное догорание рабочего заряда на такте расширения при использовании топлив с излишне высокими октановыми числами, что вызывает повышение температуры отработавших газов и увеличивает теплоотдачу в стенки цилиндров.

Таблица 4

Нормальные скорости распространения пламени и октановые числа различных углеводородов

Углеводород	$u_n$ , см/с	ОЧ (М)	$T_z$ теор., К при $\alpha = 1$
Н-бутан . . . . .	37,9	91	2256
2-метилпропан (изобутан) . . . . .	34,9	99	2259
Н-пентан . . . . .	38,5	61,9	2249
2-метилбутан . . . . .	36,6	—	—
2-2-диметилпропан . . . . .	33,3	90,3	2254
Н-гексан . . . . .	38,5	24,8	2241
2-2-диметилбутан (неогексан) . . . . .	35,7	93,4	2254
Н-гептан . . . . .	38,5	0	2208
2-2-3-триметилбутан (триптан) . . . . .	35,9	101	2242
Н-октан . . . . .	—	<0	—
2-2-4-триметилпентан (изоктан) . . . . .	34,6	100	2236



Сопоставление нормальных скоростей распространения пламени  $u_{н\max}$  и октановых чисел некоторых парафиновых углеводородов нормального и изо-строения приведено в табл. 4.

Подробные данные о нормальных скоростях, пределах распространения пламени, гасящих сечениях и температурах горения различных топлив содержатся в работе Н. Ф. Дубовкина [37].

**Влияние давления и температуры на скорость распространения ламинарного пламени.** Согласно тепловой теории изменение давления может влиять на скорость распространения ламинарного пламени двумя путями: через изменение максимальной скорости реакции в соответствии с формулой  $w_z \sim p^{n-1}$  и через изменение коэффициента температуропроводности  $\kappa = \frac{\lambda}{c_p \rho}$ . Так как  $\lambda$  и  $c_p$  от давления практически не зависят, а плотность газа обратно пропорциональна давлению, то  $\kappa \sim p^{-1}$ . Подставляя эти соотношения в выражение (61), имеем

$$u_n \sim \sqrt{\kappa w_z} \sim \sqrt{p^{n-2}}. \quad (67)$$

Опыты показывают, что в бензиновоздушных смесях состава, близкого к стехиометрическому ( $\alpha \approx 1$ ), в достаточно широком диапазоне изменения давлений выполняется соотношение

$$u_n \sim p^{-(n-1)}, \quad (68)$$

где  $(n - 1) = 0,3 \div 0,4$ , что отвечает эффективному порядку реакций в пламени  $n = 1,2 \div 1,4$ . В метановоздушных смесях при изменении давлений от 0,1 до 6,0 МПа  $(n - 1) = 0,4$ .

В быстро горящих кислородных смесях значения показателя  $(n - 1)$  в формуле (68) колеблются в пределах от нуля до  $-0,2$ , что отвечает порядку реакции  $n = 2 \div 2,4$ . Более подробные сведения по данному вопросу приведены в работе Е. С. Щетинкова [81].

Можно также оценить влияние давления на толщину фронта ламинарного пламени, выражаемую формулой (64). Принимая среднее значение показателя в формуле (68)  $(n - 1) = 0,35$ , получим

$$\delta_{пл} \sim \frac{\kappa}{u_n} \sim \frac{p^{-1}}{p^{-0,35}} \sim p^{-0,65}. \quad (69)$$

Если  $u_n$  от давления не зависит, то  $\delta_{пл} \sim p^{-1}$ .

Влияние начальной температуры смеси на скорость распространения ламинарного пламени в основном проявляется в той мере, в какой изменения  $T_0$  приводят к изменению максимальных температур горения  $T_z$ , а соответственно к изменению максимальной скорости реакции в пламени  $w_z \sim e^{-E/RT_z}$ . Зависимости  $T_z = f(T_0)$  оказываются сложными, так как при этом необходимо учитывать изменение концентрации реагентов от начальной

температуры, теплоемкости свежей смеси и продуктов сгорания, а также степени диссоциации последних. Анализ результатов ряда исследований [81] показывает, что в пределах изменения  $T_0 = 0 \div 500^\circ \text{C}$  в случае керосиновоздушных и бензиновоздушных смесей пригодна эмпирическая формула

$$u_n \sim T_0^{1,8}. \quad (70)$$

## § 16. Турбулентное горение

Давно было установлено, что скорость распространения пламени, так же как и массовая скорость сгорания, сильно возрастают, если горючая смесь находится в интенсивном вихревом (турбулентном) движении. Воздействуя на интенсивность и характер турбулентного движения, можно управлять в широких пределах скоростями сгорания. Завершение процесса сгорания в быстроходных двигателях в очень короткое время возможно лишь благодаря высокой интенсивности турбулизации рабочего заряда в камере сгорания. Так, например, длительность основной фазы сгорания в современном автомобильном двигателе при  $n = 6000$  об/мин составляет приблизительно 1 мс. При длине пути пламени от свечи до конца камеры сгорания, равной 75 мм, это отвечает распространению пламени со средней скоростью 75 м/с, что примерно в 35 раз выше скорости распространения ламинарного пламени при давлениях и температурах несгоревшей смеси в условиях двигателя (с учетом расширения продуктов сгорания).

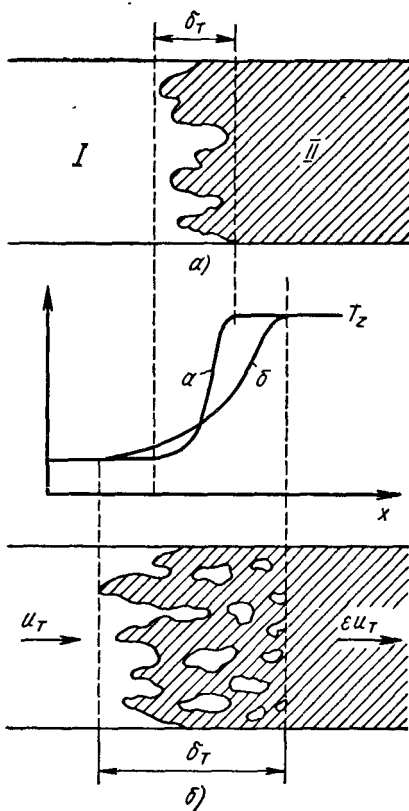
Несмотря на широкое практическое использование горения турбулизированных смесей в самых различных областях, развитие теории турбулентного горения далеко от завершения. Причины заключаются в крайней сложности процессов турбулентного горения, глубоко отличных от ламинарного.

Во фронте стационарного ламинарного пламени имеет место вполне однозначное распределение температур, концентраций и скоростей реакции в пространстве, независимое от времени. В турбулентном пламени значения тех же параметров в каждой точке зоны горения непрерывно изменяются во времени вследствие пульсирующего характера турбулентной диффузии. Процессы в зоне турбулентного горения носят в значительной мере случайный, статистический характер, что крайне затрудняет их экспериментальное и теоретические изучение.

Скорость ламинарного горения практически однозначно определяется величиной нормальной скорости распространения пламени, так как толщина фронта пламени, а соответственно и длительность сгорания относительно малы и ими можно пренебречь. Фронт ламинарного пламени можно рассматривать как поверхность разрыва между свежей смесью и продуктами ее сгорания. Для турбулентного пламени подобное пренебрежение шириной зоны горения недопустимо, так как она всегда имеет более или

Рис. 52. Примерный характер искривлений и разрывов фронта стационарного турбулентного пламени, а также изменения средней температуры  $\delta_T$  в зоне горения:

*a* — слабая турбулентность; *b* — интенсивная турбулентность; *I* — свежая смесь; *II* — продукты сгорания



менее значительную протяженность, фронт пламени сильно искривлен, а в случае интенсивной турбулентности — раздроблен на большое число отдельных горящих очагов, как схематически показано на рис. 52. На рис. 53 приведены фотографии изменения характера горения в конусе бунзеновского пламени под воздействием турбулентности различной интенсивности. Скорость распространения передних границ турбулентного пламени еще не характеризует длительность самого процесса горения в глубине зоны. Величины теплонпряженности топочного объема и требуемого для полного завершения сгорания размера камеры зависят как от скоростей химических реакций в зоне турбулентного пламени, так и от характера и интенсивности турбулентности.

Прежде чем перейти к анализу особенностей турбулентного горения и изложению существующих теоретических точек зрения, необходимо вкратце остановиться на основных характеристиках турбулентности.

В отличие от ламинарного (последойного) течения жидкости или газа, когда отдельные элементы поперечного сечения потока движутся в виде параллельных струй, турбулентное течение характеризуется наличием непрерывных беспорядочных местных пульсаций скорости потока.

Турбулентный режим течения возникает тогда, когда силы инерции отдельных объемов или струй, движущихся с различными скоростями, перестают уравниваться силами вязкости, гасящими возникающие колебания отдельных элементов потока относительно других. Это происходит при значениях критерия Рейнольдса  $Re = \bar{u}D/\nu > 2000$ , где  $D$  — диаметр трубы или

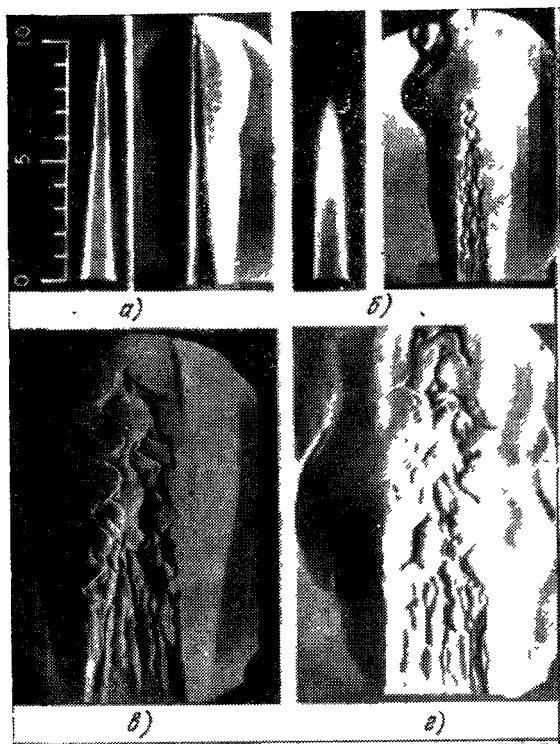


Рис. 53. Изменения характера горения в конусе бунзеновского пламени при различной интенсивности турбулентности потока горячей смеси:

*a* — ламинарное пламя,  $Re = 2000$ ; *б* — слабая турбулентность,  $Re = 3000$  (слева — прямые фотографии с большой экспозицией, справа — моментальные шлирен-фотографии); *в* —  $Re = 7000$ ; *г* —  $Re = 10\ 000$  (шлирен-фотографии, горелка большего диаметра) [56]

размер препятствия;  $\bar{u}$  — средняя скорость потока;  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости.

Если проследить путь какой-либо частицы в турбулентном потоке, то можно увидеть, что на основное ее направленное движение со средней скоростью потока  $\bar{u}$  как бы наложена переменная составляющая  $\Delta u$ , непрерывно изменяющаяся как по величине, так и по направлению. Интенсивность турбулентности оценивается или абсолютной средней величиной этих пульсаций, или их отношением к скорости потока. Так как направление пульсаций может быть в равной мере как положительным, так и отрицательным, вычисляют среднеквадратичное их значение  $u' = \sqrt{\overline{(\Delta u)^2}}$ . Соответственно относительная интенсивность турбулентности  $K = u'/\bar{u}$ .

Другой важной характеристикой турбулентности служит масштаб пульсаций. Средний масштаб турбулентных пульсаций по Эйлеру — среднестатистический размер турбулентных молей  $l$  — объемов, которые в каждый данный момент времени можно рассматривать движущимися как целое, когда все элементы газа внутри этих объемов обладают близкими по величине и направлению векторами пульсационной скорости  $\Delta u$ . Масштаб турбулентности по Лагранжу — среднее время существования индивидуальных пульсаций  $\tau'$ , т. е. отрезок времени, в течение которого турбулентные моли в среднем движутся с неизменными скоростями в неизменных направлениях. Путь, в среднем проходимый турбулентным молем со средней скоростью пульсаций  $u'$ , до тех пор, пока этот моль не потеряет свою индивидуальность из-за частичного смещения с соседними молями того же порядка, что и средний размер моля, т. е. масштаб пульсации  $l = u'\tau'$ .

Произведение  $lu' = \kappa_t$  — коэффициент турбулентного обмена (турбулентной диффузии) — имеет ту же размерность ( $\text{см}^2/\text{с}$ ) и тот же физический смысл, что и коэффициент молекулярной диффузии  $D_d = 0,7l_m w_m = \kappa_m$ , где  $l_m$  — средняя длина свободного пробега молекул;  $w_m$  — средняя скорость молекул. Различия между молекулярной и турбулентной диффузиями сводятся к тому, что в первом случае происходит перенос отдельных молекул, в то время как во втором смешиваются турбулентные моли (объемы). Соответственно интенсивность турбулентного обмена может быть на несколько порядков выше, чем при молекулярной диффузии. Так, например, при комнатной температуре средняя скорость молекул воздуха  $w_m \approx 440$  м/с и средняя длина свободного пробега  $l_m = 6 \cdot 10^{-6}$  см. Соответственно  $\kappa_m = 0,185$   $\text{см}^2/\text{с}$ . При относительно невысокой скорости турбулентных пульсаций  $u' = 1$  м/с и среднем масштабе турбулентности  $l = 0,5$  см,  $\kappa_t = lu' = 50$   $\text{см}^2/\text{с}$ , т. е. в 270 раз превышает величину  $\kappa_m$ .

Если скорости пульсаций одинаковы по всем направлениям, то турбулентность называют изотропной. Когда в одном направлении, например вдоль потока, скорости пульсации больше, чем в других, турбулентность называют анизотропной; такая турбулентность возникает при движении газового потока в относительно гладких трубах. В камерах сгорания поршневых двигателей, не имеющих вытеснителей, турбулентность приближается к изотропной [69].

Состояние турбулентного потока в каждой его части непрерывно меняется; одни моли смешиваются с другими, т. е. как бы перестают существовать, а на их месте появляются моли с несколько отличными свойствами (температурой, концентрацией); непрерывно меняются скорости и направления пульсаций. Однако в среднем свойства данного потока остаются неизменными и характеризуются средними по времени значениями  $u'$ ,  $l$  и  $\kappa_t$ .

Величины  $u'$  и  $l$  независимы: одна и та же интенсивность турбулентного обмена  $\kappa_T = u'l$  может быть получена при различных сочетаниях значений  $u'$  и  $l$ . Различают турбулентность мелкомасштабную, характеризуемую малой величиной  $l$ , и крупномасштабную — с большими  $l$  (крупными вихрями). Нужно, однако, иметь в виду, что при развитой турбулентности в газе всегда содержится целый спектр пульсаций различных масштабов. Понятие «средний масштаб» имеет сугубо статистический смысл; наибольшие масштабы могут в 3,75 раза превышать средние значения  $\bar{l}$ ; при этом обязательно должно быть некоторое количество пульсаций с масштабами, меньшими  $\bar{l}$  — до очень малых, отвечающих превращению энергии турбулентного движения в тепловую.

**Скорость распространения турбулентного пламени.** При теоретическом рассмотрении турбулентного горения первоначально считали, что существует аналогия с горением во фронте ламинарного пламени. Если масштабы турбулентных пульсаций меньше полной ширины зоны ламинарного пламени  $l < \delta_{пл}$ , то естественным было предположение, что различия между ламинарным и турбулентным горением в основном должны сводиться к интенсификации процессов переноса во фронте пламени за счет добавления к молекулярной диффузии более интенсивного турбулентного обмена. Соответственно соотношению (61), выражающее зависимость нормальной скорости распространения пламени от скорости реакции и коэффициента температуропроводности (или, что то же, коэффициента диффузии), применительно к случаю мелкомасштабной турбулентности может быть записано в виде

$$u_T = \text{const} \sqrt{(\kappa_M + \kappa_T) \omega_p}. \quad (71)$$

Это означает, что при неизменной величине скорости реакции в пламени  $\omega_p$  в случае ламинарного и мелкомасштабного турбулентного горения должно выполняться соотношение

$$\frac{u_{MT}}{u_L} = \sqrt{\frac{\kappa_M + \kappa_T}{\kappa_M}} = \sqrt{1 + \frac{\kappa_T}{\kappa_M}}. \quad (72)$$

Если  $\frac{\kappa_T}{\kappa_M} \gg 1$ , то  $u_{MT} \approx u_L \sqrt{\frac{\kappa_T}{\kappa_M}}$ , когда  $\kappa_T \rightarrow 0$ ;  $u_T \rightarrow u_L$ .

При этом ширина зоны пламени при неизменной скорости реакции должна возрастать согласно соотношению (64) пропорционально корню квадратному из отношения коэффициентов турбулентного и молекулярного переноса:

$$\frac{\delta_{MT}}{\delta_L} = \sqrt{\frac{\kappa_T}{\kappa_M}} = \frac{u_{MT}}{u_L}. \quad (73)$$

Расширение зоны пламени может приводить к увеличению масштабов турбулентности, удовлетворяющих условию  $l < \delta_{пл}$ . Вследствие вовлечения в процесс турбулентного обмена в самом

фронте пламени пульсаций больших масштабов возрастает коэффициент турбулентной диффузии, соответственно и скорость распространения пламени, и еще больше увеличится ширина фронта. В свою очередь, это приводит к еще большему увеличению тех масштабов, которые можно рассматривать как мелкие, и т. д. Возможные пределы подобного расширения границ механизма ускорения пламени из-за интенсификации процессов турбулентного переноса в самом фронте пока не установлены, хотя были попытки объяснить таким путем все особенности турбулентного горения [65].

Однако опыты показывают, что наиболее сильное воздействие на скорость распространения пламени оказывают турбулентные пульсации (вихри) крупных масштабов, в основном увеличивающие поверхность горения. В случае крупномасштабной турбулентности, когда  $l \gg \delta_{\tau}$ , можно предположить, что действие турбулентных пульсаций в основном сводится к искривлению поверхности фронта пламени или раздроблению его на отдельные горящие объемы, причем на каждом элементе такой очень развитой поверхности горение продолжает распространяться со скоростью ламинарного пламени (так называемая ламинарная модель турбулентного горения). Скорость распространения турбулентного пламени обязана в этом случае возрастанию массовой скорости сгорания пропорционально увеличению фактической поверхности как угодно искривленного фронта ламинарного пламени:

$$\frac{u_{\tau}}{u_{\lambda}} = \frac{S_{\tau}}{S_{\lambda}}. \quad (74)$$

Рассматривая такую поверхность как бы состоящей из ряда примыкающих один к другому конусов с диаметром оснований, равным среднему масштабу турбулентности (рис. 54), можно определить время сгорания  $\tau$  каждого такого конуса, по истечении которого фронт пламени снова станет плоским. Время, необходимое для прохождения ламинарным пламенем со скоростью  $u_{\lambda}$  пути  $l/2 \cos \varphi \approx \frac{l}{2}$  при малых значениях  $\varphi$ ,  $\tau \approx l/2u_{\lambda}$ . Предполагая, что свежая смесь, заполняющая эти конусы, движется относительно продуктов сгорания со средней скоростью турбулентных пульсаций  $u'$ , получаем наибольшую возможную высоту конуса

$$h_{\kappa} = \frac{u' l}{2u_{\lambda}}.$$

Увеличение поверхности горения и соот-

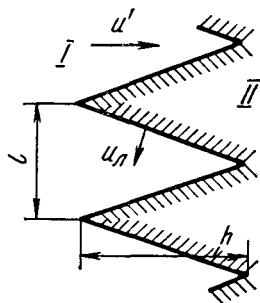


Рис. 54. К определению скорости крупномасштабного турбулентного горения по К. И. Щелкину:

I — свежая смесь; II — продукты сгорания

ветствующее увеличение скорости распространения пламени определяется отношением боковой поверхности конуса к площади его основания, что дает

$$\frac{u_T}{u_n} = \sqrt{1 + \left(\frac{u'}{u_n}\right)^2}. \quad (75)$$

В случае сильной турбулентности, когда  $u' \gg u_n$ , получим

$$u_T \approx u', \quad (76)$$

т. е. возрастание скорости распространения турбулентного пламени под воздействием пульсаций крупных масштабов должно быть примерно равно среднеквадратичной скорости пульсаций и не зависеть от  $u_n$ , т. е. от физико-химических свойств горючей смеси.

Тот же результат может быть получен исходя из предположения, что распространение турбулентного пламени осуществляется путем заброса очагов горения в свежую смесь крупными турбулентными вихрями, движущимися со средней скоростью  $u'$ , причем в дальнейшем пламя распространяется от этих начальных очагов со скоростью  $u_n$ .

Практика, однако, показывает, что если первый вывод теории — наличие пропорциональности между  $u_T$  и  $u'$  — подтверждается с достаточной точностью, то второй вывод — независимость  $u_T$  от  $u_n$ , как правило, не оправдывается.

Экспериментальные зависимости  $u_T = f(u')$  оказываются близкими к линейным, а при интенсивной турбулентности ( $Re > 10^4$ ) в области так называемой автономности, когда значения  $u'$  возрастают пропорционально увеличению средней скорости потока, выполняется условие  $u_T \sim \bar{u} \sim Re$ . Но в то же время при любой интенсивности турбулентности скорость распространения турбулентного пламени продолжает изменяться в зависимости от физико-химических свойств горючей смеси, хотя и иным образом, чем скорость распространения ламинарного пламени. Экспериментальные данные последнего времени, так же как и теоретические соображения, указывают на то, что между скоростями распространения ламинарного и турбулентного горения нет и не должно быть однозначной связи, так как эти виды горения существенно различны.

Тщательно поставленные опыты показали, что при прочих равных условиях скорость распространения турбулентного пламени связана с температурой горения соотношением  $u_T \sim e^{-E/RT_z}$  [74], т. е. возрастает прямо пропорционально увеличению скорости реакции в зависимости от температуры. Скорость же ламинарного пламени по формуле (61) пропорциональна корню квадратному из скорости реакции, т. е.  $u_n \sim e^{-E/2RT_z}$ .

Причинами подобных отличий в зависимостях, управляющих скоростями распространения ламинарных и турбулентных пламен, являются различия между процессами молекулярной и



турбулентной диффузиями. Последняя характеризуется не только прерывистым, пульсирующим характером, но также иными соотношениями между скоростями переноса тепла и активных центров из зоны горения в свежую смесь. Если во фронте ламинарного пламени скорость диффузии легких активных частиц (атомов Н, О, радикалов ОН, СН) существенно превышает среднюю величину коэффициента температуропроводности, то скорость переноса турбулентными пульсациями практически не зависит от молекулярного веса компонентов газовой смеси.

Различия во влиянии скоростей реакций и процессов переноса на скорости распространения ламинарных и турбулентных пламен приводят к тому, что в обогащенных смесях, где скорость реакций больше, чем при  $\alpha = 1$  (см. стр. 110), скорость турбулентного горения углеводородных топлив снижается в меньшей степени, чем ламинарного, а соответственно максимумы кривых  $u_T = f(\alpha)$  смещаются несколько левее максимумов  $u_L = f(\alpha)$  (рис. 55, а). В случае же горения водорода максимумы кривых смещаются в обратную сторону (рис. 55, б). Это объясняется тем, что при ламинарном горении водорода решающее значение имеет увеличение с ростом содержания в горючей смеси  $H_2$  коэффициента температуропроводности, в то время как на скорость турбулентного обмена процессы молекулярного переноса влияют слабо.

Также различное влияние на скорости распространения турбулентного и ламинарного горений оказывает давление. Если среднеквадратичную величину пульсационной скорости (абсолютную интенсивность турбулентности) сохранять постоянной при изменении давления, то  $u_T \sim p^m$ , где для углеводородовоздушных смесей  $m = 0,3 \div 0,5$  [81], в то время как скорость распространения ламинарного пламени в тех же смесях уменьшается с повышением давления (см. стр. 113).

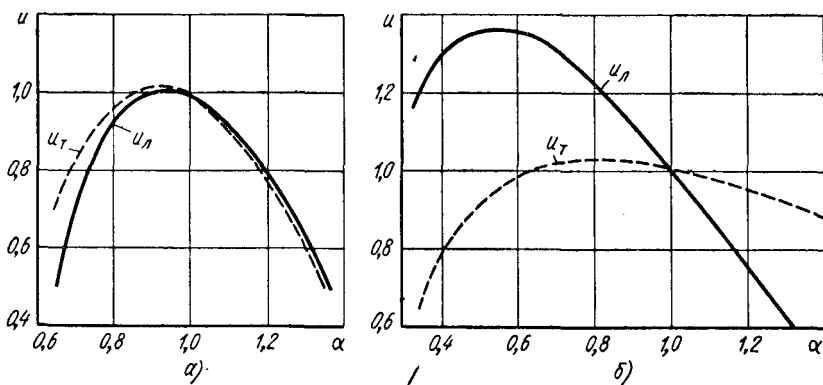


Рис. 55. Относительные изменения скоростей распространения ламинарного и турбулентного пламени по сравнению с их значениями при  $\alpha = 1$  в смесях:

а — пропан—воздух; б — водород—воздух

Все эти особенности турбулентного горения имеют важное значение для правильного понимания процессов, происходящих в двигателях.

При интенсивной крупномасштабной турбулентности в продуктах сгорания за фронтом турбулентного пламени могут оставаться объемы, заполненные несгоравшей смесью, которые нагреваются со всех сторон окружающим горячим газом. Такие объемы могут воспламеняться практически одновременно, что вызывает появление резких пульсаций давления и, как следствие, сильного шума и вибрационного характера турбулентного пламени.

Известен ряд попыток трактовки турбулентного горения с позиций только турбулентного смещения. При этом из рассмотрения исключены элементы фронтального горения на границах раздела отдельных молей, а процесс горения рассматривается как объемная реакция, идущая со скоростями, которые определяются скоростью турбулентной диффузии [81]. Однако подобное рассмотрение, формально приемлемое для случая весьма интенсивной турбулентности, совершенно не в состоянии объяснить промежуточные случаи, отвечающие умеренной и слабой турбулентности. На фотографических регистрациях хорошо видно, что воздействие слабой турбулентности в основном сводится к искривлению фронта пламени (рис. 53, б, в). Даже при интенсивной турбулентности уже в самом начале зоны турбулентного горения удается обнаружить (спектроскопическими методами или с помощью ионизационных зондов) отдельные очаги с температурами, близкими к конечным температурам горения, что служит прямым указанием на развитие процессов, сходных с горением во фронте пламени. Такое наличие очагов пламени во всей толще зоны турбулентного горения вполне понятно. Иначе невозможно было бы объяснить, каким путем возникает горение в самом начале зоны, где средние температуры еще очень низки. Единственный способ иницирования горения в данном случае — это заброс хотя бы единичных горящих молей из глубины зоны горения в свежую смесь крупными турбулентными пульсациями.

В соответствии с этим наиболее вероятно следующая схема распространения турбулентного горения. Отдельные очаги пламени, т. е. моли, содержащие продукты сгорания с высокой температурой и концентрацией активных центров, переносятся пульсациями наиболее крупных масштабов из глубины зоны горения вперед, в начало зоны<sup>1</sup>. Если размеры таких изолированных «горячих» молей, окруженных со всех сторон свежей смесью, достаточно велики, они дают начало распространению фронтов турбулентного пламени со скоростями, определяемыми пульсациями относительно небольших масштабов. При малых размерах подобных

<sup>1</sup> Направляется аналогия с распространением лесного пожара, фронт которого распространяется вследствие заброса вперед отдельных горящих веток. Чем последние крупнее, а еще не воспламенившаяся часть леса суше, тем более вероятно возникновение новых самостоятельных очагов горения.

изолированных молей распространение от них пламени может происходить со скоростями, даже меньшими  $u_n$ , что связано с увеличенной теплоотдачей от очага горения в окружающую холодную смесь, подобно тому, как это имеет место в начальных стадиях развития очага пламени от искры (см. рис. 39—41).

Если размеры горящих молей меньше некоторых критических, то пламя гаснет. Местное угасание пламени может происходить также в результате дробления уже возникших очагов горения на более мелкие турбулентными пульсациями меньших масштабов и вообще в результате интенсификации турбулентного обмена на границах раздела горячих очагов и свежей смеси.

Все вместе взятое приводит к тому, что далеко не всякий горящий моль, заброшенный в свежую смесь, способен ее зажечь. Устойчивое горение возникает лишь при благоприятном сочетании ряда факторов. К их числу относятся достаточные первоначальные размеры моля; наличие по соседству, если еще и не горящих, то достаточно нагретых молей; отсутствие поступления в начавший формироваться очаг горения избыточных количеств холодной смеси в результате интенсивной мелкомасштабной турбулентности.

Очевидно, что при высоких скоростях реакции возможно распространение турбулентного пламени со скоростями наиболее быстрых пульсаций, которые могут существенно превышать среднеквадратическое значение пульсационной скорости, т. е. возможно соотношение  $u_T > u'$ . В случае умеренных значений скоростей реакции более вероятно распространение турбулентного пламени со средней скоростью пульсаций  $u_T \approx u'$ . И, наконец, в медленно реагирующих смесях можно ожидать соотношения  $u_T < u'$ . Именно такие результаты дали опыты [74], в которых в широком диапазоне изменений пульсационных скоростей и скоростей реакции получена следующая зависимость:

$$u_T = au' + b, \quad (77)$$

где  $b \approx u_n$ , а коэффициент  $a$  тем больше, чем выше температура горения  $T$  и соответственно скорость реакции в пламени ( $a \sim \sim e^{-E/RT_z}$ ).

Как видно из рис. 56 в случае быстро реагирующей смеси  $a \approx \approx 2$ , при умеренной скорости ре-

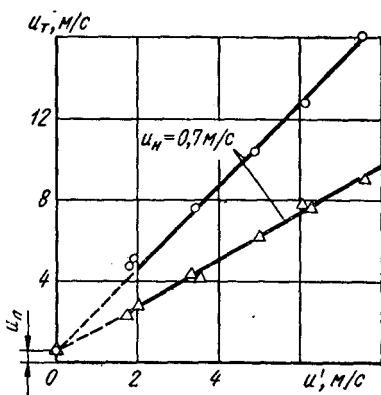


Рис. 56. Зависимости скоростей распространения турбулентного пламени от среднеквадратичного значения скорости пульсаций для смесей, обладающих одинаковыми нормальными скоростями пламени, но различными температурами горения [74]

акции  $a \approx 1,2$ , хотя в обоих случаях значения  $u_n$  были одинаковыми.

При достижении некоторых критических значений  $u'$ , тем больших, чем выше скорость реакции, горение прекращается, т. е. излишне высокая для данной горючей смеси интенсивность турбулентного переноса приводит к угасанию пламени. Это связано с тем, что критические размеры турбулентных молей, ниже которых происходит погасание пламени, должны быть связаны со временем существования моля (лагранжевым масштабом турбулентности  $\tau'$ ), соотношением  $l_{кр} = \tau_{кр} u'$ . При одном и том же значении  $u'$  критический размер моля должен быть пропорциональным средней длительности реакции, т. е. обратно пропорциональным ее скорости.

**Глубина зоны турбулентного горения.** Как уже отмечалось, не менее важное значение, чем скорость распространения турбулентного пламени, имеет для практики глубина зоны турбулентного горения  $\delta_t$ , т. е. расстояние от передней границы начала горения до полного завершения сгорания отдельных молей свежей смеси в глубине зоны. Опыт показывает, что это расстояние при высоких скоростях распространения турбулентного пламени в камерах сгорания, например, газотурбинных двигателей больших размеров может достигать десятков сантиметров.

Глубина зоны горения тем больше, чем крупнее отдельные турбулентные моли (вихри), чем слабее их дробление в процессе горения на более мелкие и чем ниже скорость распространения пламени от периферии к центру горящих молей. Сокращению  $\delta_t$  способствуют уменьшение масштабов турбулентности, например, в результате установки на пути потока свежей смеси относительно мелких решеток, а также увеличение скорости реакции в пламени и коэффициента молекулярной диффузии, т. е. использование смесей, обладающих высокими скоростями распространения ламинарного пламени.

Известны попытки строгого теоретического рассмотрения вопроса о возможной глубине зоны горения на основе анализа скоростей турбулентной диффузии [64]. Однако для практических целей удовлетворительные результаты дает простейшее предположение о том, что отдельные наиболее крупные моли первоначально горят с поверхности с той же скоростью  $u_t$ , с которой распространяется турбулентное пламя, но затем, по мере сгорания моля, скорость горения уменьшается пропорционально уменьшению его линейных размеров, достигая скорости ламинарного пламени  $u_n$  при нулевых размерах моля [63], т. е. скорость горения моля

$$u_{гм} = u_n + u_t \frac{l_m}{l_0},$$

где  $l_m$  и  $l_0$  — текущий и начальный размеры горящего моля.

Запишем уравнение сгорания моля в дифференциальной форме

$$-dl_M = u_{гМ} d\tau = \left( u_H + u_T \frac{l_M}{l_0} \right) d\tau.$$

Тогда

$$\tau = - \int_{l_0}^{l_M} \frac{dl_M}{u_H + u_T \frac{l_M}{l_0}} = \frac{l_0}{u_T} \ln \left( \frac{\frac{u_H l_0}{u_T} + l_0}{\frac{u_H l_0}{u_T} + l_M} \right). \quad (78)$$

Принимая  $l_M = 0$  и учитывая, что моль горит со всех сторон, т. е. путь, проходящий пламенем, составляет  $0,5 l_0$ , получим выражение для времени полного сгорания моля

$$\tau_{гМ} = \frac{l_0}{2u_T} \ln \left( 1 + \frac{u_T}{u_H} \right) \quad (79)$$

или при  $u_T \gg u_H$

$$\tau_{гМ} \approx \frac{l_0}{2u_T} \ln \left( \frac{u_T}{u_H} \right). \quad (80)$$

Для оценки глубины зоны турбулентного пламени необходимо знать среднюю скорость  $u_M$  перемещения горящего моля внутри зоны горения.

В опытах Н. В. Иноземцева и В. К. Кошкина [43] при  $n = 1500$  об/мин были получены скорость перемещения фронта пламени в средней части камеры сгорания  $u'_T = 18$  м/с и глубина зоны горения  $\delta_T = 25$  мм.

Примем:  $u_H = 0,85$  м/с (бензиновоздушная смесь,  $\alpha = 0,9$  при  $T_c = 700$  К и  $p_c = 1,5$  МПа) и наибольший масштаб турбулентности  $l_0 = 8$  мм, т. е. около половины высоты камеры сжатия. Подставляя эти значения в формулу (80) получим

$$\tau_{гМ} = \frac{8 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 18} \cdot 2,3 \lg \left( \frac{18}{0,85} \right) = 0,68 \cdot 10^{-3} \text{ с.}$$

Если исходить из того, что длительность основной фазы сгорания в рассматриваемом нижнеклапанном двигателе отвечает  $30^\circ$  угла поворота кривошипа, т. е. составляет  $\tau_z = \frac{30^\circ \cdot 60}{1500 \cdot 3600} = 3,33 \cdot 10^{-3}$  с, а путь, проходимый пламенем,  $L = 120$  мм, то получаем глубину зоны турбулентного горения, весьма близкую к экспериментальной:

$$\delta_T = L \frac{\tau_{гМ}}{\tau_z} = 120 \frac{0,68}{3,33} = 24,5 \text{ мм.}$$

Если бы в тех же условиях турбулентный моль диаметром  $l_0 = 8$  мм горел с поверхности с постоянной скоростью  $u_H = 0,85$  м/с, то время его сгорания

$$\tau'_{гМ} = \frac{l_0}{2u_H} = \frac{8 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 0,85} = 4,7 \cdot 10^{-3} \text{ с,}$$

а глубина зоны горения составляла бы  $\delta'_T = 120 \frac{4,7}{3,33} = 170$  мм.

Тот же подход может быть использован и при анализе тепло-выделения в зоне турбулентного горения исходя из того, что в результате заброса турбулентными пульсациями крупных масштабов языков пламени в свежую смесь в ней зарождаются очажки горения очень небольших размеров. Предположим, что первоначально пламя от таких начальных очагов распространяется со скоростью  $u_n$ , а затем эта скорость постепенно возрастает пропорционально увеличению диаметра очага, достигая значения  $u_T$ , когда размер очага становится равным среднеквадратичному размеру турбулентного моля  $l'$ .

Приняв, как и в предыдущем расчете,  $u_n = 0,85$  м/с,  $u_T = 18$  м/с  $l' = 8$  мм и предположив, что минимальный начальный диаметр очажка горения  $d_0 = 1$  мм, нетрудно, используя формулу (78), определить отрезки времени  $\tau$ , потребные для увеличения очага пламени до любого заданного размера  $d \leq l'$ . Считая, что относительная доля сгоревшей смеси  $x$  возрастает пропорционально  $d^3$ , и приняв  $x = 100\%$  при  $d = l'$ , причем скорость перемещения горящего очага внутри зоны турбулентного горения остается постоянной, равной  $u_T$ , нетрудно получить характеристику выгорания смеси в зоне турбулентного пламени  $x = f(\tau)$ , где  $\tau$  — относительное время пребывания в ней горящего очага до полного завершения его сгорания. Результаты расчетов представлены ниже.

$\tau$	0	0,2	0,4	0,6	0,8	0,9	1,0
$d$ , мм	1	1,8	2,8	4,0	5,7	6,8	8,0
$x$ , %	0,2	1,6	5,0	12	35	60	100

Вполне сходная картина, т. е. наличие крайне малого выгорания смеси в начале зоны турбулентного пламени в условиях двигателя зарегистрирована в работе К. И. Генкина и З. С. Хазанова [25]. Примерный характер изменения средней температуры в зоне турбулентного горения показан на рис. 52.

## § 17. Некоторые особенности сгорания в замкнутых объемах

**Вибрации давления.** До сих пор распространение пламени рассматривалось в условиях, когда давление и температура свежей смеси сохранялись неизменными. При распространении же фронта пламени в замкнутом объеме давление непрерывно повышается, а соответственно растет и температура несгоревшей части смеси, которая подвергается адиабатному сжатию, причем фронт пламени как бы является поршнем.

Повышение температуры свежей смеси вызывает увеличение скорости распространения пламени. При ламинарном горении это почти полностью компенсируется отрицательным влиянием давления на нормальную скорость пламени, которая растет в соответствии с соотношением

$$u_{1n} = u_{0n} \left( \frac{T_1}{T_0} \right)^2 \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{-(n-1)}, \quad (81)$$

где значения  $(n - 1)$  могут колебаться в пределах 0—0,5 в зависимости от порядка реакции (см. стр. 113).

Принимая в среднем  $(n - 1) = 0,25$ , показатель адиабаты  $k = 1,35$  и выразив повышение температуры через изменение давления  $\frac{T_1}{T_0} = \frac{p_1}{p_0}^{\frac{k-1}{k}}$ , будем иметь

$$u'_{1н} = u_{0н} \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{2 \cdot 0,26 - 0,35} = u_{0н} \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{0,17}. \quad (82)$$

Но при распространении турбулентного пламени, скорость которого с повышением давления возрастает, увеличение скорости распространения фронта пламени по мере повышения давления в процессе сгорания может быть весьма существенным. Если принять, что при неизменной температуре скорость  $u_T \sim p^{0,35}$  (см. стр. 121), то

$$u_T \sim p^{2 \cdot 0,26 + 0,4} \sim p^{0,92}.$$

Прогрессивный рост скоростей распространения пламени при сгорании однородных горючих смесей в замкнутых объемах, связанный как с автотурбулизацией горючей смеси, так и с влиянием на скорость турбулентного горения повышения давления, сопровождается появлением в газе акустических волн сжатия, имеющих тенденцию к прогрессивному усилению (см. рис. 62). В сосудах достаточно больших размеров, например в длинных трубах, периодические отражения указанных волн давления от торцовых стенок нередко приводят к возникновению вибрационного сгорания, сопровождающегося значительными колебаниями положения фронта пламени.

Распространяющиеся по горячей смеси волны сжатия, во фронте которых температуры и давления несколько выше, чем в окружающем газе, при благоприятных условиях могут вызывать кратковременное увеличение скоростей тепловыделения, в свою очередь, способствующее усилению этих волн при каждом их прохождении через зону горения. Подобное прогрессивное усиление волн сжатия в процессе горения нередко наблюдается в замкнутых сосудах больших размеров. В итоге такого самоусиления могут возникать ударные волны значительной амплитуды (рис. 57), вызывающие при своем периодическом отражении от стенок сосуда резкий металлический звук высоких тонов, сходный со звуком, слышимым при работе двигателей с сильной детонацией.

В середине 20-х годов некоторые исследователи пытались таким путем объяснить возникновение «стука» в двигателях.

В дальнейшем в целом ряде работ было убедительно показано, что возникновение детонационного сгорания в двигателях связано с самовоспламенением последней части рабочего заряда. Однако не исключена возможность, что какую-то функцию в возникновении первичных ударных волн может также выполнять

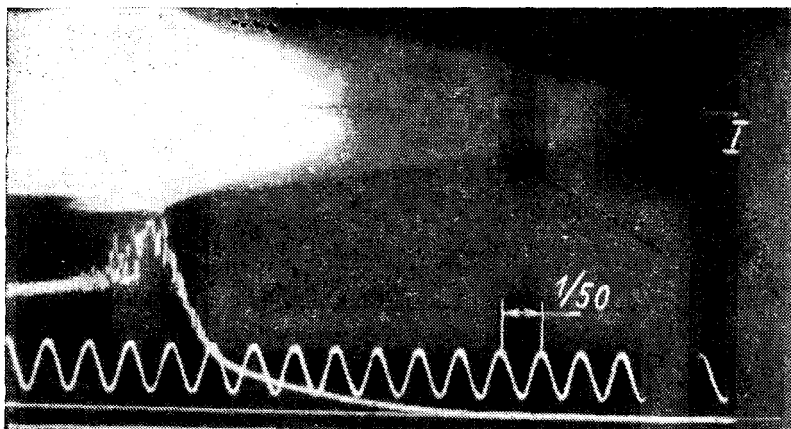


Рис. 57. Фоторегистрация распространения пламени при зажигании в центре сферической бомбы объемом 2 л и диаграмма изменения давления, сопровождающегося прогрессирующим самоусилением ударных волн [49]:

I — искра

и прогрессивное самоусиление волне сжатия. Однако пытаться только таким путем объяснить сущность явления «стука» в двигателях, как это делает М. О. Лернер [53], представляется по меньшей мере несерьезным.

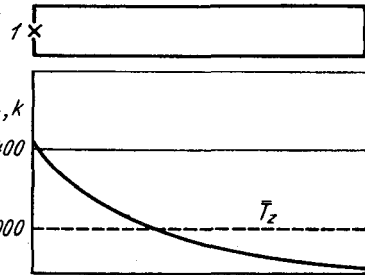
**Махе-эффект.** Непрерывное повышение давления при распространении фронта пламени в замкнутом объеме приводит к существенным различиям в температурах продуктов сгорания в начальной и конечной зонах камеры сгорания (так называемый Махе-эффект по имени австрийского физика Махе, впервые открывшего это явление). Эти различия температур возникают вследствие того, что продукты сгорания первых порций смеси, расположенных вблизи источника зажигания, подвергаются адиабатному сжатию в результате повышения давления при сгорании остальной массы смеси. В отличие от этого порции смеси, сгорающие в последнюю очередь, сначала адиабатно сжимаются, а потом сгорают практически при постоянном давлении  $p_z$ . В связи с тем, что работа сжатия в первом случае существенно больше, чем во втором, температура сгоревших газов в зоне источника зажигания наибольшая и уменьшается к концу камеры.

Поясним это приближенным расчетом. Рассмотрим цилиндрический сосуд в виде трубы, заполненный бензиновоздушной смесью стехиометрического состава при начальном давлении  $p_0 = 1$  ат и температуре  $T_0 = 300$  К. Свеча зажигания расположена в одной из торцовых стенок трубы (рис. 58). Пусть после завершения сгорания давление в сосуде достигает значения  $p_z = 7 \cdot 10^5$  Па. При коэффициенте молекулярного изменения  $\mu = 1,05$  этому отвечает средняя температура продуктов сгорания  $T_z = 2000$  К и соответственно  $\Delta T_z = T_z - T_0 = 1700$  К.



Рис. 58. Распределение температуры в замкнутом сосуде цилиндрической формы сразу после завершения сгорания:

$l$  — свеча зажигания



Если сгорание происходит при  $p = \text{const}$ , то повышение температуры составит

$$\Delta T'_z = \Delta T_z \left( \frac{c_v}{c_p} \right) \approx 1350 \text{ К.}$$

Первый слой смеси, расположенный возле свечи, сгорает при постоянном давлении  $p_0$ ; сразу же после сгорания его температура составляет  $T'_{z0} = T_0 + 1350 \text{ К} = 1650 \text{ К}$ . После этого продукты сгорания адиабатно сжимаются до давления  $p_z = 0,7 \text{ МПа}$ , и их температура повышается до значения  $T'_{z0} =$

$$= T'_{z0} \left( \frac{p_z}{p_0} \right)^{\frac{k_2-1}{k_2}} \quad (k_2 = 1,25 \text{ — средний показатель адиабаты продуктов сгорания в интервале температур } 1650\text{—}2500 \text{ К}), \text{ т. е. } T''_{z0} = 1650 \cdot 7^{0,2} = 2435 \text{ К.}$$

Последний слой смеси перед сгоранием достигает вследствие адиабатного

сжатия температуры  $T'_0 = T_0 \left( \frac{p_z}{p_0} \right)^{\frac{k_1-1}{k_1}}$  ( $k_1 = 1,36$  — средний показатель адиабаты свежей смеси в интервале температур  $300\text{—}500 \text{ К}$ ), т. е.  $T'_0 = 300 \times 7^{0,264} = 502 \text{ К}$ , причем этот слой сгорает при постоянном давлении  $p_z$  и дальнейшему сжатию продукты сгорания не подвергаются. Если принять приближенно, что повышение температуры в процессе сгорания последнего слоя остается тем же, что и при сгорании первого слоя при постоянном давлении, т. е.  $\Delta T_z = 1350 \text{ К}$ , то получим температуру продуктов сгорания в конце камеры  $T_{zk} = 502 + 1350 = 1852 \text{ К}$ .

Таким образом, разница в температурах в начале и в конце камеры достигает  $583 \text{ К}$ . Примерный характер распределения температуры сгоревших газов в рассмотренном случае показан на рис. 58.

Неравномерность температуры продуктов сгорания наблюдается в замкнутых сосудах любой формы, в том числе и в камерах сгорания двигателей. Спектроскопическими измерениями в двигателе было показано, что температура продуктов сгорания в зоне свечи превышает температуру в конце камеры на  $250^\circ \text{С}$  при нормальном сгорании и на  $388^\circ \text{С}$  при работе двигателя с детонацией. Поэтому необходимо особо заботиться об усиленном охлаждении камеры сгорания в зоне свечи во избежание ее перегрева.

## ДЕТОНАЦИЯ

## § 18. Краткие основы теории ударной и детонационной волн

Помимо распространения пламени со скоростями, определяемыми переносом теплоты и вещества в зоне горения, существует еще одна особая разновидность предельно быстрого распространения горения в виде так называемой детонации или, точнее, детонационной волны.

При детонации пламя (зона химической реакции) распространяется по исходной горючей смеси со сверхзвуковыми скоростями совместно с фронтом ударной волны. В этом фронте практически мгновенно повышаются давление и температура, в результате чего смесь воспламеняется и сгорает в относительно узкой зоне за фронтом ударной волны. При этом тепло, выделяющееся при сгорании, используется для поддержания ударной волны от затухания, что придает процессу распространения комплекса ударная волна — зона реакции стационарный характер.

Скорость распространения детонационной волны определяется только термодинамическими характеристиками горючей смеси (теплота реакции, теплоемкость и плотность исходной смеси и продуктов ее сгорания) и практически не зависит ни от скорости химической реакции, ни от значений коэффициентов теплопроводности и диффузии. Скорости распространения детонации в ряде горючих смесей приведены ниже ( $p_1 = 1 \cdot 10^5$  Па,  $T_1 = 273 \div 293$  К) [44, 47].

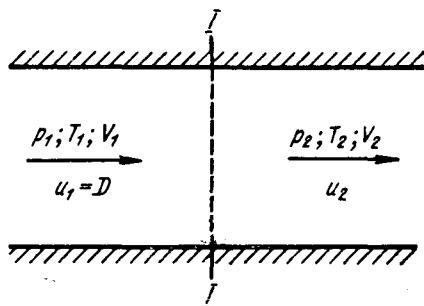
Смесь . . . . .	$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	$\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$	$\text{CH}_4 + \text{воздух}$
Скорость, м/с	2821	2146	1600
Смесь . . . . .	$\text{C}_2\text{H}_2 + 1,5\text{O}_2$	$\text{C}_2\text{H}_4 + 3\text{O}_2$	$\text{C}_2\text{H}_4 + 2\text{O}_2 + 8\text{N}_2$
Скорость, м/с	2716	2209	1734
Смесь . . . . .	$\text{C}_5\text{H}_{12} + 8\text{O}_2$	$\text{C}_5\text{H}_{12} + 8\text{O}_2 + 24\text{N}_2$	
Скорость, м/с	2371	1680	

Влияние скорости реакции во фронте детонационной волны в некоторой степени проявляется лишь вблизи пределов ее затухания вследствие расширения зоны горения за фронтом ударной волны, что может приводить к отдаче теплоты в стенки из зоны горения и некоторому снижению скорости распространения детонации, особенно в трубах малого диаметра.

Прежде чем рассматривать особенности процессов воспламенения и горения в детонационной волне, необходимо коротко остановиться на законах распространения и свойствах ударных волн в инертном газе при отсутствии реакции.

Ударная волна представляет собой распространение со сверхзвуковой скоростью поверхности динамического разрыва в состоянии газа. Перед фронтом ударной волны газ находится в по-

Рис. 59. К теории ударной волны



кое, так как никакое возмущение не может распространяться со скоростью, превышающей скорость звука. Во фронте ударной волны происходит скачкообразное, практически мгновенное повышение давления и температуры газа, причем сжатый газ, расположенный непосредственно за фронтом волны, движется в направлении движения волны с такой скоростью, что сумма этой скорости и скорости звука в нагретом сжатом газе превышает скорость распространения ударной волны.

Пусть в отрезке трубы (рис. 59) слева находится исходный газ с параметрами  $p_1, T_1, V_1$ , (где  $V_1$  — удельный объем газа), а справа — газ, сжатый во фронте ударной волны, с параметрами  $p_2, T_2, V_2$ . Фронт ударной волны будем принимать за плоскость разрыва  $I-I$  в состоянии газа. Рассмотрим стационарную задачу, для чего совместим начало координат с фронтом ударной волны, считая его неподвижным, т. е. предположим, что несжатый газ движется вместе со стенками трубы со скоростью  $u_1$  распространения ударной волны, а сжатый газ движется в ту же сторону со скоростью  $u_2$ ; соответственно сжатый газ движется относительно стенок трубы со скоростью  $w = u_1 - u_2$ . Так как рассматривается установившийся процесс, то масса газа, проходящего через единицу поперечного сечения трубы до и после сжатия, должна оставаться неизменной:

$$\frac{u_1}{V_1} = \frac{u_2}{V_2}.$$

Импульс ( $ut$ ), который несет с собой поток свежего газа, на единицу массы равен  $u_1$ , а так как в единицу времени протекает масса  $\frac{u_1}{V_1}$ , то соответствующий импульс составляет  $\frac{u_1^2}{V_1}$ . Кроме того, газ передает еще импульс, связанный с ненаправленным движением его молекул, т. е. со статическим давлением этого газа  $p$ , которое нужно добавить к полученному значению импульса. Приравнивая соответствующие выражения для свежего и сжатого газа, получим

$$\frac{u_1^2}{V_1} + p_1 = \frac{u_2^2}{V_2} + p_2.$$

Из закона сохранения энергии получаем третье уравнение. Энергия газа складывается из внутренней энергии  $E$ , объемной

энергии  $pV$  и кинетической энергии потока газа, которая, будучи отнесенной к единице массы, равна  $\frac{u^2}{2}$ ; в результате имеем

$$E_1 + \frac{u_1^2}{2} + p_1 V_1 = E_2 + \frac{u_2^2}{2} + p_2 V_2. \quad (83)$$

Из первых двух уравнений нетрудно получить

$$u_1^2 = V_1^2 \frac{p_2 - p_1}{V_1 - V_2}; \quad (84)$$

$$u_2^2 = V_2^2 \frac{p_2 - p_1}{V_1 - V_2}. \quad (85)$$

Подставляя полученные выражения для  $u_1^2$  и  $u_2^2$  в уравнение (83), получим

$$E_2 - E_1 = \frac{1}{2} (p_1 + p_2) (V_1 - V_2). \quad (86)$$

Это выражение, дающее зависимость между внутренней энергией (являющейся функцией температуры газа), давлениями и удельными объемами, называется уравнением динамической адиабаты Гюгонио.

Уравнение Гюгонио переходит в уравнение обычной адиабаты Пуассона  $dE = -pdV$  при бесконечно малой степени повышения давления, когда можно принять  $\frac{p_1 + p_2}{2} = p$  и  $V_1 - V_2 = dV$ . Газ в ударной волне нагревается значительно сильнее, чем это следует из обычной адиабатической зависимости, вследствие его сжатия потоком газов, движущихся с большой скоростью за фронтом ударной волны. При выводе уравнения адиабаты Пуассона предполагается, что изменение состояния газа происходит бесконечно медленно, так что в каждый рассматриваемый момент времени давление, действующее извне на поршень, превышает давление газа на бесконечно малую величину. Если сжатие производится с высокими скоростями, то необходимо затрачивать дополнительную работу на преодоление сил инерции газа, что в итоге приводит к его нагреванию до более высоких температур.

Уравнения (83), (84) и (85) позволяют вычислить скорость ударной волны, а также достигаемое повышение температуры в ее фронте, если кроме начального состояния газа ( $p_1, V_1, T_1$ ) известно давление в ударной волне или степень сжатия  $\epsilon = \frac{V_1}{V_2}$  при условии, что газ подчиняется зависимости для идеальных газов  $pV = RT$ . Наоборот, по экспериментально измеренной скорости ударной волны  $D = -u_1$  можно рассчитать значения  $p_2, V_2, T_2$ , а также скорость массового потока газа за фронтом волны  $w = D - u_2$ . При этом надо знать удельную теплоемкость газа,

Таблица 5

Параметры ударных волн в воздухе при  $p_1 = 1$  ат и  $T_1 = 273$  К [36]

$p_2/p_1$	$\varepsilon = \frac{V_1}{V_2}$	$T_2$ , К	$D$ , м/с	$\omega$ , м/с	$T_c$ при $S = \text{const}$	$p_2/p_1$	$\varepsilon = \frac{V_1}{V_2}$	$T_2$ , К	$D$ , м/с	$\omega$ , м/с	$T_c$ при $S = \text{const}$
1	1,00	273	330	0	273	10	3,88	705	978	725	515
2	1,63	336	452	175	330	50	6,01	2260	2150	1795	794
5	2,84	482	698	452	426	100	7,66	3860	3020	2590	950

чтобы иметь возможность выразить изменение внутренней энергии в функции температуры:

$$E_2 - E_1 = \bar{c}_v (T_2 - T_1).$$

В качестве иллюстрации в табл. 5 приведены значения параметров ударных волн в воздухе при начальной температуре 273 К. В последней графе указаны температуры адиабатного сжатия, соответствующие таким же перепадам давления.

Из данных табл. 5 видно, что сжатие в ударной волне приводит к значительно более высоким температурам, чем адиабатное сжатие.

Очень существенна также еще одна особенность ударного сжатия. Когда фронт ударной волны набегае на какое-либо препятствие, например, на стенку и отражается от нее, то давления в месте отражения увеличиваются примерно вдвое. Еще более значительно возрастает давления и температуры в месте столкновения между собой двух ударных волн.

Если инициировать каким-либо способом ударную волну, например подрывом заряда взрывчатого вещества в инертном газе, то с течением времени по мере удаления от места возникновения ударная волна будет затухать. Как уже отмечалось, детонационная волна представляет собой ударную волну, распространяющуюся по горючей смеси, воспламеняющейся вследствие как бы послынного ее нагревания ударным сжатием до высокой температуры, причем выделяющаяся при сгорании энергия расходуется на сжатие следующих очередных слоев горючей смеси во фронте ударной волны.

Для детонационной волны справедливы те же соотношения, что и для ударной волны, с тем лишь отличием, что в уравнении (86) необходимо добавить член, характеризующий выделение энергии  $Q$  в процессе сгорания. Соответственно уравнение Гюгонио в случае детонационной волны приобретает следующий вид:

$$E_2 - E_1 = \frac{1}{2} (p_1 + p_2) (V_1 - V_2) + Q \quad (87)$$

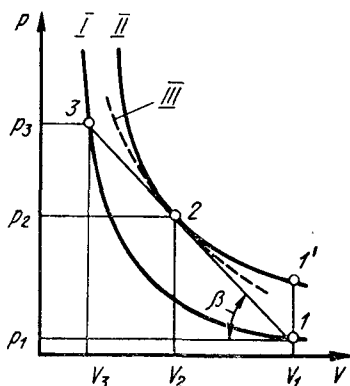


Рис. 60. Адиабаты ударного сжатия (кривые Гюгонно):

*I* — свежей смеси; *II* — продуктов ее полного сгорания; *III* — адиабата Пуассона, проходящая через точку 2

или, выражая изменение внутренней энергии через изменение температуры,

$$\bar{c}_V (T_2 - T_1) - Q = \frac{1}{2} (p_1 + p_2) (V_1 - V_2). \quad (88)$$

Наглядное представление о процессах, происходящих во фронте детонационной волны, дает рис. 60, на котором в координатах давление — удельный объем построены две адиабаты Гюгонно. Нижняя кривая, проходящая через точку  $p_1 V_1$ , отвечает ударному сжатию исходной смеси при отсутствии реакции, верхняя — ударному сжатию продуктов сгорания той же смеси. Точка  $I'$  характеризует состояние газа в результате сгорания при постоянном объеме в случае отсутствия какого-либо движения газа. Все остальные точки на каждой кривой соответствуют сжатию во фронте ударных волн, обладающих различными скоростями.

Процессы, происходящие во фронте детонационной волны, Я. Б. Зельдович [37] объясняет следующим образом. Первоначально происходит ударное сжатие свежей смеси до состояния, характеризуемого точкой 3, где химическое превращение практически еще не успело начаться вследствие некоторого, пусть весьма короткого периода задержки воспламенения. По мере выделения теплоты в процессе горения ударно-сжатой смеси объем газа будет увеличиваться в результате повышения температуры, а давление падать. При этом состояние реагирующего газа по закону неразрывности (сохранения массы) в трубе постоянного сечения будет характеризоваться прямой  $1-3$  (так называемая прямая Михельсона). Наклон этой прямой определяет скорость распространения ударной волны [по уравнению (84)].

При стационарном процессе все последовательные слои газа во фронте детонационной волны должны перемещаться в пространстве с одинаковой скоростью  $D$ , наименьшее значение которой, удовлетворяющее обем кривым Гюгонно (для свежей и сгоревшей смеси), находится в точке касания прямой  $1-3$  и кривой  $II$  в точке 2. Эта точка соответствует завершению химического превращения горючей смеси во фронте детонационной волны при наименьшей скорости распространения последней и, следовательно, при наименьших затратах энергии на поддержание устойчивого процесса. Соответственно устойчивая, так называемая

мая термодинамическая скорость детонации определяется из уравнения

$$D = V_1 \sqrt{\frac{p_2 - p_1}{V_1 - V_2}} = V_1 \sqrt{\text{tg } \beta}, \quad (89)$$

где индексы 1 и 2 относятся к точкам 1 и 2 на рис. 60.

В точке 2 (так называемая точка Жуге) прямая 1—3 касается не только адиабаты Гюгонио, но и адиабаты Пуассона (изоэнтропы) III, проходящей через точку 2. Это приводит к тому, что в точке 2 скорость распространения ударной волны относительно газа, движущегося за фронтом волны, равна скорости распространения звука в газе с параметрами, отвечающими точке 2. По уравнению (85) имеем

$$u_2 = V_2 \sqrt{\frac{p_2 - p_1}{V_1 - V_2}}, \quad (90)$$

а скорость звука в этой точке

$$a_2 = V_2 \sqrt{\frac{dp_2}{dV_2}}.$$

Следовательно, в точке 2 скорость детонационной волны равна сумме скорости массового потока продуктов сгорания и скорости звука в них:  $D = w_2 + a_2$ . Это условие выполняется только в точке 2: на участке прямой 2—3, где сгорание еще не закончилось,  $D < w + a$ . Это означает, что любое возмущение, возникающее в газе между точками 2 и 3, в частности, вызываемое выделением энергии сгорания, догоняет фронт ударной волны и способствует ее усилению; хотя температуры между этими точками ниже, чем в точке 3, но зато скорости массового потока значительно выше.

Более детально эти вопросы рассмотрены в монографии К. И. Щелкина и Я. К. Трошина [80].

### § 19. Развитие химических реакций во фронте детонационной волны

Структура фронта детонационной волны по схеме Зельдовича представлена на рис. 61, где даны примерные кривые изменения температуры  $T$ , давления  $p$ , плотности  $\rho$  и концентрацией  $C$  кислорода и продуктов реакции в функции расстояния  $x$ . После окончания реакции давления и температуры уменьшаются, и на некотором расстоянии за фронтом детонационной волны давление падает ниже давления, соответствующего сгоранию при постоянном объеме, т. е. за детонационной волной следует волна разрежения. В случае ударной волны, не сопровождающейся реакцией, волна разрежения догоняет фронт ударной волны ( $w + a > D$ ), что приводит к постепенному затуханию последней. В детонационной волне этому затуханию препятствует то, что в точке 2

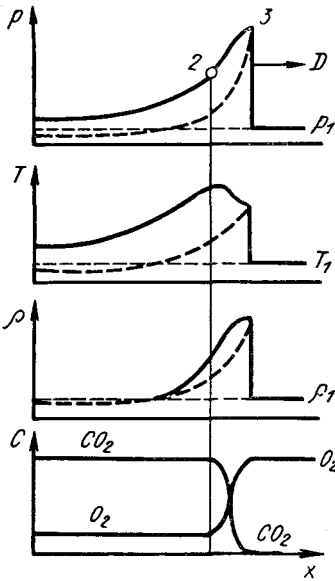


Рис. 61. Примерный характер изменения давления, температуры, плотности и концентраций кислорода и продуктов полного сгорания за фронтом детонационной волны (по Зельдовичу): точки 2 и 3 см. рис. 60, штриховые кривые соответствуют ударной волне при отсутствии реакции

$D = w + a$ , т. е. выделение энергии сгорания как бы создает непроходимый барьер для волны разрежения.

Следует отметить, что в действительности структура детонационной волны значительно сложнее, чем показано на рис. 61. Химические реакции горения развиваются за фронтом бегущей впереди волны не строго послойно; воспламенение в первую очередь возникает в отдельных очагах вследствие наложения на основную продольную ударную волну ряда поперечных возмущений, также имеющих характер ударных волн. В итоге воспламенение становится

как бы пульсирующим или распространяется в трубе по спирали (так называемая спиновая детонация). Подобные явления выражены тем резче, чем медленнее реагирует горючая смесь, т. е. чем больше задержки воспламенения во фронте основной ударной волны [80].

Когда ширина зоны реакции растягивается больше некоторых пределов (порядка диаметра трубы), устойчивое распространение детонации становится невозможным вследствие возрастания тепловых потерь в зоне горения. Не все смеси, способные гореть, детонируют. Пределы детонации по составу смеси (см. ниже), как правило, уже пределов распространения пламени, так как тепловыделение во фронте детонационной волны должно быть достаточным для поддержания ударной волны с таким повышением температуры и давления в ее фронте, при котором задержки воспламенения оказываются весьма короткими.

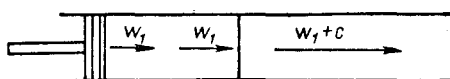
Смесь . . . . .	$H_2 + O_2$	$H_2 + \text{воздух}$
Количество топлива в смеси по объему, % . . . . .	15 (4,4) — 90 (0,73)	18,3 (1,56) — 58,9 (0,485)
Смесь . . . . .	$C_2H_2 + O_2$	$C_2H_2 + \text{воздух}$
Количество топлива в смеси по объему, % . . . . .	3,5 (8,15) — 92 (0,31)	4,2 (1,9) — 50 (0,16)

Числа в скобках — коэффициенты избытка окислителя.

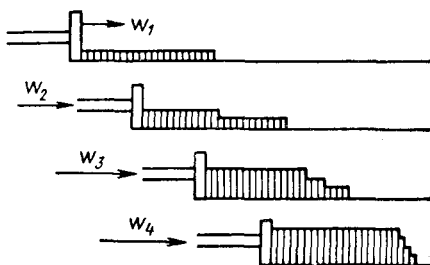
Так, при распространении детонации со скоростью  $D = 2000$  м/с в трубе диаметром  $d = 20$  мм предельная длительность задержки



Рис. 62. Схема возникновения ударной волны при вдвигании в трубу поршня с непрерывно возрастающей скоростью (по Беккеру)



воспламенения плюс время сгорания  $\tau_i + \tau_{cr} < \frac{d}{D} = \frac{20}{2 \cdot 10^6} = 10^{-5}$  с. В трубах большого диаметра пределы детонации соответственно расширяются.



В быстро горящих топливокислородных смесях, обладающих высокими скоростями реакции и большим удельным тепловыделением, распространение пламени с прогрессивно увеличивающейся скоростью (вследствие турбулизации смеси, движущейся перед фронтом пламени, а также повышения давления) может привести к самопроизвольному возникновению детонации. Фронт пламени в данном случае выполняет функцию поршня, сжимающего расположенную перед ним горючую смесь со все возрастающей скоростью, что приводит к возникновению ударной волны по следующей схеме.

Представим себе трубу, заполненную горючей смесью, в которой может перемещаться поршень (рис. 62). Если внезапно начать вдвигать поршень в трубу с некоторой постоянной скоростью  $w_1$ , то по газу, расположенному перед поршнем, побежит волна давления со скоростью  $w_1 + a$ . Фронт волны будет удаляться от поршня, а весь столб газа между ними будет двигаться с той же скоростью  $w_1$ , что и поршень. Если сообщить поршню новое ускорение, доведя его скорость до  $w_2$ , то возникнет следующая волна сжатия, которая будет двигаться быстрее первой, так как газ, по которому она распространяется, уже двигается со скоростью  $w_1$  и, кроме того, слегка нагрет в результате сжатия в первой волне. Если сообщить поршню еще большую скорость  $w_3$ , то возникнет третья волна, догоняющая вторую, и т. д. В результате на некотором расстоянии от поршня может образоваться ударная волна с крутым фронтом и настолько значительным повышением давления и температуры в нем, что горючая смесь воспламенится, и ударная волна превратится в детонационную.

Этот механизм возникновения детонации типичен для быстро горящих и легко воспламеняющихся смесей, таких как водород или ацетилен с кислородом, в которых самопроизвольный переход в детонацию обычно происходит на расстояниях нескольких десятков сантиметров от точки зажигания смеси искрой. В более медленно горящих углеводородокислородных смесях расстояния до места возникновения детонации значительно больше, а концен-

трационные пределы, где такой переход возможен, соответственно уже. Что же касается углеводородовоздушных смесей, то самопроизвольный переход распространения пламени в детонацию в них не наблюдается. Распространение детонации в углеводородовоздушных смесях можно вызвать лишь в том случае, если инициировать достаточно мощную ударную волну искусственным путем, например взрывом гремучей ртути, азиды свинца, или впустить в трубу, заполненную углеводородовоздушной смесью, детонационную волну из присоединенной к ней другой трубы, содержащей кислородную смесь.

С повышением начального давления горючей смеси скорость детонации слегка возрастает вследствие уменьшения степени диссоциации продуктов сгорания. Так например, в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  скорость детонационной волны возрастает от 2821 м/с при  $p_1 = 0,1$  МПа до 2872 м/с при  $p_1 = 0,2$  МПа. Одновременно сильно сокращаются расстояния от точки зажигания до места самопроизвольного возникновения детонации, что объясняется более быстрым формированием ударной волны значительной интенсивности и уменьшением задержек воспламенения. Несколько расширяются также концентрационные пределы детонации. Повышение начальной температуры смеси, наоборот, несколько снижает скорость распространения детонационной волны, что связано с увеличением степени диссоциации продуктов сгорания. Так, например, в смеси  $\text{C}_2\text{H}_4 + 2\text{O}_2$  при  $T_1 = 10^\circ \text{C}$ ,  $D = 2581$  м/с, а при  $T_1 = 100^\circ \text{C}$   $D = 2538$  м/с; в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  при тех же температурах соответственно  $D = 2821$  м/с и 2790 м/с.

## § 20. Особенности детонации в условиях двигателя

Рассмотренные в § 18 и 19 закономерности возникновения и распространения детонации относились к случаям практически вполне инертных исходных горючих смесей, в которых при начальных условиях отсутствуют какие-либо предпламенные реакции. В условиях двигателя легкого топлива положение совсем иное. Горючая смесь нагревается сжатием до температуры, как правило, более чем достаточной для ее самовоспламенения, и если последнее не возникает, то только потому, что для этого не хватает времени, рабочий заряд в камере сжатия успевает сгореть в процессе распространения по нему фронта пламени раньше, чем наступит его самовоспламенение. Если же часть смеси, до которой фронт пламени от свечи доходит в последнюю очередь, воспламеняется от сжатия, то это самовоспламенение может приобретать взрывной характер и распространяться совместно с фронтом ударной волны, по механизму в принципе вполне аналогичному детонации.

Ряд особенностей указанного взрывного самовоспламенения был рассмотрен в § 7. Отмечалось, что скорости его распростра-

нения могут колебаться в широких пределах: от не намного превосходящих звуковую до скоростей подлинной детонации<sup>1</sup>.

Соответственно еще более сильно колеблются давления во фронте возникающих при самовоспламенении ударных волн.

Основное отличие детонационного самовоспламенения в двигателях от обычной (классической) детонации состоит в том, что в случае последней повышение температур и давлений во фронте ударной волны должно быть достаточным для воспламенения инертной исходной смеси с короткими задержками порядка микросекунд, тогда как в условиях двигателя детонация распространяется по смеси, уже предельно подготовленной к самовоспламенению. Если в результате одновременного быстрого развития самовоспламенения в каком-либо объеме смеси возникнет слабая ударная волна, то небольшого дополнительного повышения давления и температуры во фронте этой волны может оказаться достаточным для того, чтобы вызвать воспламенение смеси в смежных, менее подготовленных объемах. В данном случае отпадает одно из основных условий, ограничивающих возможность распространения детонации в неподготовленных смесях — необходимость выделения такого количества энергии за фронтом ударной волны, которого было бы достаточно для поддержания требуемой амплитуды этой волны, обеспечивающей воспламенение смеси с весьма короткими задержками.

Для предотвращения затухания слабой ударной волны нет необходимости в полном завершении сгорания за ее фронтом. Достаточно, чтобы на пути ударной волны воспламенялась не вся смесь, а лишь небольшая ее часть, заключенная в наиболее подготовленных объемах, в которых к моменту прохождения ударной волны период задержки воспламенения в результате адиабатного сжатия практически полностью завершен. Этим объясняется то, что при детонации в двигателях сгорание обычно завершается в процессе неоднократного повторного прохождения по реагирующей смеси ударной волны, периодически отражающейся от стенок камеры сгорания. Соответственно повышение давления носит как бы ступенчатый характер, как это видно на рис. 22 и 94; чем сильнее «стук», тем меньшее число таких ступенек и больше их амплитуда.

При каждом повторном прохождении ударной волны доля выделившейся энергии сгорания увеличивается, так как в интервале между двумя последовательными волнами успевают «подготовиться» к воспламенению новые очередные порции несгоревшей части смеси.

Термодинамические расчеты, выполненные автором с помощью  $i$ — $S$ -диаграммы продуктов сгорания и свежей смеси, показывают,

<sup>1</sup> При температурах и давлениях последней части заряда в двигателе легкого топлива ( $p_c = 3,2$  МПа,  $T_c = 800$  К), расчетная скорость детонации для октановоздушной смеси при  $\alpha = 1$  с учетом равновесной диссоциации продуктов сгорания составляет 1832 м/с при давлении в точке Жуге 22,5 МПа (расчеты автора).

что для предотвращения затухания ударной волны, распространяющейся в последней части заряда в камере сгорания двигателя со скоростью 1200 м/с, достаточно выделения энергии, равной 25% полной энергии сгорания.

При слабом «стуке» в двигателях скорости распространения ударных волн в продуктах сгорания составляют 1000—1200 м/с при скорости звука в них около 900 м/с. При сильном «стуке» скорость ударных волн увеличивается до 1400—1500 м/с при повышении давления во фронте этих волн сверх давления окружающей смеси в 1,4—1,5 раза. В случае крайне сильного «стука», вызванного, например, резким значительным увеличением угла опережения зажигания при низкооктановом топливе, могут достигаться и скорости подлинной детонации  $D \geq 1800$  м/с с соответствующим повышением давления и полным завершением сгорания в фронте детонационной волны [11].

Таким образом, общим для детонации в двигателях и «классической детонации» является сгорание некоторой части заряда во фронте ударных волн. Основное же отличие заключается в том, что ударные волны в двигателе возникают в результате самовоспламенения отдельных объемов смеси, вызванного адиабатным сжатием, и распространяются по смеси, также предельно близкой к самовоспламенению. Явления «стука» в двигателях, видимо, правильнее всего характеризовать термином «взрывное или квазидетонационное самовоспламенение», хотя термин «детонация» здесь также является вполне оправданным.

На рис. 63 приведены многоселевая фоторегистрация детонации средней интенсивности в камере сгорания установки одиночных рабочих циклов (описание установки см. в § 24), поясняющая ее схема и схема последовательных положений фронтов пламени и ударных волн. Первый очаг воспламенения возникает в точке *A* в некотором удалении от фронта пламени, распространяющегося от свечи (положение фронта в этот момент обозначено штрихпунктирной линией с числом 174). От очага *A* воспламенение распространяется в разных направлениях с различными скоростями, определяемыми степенью готовности к самовоспламенению смежных объемов смеси (очертания очага самовоспламенения через интервалы времени 1/80 000 с нанесены штриховыми линиями). В направлении *АС* скорость распространения воспламенения достигает 750 м/с, что в 1,3 раза превышает скорость звука в невоспламенившейся смеси и приводит к возникновению в зоне *B* первичной ударной волны. Следы фронта этой волны указаны на рис. 63, *б* штриховой линией. На рис. 63, *в* последовательные положения той же волны отмечены дугами с числами 184—194, причем видно, что на участке *BC* самовоспламенение распространяется совместно с фронтом ударной волны.

В момент отражения первичной ударной волны от стенок в зонах *C* и *D* возникают вторичные ударные волны, распространяющиеся по сгоревшим газам за основным фронтом пламени со

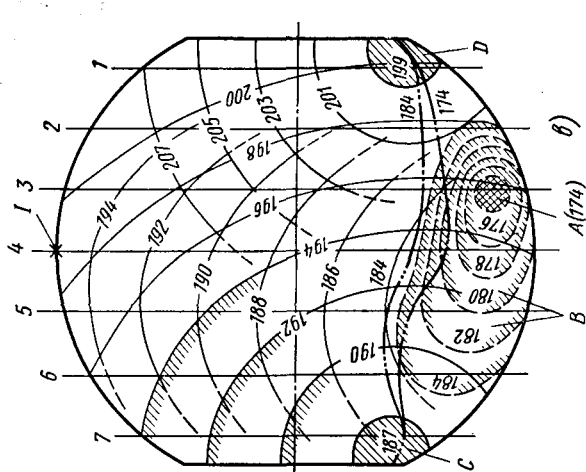
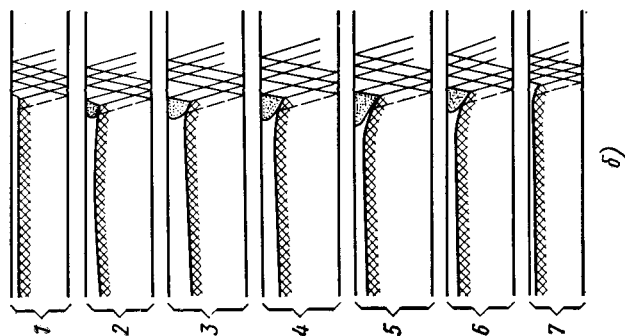
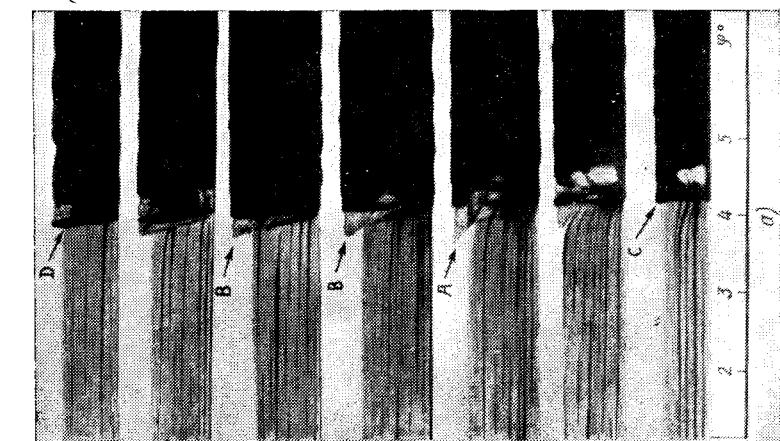


Рис. 63. Процесс возникновения и распространения ударных волн в последней части заряда в двигателе:

*а* — многощелевая фоторегистрация; *б* — схема, поясняющая многощелевую фоторегистрацию; *в* — последовательные мгновенные положения фронта пламени, распространяющегося от очага самовоспламенения, возникшего в зоне *А*, и фронтов ударных волн; *В* — зона возникновения первичной ударной волны; *С* и *Д* — зоны возникновения вторичных ударных волн; *Г* — свеча; *1—7* — номера щелей. Интервалы времени на схеме *в* обозначены условными числами (от 174 до 200); цена каждого деления составляет 6 мкс

скоростью около 1200 м/с и вызывающие усиление их свечения. Периодически многократно отражаясь от стенок камеры, ударные волны соответственно оставляют на фоторегистрации яркие наклонные следы, достаточно четко различимые на фото пленке, но сливающиеся в общее потемнение при репродукции (на рис. 63, б они указаны сплошными линиями).

В зависимости от режима двигателя, сорта топлива, состава смеси и других факторов процессы возникновения и распространения самовоспламенения в последней части заряда и возникновения ударных волн могут быть различными. Но в подавляющем большинстве случаев процесс сводится к тем или иным комбинациям самовоспламенения трех основных типов, рассмотренных в § 7.

## ГОРЕНИЕ НЕОДНОРОДНЫХ СМЕСЕЙ

## § 21. Диффузионное горение

Наряду с использованием однородных (гомогенных) газовых смесей, состоящих из заранее перемешанных горючего и окислителя, в технике нередко осуществляется сжигание предварительно не смешанных газов. Такое горение происходит, например, в пламени обыкновенной свечи и керосиновой лампы, а также в ряде технических топков, когда газ и воздух подаются раздельно. Со сходными явлениями приходится встречаться в завершающих стадиях процесса сгорания в дизелях и в камерах сгорания газотурбинных двигателей.

В связи с тем, что скорость сгорания в этих случаях в основном определяется скоростью взаимной диффузии горючего и окислителя, подобное горение принято называть диффузионным.

Пусть два параллельных потока воздуха и газообразного горючего движутся ламинарно снизу вверх вдоль разделяющей их тонкой перегородки с одинаковыми скоростями, неизменными по всему сечению обоих потоков (рис. 64). После того как оба газа придут в соприкосновение над верхней кромкой перегородки, начинается их взаимная диффузия. Примерный характер изменения относительных концентраций  $C$  каждого из компонентов на разных расстояниях от начала смешения представлен соответствующими кривыми I и II.

В том случае, когда коэффициенты диффузии воздуха и газа близки по своим значениям, зона смешения будет ограничена двумя прямыми, расположенными симметрично относительно линии, служащей продолжением перегородки. Если поджечь образующуюся горючую смесь, то в связи с тем, что скорость горения значительно превышает скорость диффузионного смешения, скорость химического превращения в процессе горения будет определяться скоростью диффузии.

При этом само горение в основном локализуется в области концентраций, при которых достигается наивысшая скорость реакции (вблизи значений  $\alpha = 0,8 \div 0,9$ ). В этой области устанавливается стационарная зона горения, сходная по своему виду с фронтом пламени в гомогенной смеси, хотя и несколько более размытая. Справа и слева в эту зону непрерывно поступают, вследствие диффузии, горючий газ и воздух, а сверху передается тепло из зоны, где горение близко к завершению, и одновременно активные центры диффундируют в зону начала горения.

В зависимости от стехиометрического соотношения компонентов зона горения располагается с тем или иным наклоном. Так, например, при горении метана значению  $\alpha = 0,85$  отвечает смесь, состоящая из 11 % метана и 89 % воздуха. Соответствующее такому

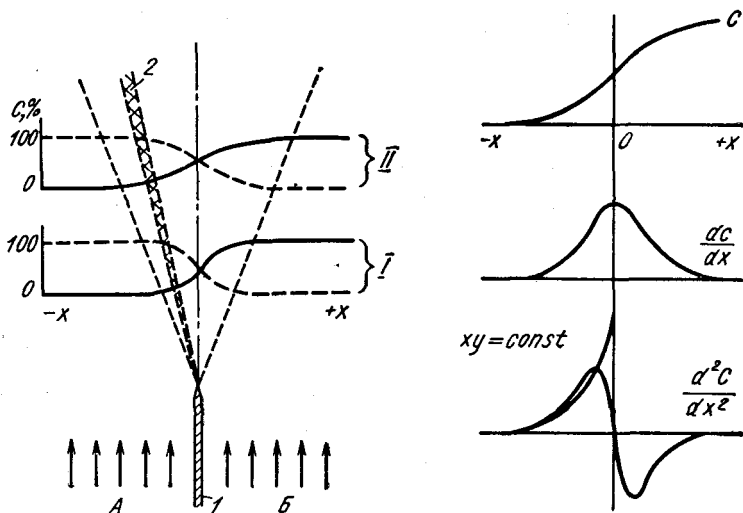


Рис. 64. Схема диффузионного горения в зоне контакта спутных струй воздуха и газа и способ аппроксимации внешнего участка кривой  $d^2C/dx^2$  гиперболой:

A — воздух; Б — газ; 1 — перегородка; 2 — зона пламени; сплошные линии — относительные концентрации газа; штриховые — воздуха

соотношению концентраций положение зоны пламени примерно показано на рис. 64, а штриховкой.

Скорость изменения концентраций в каждом из горизонтальных сечений потока выражается соотношением  $\frac{dC}{d\tau} = D_c \frac{d^2C}{dx^2}$  (где  $D_c$  — среднее значение коэффициента взаимной диффузии воздуха и газа). Соответственно время, потребное для диффузии каждого из компонентов на глубину  $x$  вправо и влево от оси перегородки

$$\tau_x = \frac{x}{D_c \frac{d^2C}{dx^2}}.$$

Как показано на рис. 64, в тех зонах, где идет горение, участок кривой  $d^2C/dx^2$  можно с достаточной точностью аппроксимировать гиперболой, соответственно приняв, что  $d^2C/dx^2 \sim \frac{1}{x}$ , откуда

$$\tau_x = \frac{Kx^2}{D_c}, \quad (91)$$

где  $K$  — постоянный множитель, который может быть определен экспериментально или путем точного решения уравнений диффузии.



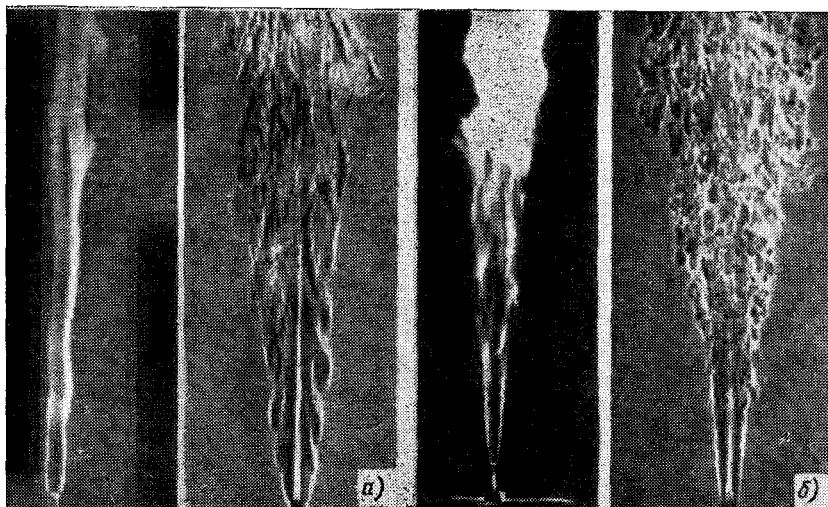


Рис. 65. Моментальные фотографии диффузионных пламен (слева — прямые — справа — теневые, экспозиции 1/100 с) при ламинарном и турбулентном течении газовой струи: а —  $Re = 1980$ ; б —  $Re = 8100$  [56]

На рис. 65 приведены моментальные фотографии диффузионного пламени, получаемого при втекании струи городского газа в окружающий спокойный воздух из трубки диаметром 10 мм. На теневых фотографиях хорошо различается ядро струи газа, имеющее вид сильно вытянутого конуса, в котором процесс диффузионного смешения еще не успел начаться, и температура равна начальной температуре газа, но трудно установить положение зоны пламени, которая примерно совпадает с зоной начала яркого свечения на прямых фотографиях.

Если по трубке прямоугольного сечения, помещенной в воздушном потоке (рис. 66), подавать газ с той же скоростью  $u$ , что и воздух, то можно оценить время  $\tau_r$ , потребное для сгорания всего газа, и высоту диффузионного пламени  $H_d$ . Ограничимся рассмотрением одномерной задачи в предположении, что размер газовой трубки в направлении, перпендикулярном к плоскости чертежа, значительно превосходит размер  $d$ . При наличии избытка воздуха по сравнению с необходимым для полного сгорания (сечение газовой струи значительно меньше, чем воздушной) длительность сгорания  $\tau_r$  и соответственно высота диффузионного пламени определяются временем, потребным для диффузии воздуха на глубину  $\frac{d}{2}$  в количестве, которое необходимо для полного химического превращения всего топлива, согласно формуле (91)

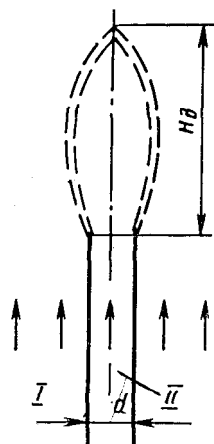


Рис. 66. К расчету высоты диффузионного пламени:

*I* — воздух; *II* — газ

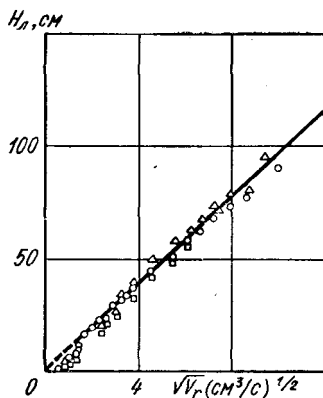


Рис. 67. Зависимости высоты ламинарного диффузионного пламени от расхода горючего в струе, вытекающей в спокойный воздух:

$V_r$  — объемный расход бутана; содержание бутана в струе:  $\circ$  — 100%;  $\triangle$  — 17%;  $\square$  — 10% [62]

$$\tau_r = \frac{K_d d^2}{4D}; \quad H_d = u\tau_r \sim \frac{ud^2}{D} \sim \frac{V}{D}, \quad (92)$$

где  $V = ud^2$  — объемный расход газа в единицу времени через элемент сечения трубки горелки.

Эти простейшие соотношения позволяют в достаточно хорошем соответствии с опытными данными<sup>1</sup> качественно оценить влияние на длительность диффузионного горения и высоту пламени изменений скорости газового потока и размеров горелки.

В случае ламинарного потока высота диффузионного пламени увеличивается пропорционально расходу газа и, если он постоянен, не зависит от диаметра горелки. При неизменном массовом расходе газа изменения давления практически не влияют на высоту диффузионного пламени и длительность сгорания.

В случае турбулентного потока соотношения получаются другими, так как коэффициент турбулентной диффузии  $D_T = lu'$  изменяется в зависимости от скорости потока и параметров турбулентности. При развитой турбулентности ( $Re > 10^4$ )  $D_T \approx$

<sup>1</sup> В последнее время процессы диффузионного горения привлекают к себе значительное внимание в связи с проблемами полноты сгорания в реактивных двигателях и различного рода топках. Найдены точные решения уравнений диффузий применительно к случаям, когда коэффициенты диффузии горючего и окислителя различны, в горелках разной конфигурации и т. д. Накоплен обширный экспериментальный материал, причем результаты точных расчетов не слишком сильно отличаются от оценок, даваемых приведенными простейшими зависимостями.

$\approx Re^{0,8} \approx (ud)^{0,8}$ . Это приводит к значительно более слабым зависимостям длительности сгорания и высоты пламени от скорости и сечения турбулентного газового потока:

$$\tau_{гт} \sim \frac{d^2}{(ud)^{0,8}} \sim \frac{d^{1,2}}{u^{0,8}}; \quad H_T \approx u^{0,2} d^{1,2}. \quad (93)$$

Экспериментальные данные подтверждают описанные выше различия в зависимостях при ламинарном и турбулентном диффузионных пламенах. На рис. 67 показано изменение высоты  $H_T$  ламинарного диффузионного пламени при втекании чистого бутана и богатых бутано-воздушных смесей в спокойный воздух. Экспериментальные точки удовлетворительно ложатся на одну прямую независимо от степени предварительного разбавления горючего газа воздухом, что подтверждает влияние на скорость горения только скорости диффузии, а не скоростей реакции, которые различны при разных концентрациях топлива в струе.

При переходе от ламинарного режима течения к турбулентному влияние скорости потока  $u$  на высоту диффузионного пламени резко уменьшается, как это видно из рис. 68, на котором приведены результаты опытов с трубками диаметром 2,3—10,2 мм. В области высоких скоростей струи и соответственно больших чисел Рейнольдса зависимость высоты диффузионного пламени от скорости потока оказывается очень слабой ( $H_T \approx u^{0,1}$ ).

Эти результаты имеют большое значение для оценки возможностей управления скоростями диффузионного горения в завершающих стадиях процесса сгорания в двигателях с воспламенением от сжатия. Из соотношений (93) следует, что длительность диффузионного догорания может быть сокращена как увеличением скоростей турбулентных вихрей, так и уменьшением их размеров, т. е. масштабов турбулентности, причем последний фактор влияет значительно сильнее.

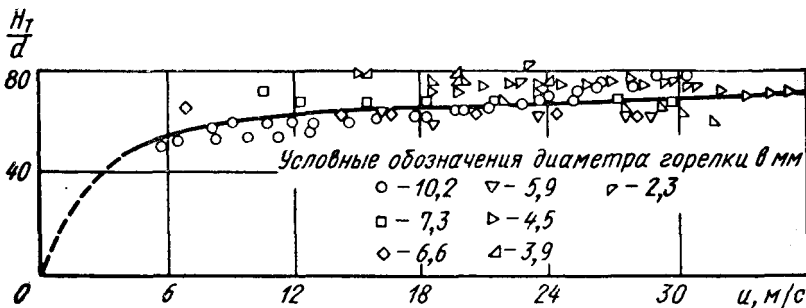


Рис. 68. Зависимость отношения высоты  $H_T$  турбулентного диффузионного пламени к размеру  $d$  горелки от скорости потока газа (смесь 50% городского газа с воздухом, втекающая в спокойный воздух) [62]

## § 22. Горение каплей распыленного жидкого топлива

Сжигание взвешенных в воздухе мелких капель жидкого топлива, впрыскиваемого форсунками того или иного устройства, является одним из наиболее широко используемых в технике способов организации процесса горения.

В еще большей степени, чем при диффузионном горении не смешанных предварительно газов скорость сгорания здесь определяется чисто физическими факторами — скоростью испарения капель и смешения образующихся паров топлива с воздухом.

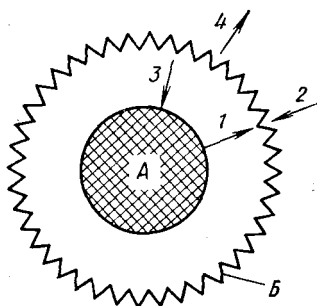
Процесс горения взвешенной в воздухе одиночной капли жидкого топлива можно схематически представить следующим образом (рис. 69). Капля испаряется с поверхности за счет теплоты, подводимой к ней вследствие теплопроводности и излучения из окружающей каплю сферической зоны пламени. Изнутри в эту зону диффундируют пары топлива, снаружи — воздух; навстречу диффузионному потоку воздуха направлен диффузионный поток продуктов сгорания. Так же как и в случае диффузионного горения несмешанных газов, зона пламени устанавливается в области наиболее благоприятного состава топливовоздушной смеси, отвечающей максимальным значениям скорости реакции ( $\alpha = 0,8 \div 0,9$ ).

Приведенная общая схема горения капли подвергалась строгому теоретическому анализу и экспериментальному изучению рядом авторов, и можно считать установленным, что скорость горения капель лимитирует скорость процесса их испарения и образования горючей смеси.

Скорость испарения в основном определяется скоростью подвода теплоты к поверхности капли из окружающей зоны горения и подчиняется обычным законам теплообмена.

$$\frac{dq}{d\tau} = \alpha_r S_k (T_r - T_{ж}), \quad (94)$$

где  $\alpha_r$  — коэффициент теплопередачи;  $S_k$  — поверхности капли;  $T_r$  — температура окружающей каплю газа;  $T_{ж}$  — температура жидкости на поверхности капли.



В случае мелких капель температуру можно считать одинаковой во всем объеме капли, так как теплопроводность жидкости во много раз больше теплопроводности газа.

Рис. 69. Схема горения одиночной капли, взвешенной в воздухе:

А — жидкая капля; Б — зона горения (максимальной скорости реакции); 1 — диффузия паров топлива; 2 — диффузия воздуха в зону горения; 3 — поток тепла к поверхности капли; 4 — отток продуктов сгорания

Процесс испарения капли, окруженной горячим газом с температурой  $T_g$  можно разделить на две стадии: начальную, соответствующую повышению температуры жидкости от исходной температуры  $T_0$  до температуры, близкой к температуре кипения  $T_k$  и стадию стационарного испарения при неизменном перепаде температур  $\Delta T = T_g - T_k$ . В течение первой стадии скорость испарения увеличивается с ростом температуры жидкости по экспоненциальному закону

$$w_{\text{исп}} = Ae^{L/RT_{\text{ж}}},$$

где  $L$  — скрытая теплота испарения.

После достижения температуры кипения скорость испарения, отнесенная к единице поверхности капли, определяется соотношением

$$w_{\text{исп}} \sim \alpha_T (T_g - T_k). \quad (95)$$

При каплях диаметром менее 0,1 мм (например, при впрыске топлива под высоким давлением в дизелях) длительность первой нестационарной стадии испарения мала и ею можно пренебречь, рассматривая лишь вторую стадию.

Коэффициент теплопередачи  $\alpha_T$  связан с коэффициентом теплопроводности газа  $\lambda$ , диаметром капли  $d_k$  и с характером ее омывания газовым потоком критериальной зависимостью  $Nu = \frac{\alpha_T d_k}{\lambda}$ , причем критерий Нуссельта является функцией критерия Рейнольдса. При  $Re < 100$  эта зависимость может быть выражена в следующем виде:

$$Nu = 2(1 + 0,08 Re^{0,66}).$$

Если капля очень мала или движется сравнительно медленно, то  $Nu \approx 2$ . В этом простейшем случае скорость испарения

$$w_{\text{исп}} \sim \frac{\lambda}{r_k} (T_g - T_k).$$

Количество теплоты, подводимой за время  $dt$  к капле радиусом  $r_k$ ,

$$dQ = 4\pi r_k^2 \alpha_T (T_g - T_k) dt.$$

Вследствие подвода этого количества теплоты с поверхности капли испаряется некоторое количество топлива, что вызовет уменьшение радиуса капли на величину  $dr_k$ ; соответствующее соотношение может быть записано в следующем виде:

$$dG_k = \frac{dQ}{L} = -4\pi r_k^2 \rho_{\text{ж}} dr_k,$$

где  $\rho_{\text{ж}}$  — плотность жидкости при температуре кипения.

Из последних двух соотношений получаем уравнение теплового баланса:

$$-\rho_{\text{ж}} \frac{dr_{\text{к}}}{d\tau} = \alpha_{\text{г}} \frac{(T_{\text{г}} - T_{\text{к}})}{L}. \quad (96)$$

Так как скорость горения капли в основном лимитируется скоростью ее испарения, то величина  $\rho_{\text{ж}} \frac{dr_{\text{к}}}{d\tau}$  представляет собой ни что иное, как массовую скорость горения капли, отнесенную к единице ее поверхности. Интегрируя выражение (96), можно получить время полного сгорания капли с начальным радиусом  $r_0$ :

$$\tau_{\text{г}} = \rho_{\text{ж}} L \int_0^{r_0} \frac{dr_{\text{к}}}{\alpha_{\text{г}} (T_{\text{г}} - T_{\text{к}})}.$$

Если  $T_{\text{г}} - T_{\text{к}} = \text{const}$ , т. е. температура газа, окружающего каплю в процессе горения, не изменяется, и принять  $\text{Nu} = 2$ , то

$$\tau_{\text{г}} = \frac{\rho_{\text{ж}} L}{2\lambda (T_{\text{г}} - T_{\text{к}})} r_0^2 = K_{\text{к}} r_0^2. \quad (97)$$

Чаще ту же зависимость представляют в виде

$$d_0^2 - d_{\text{к}}^2 = K_{\text{к}} \tau, \quad (98)$$

где  $d_0$  и  $d_{\text{к}}$  — начальный и текущий диаметры капли;  $K_{\text{к}}$  — константа скорости сгорания, зависящая от рода топлива и условий теплообмена капли с окружающей средой.

Изменение температуры кипения топлива мало влияет на скорость горения капель одного и того же диаметра. Это объясняется тем, что входящая в формулу (97) разность  $T_{\text{г}} - T_{\text{к}}$  при этом изменяется незначительно.

Если воздух, в который впрыскивается жидкое топливо, находится в интенсивном турбулентном движении, то скорость горения крупных капель увеличивается в большей степени, чем мелких. Это объясняется тем, что мелкие капли увлекаются турбулентными пульсациями и условия их теплообмена с окружающей средой изменяются незначительно.

При горении одиночных крупных капель ( $d_0 = 1 \div 2$  мм) в неподвижном воздухе или капель, обдуваемых относительно медленным воздушным потоком, по опытам ряда авторов колеблются для различных углеводородов  $K_{\text{к}} = 0,007 \div 0,015$  см<sup>2</sup>/с. В случае мелких капель ( $d_0 < 0,1$  мм)  $K_{\text{к}} = 0,003 \div 0,006$ . С повышением давления воздуха скорость испарения капель, а соответственно и скорость их горения несколько возрастает вследствие сокращения расстояния между поверхностью капли и окружающей ее зоной пламени. В диапазоне изменения давления 0,1—2,0 МПа константа возрастает пропорционально  $p^{0,25}$ .

Как показали опыты В. Я. Басевича, соотношение (98) остается справедливым и при горении капельной взвеси, состоящей из

большого числа мелких капель топлива (керосина), впрыскиваемого в турбулентный воздушный поток. При среднем диаметре капель  $d_0 = 90 \div 110$  мкм константа  $K_K = 0,006$ ; при  $d_0 = 45$  мкм константа  $K_K = 0,003$ . Время горения мелких капель ( $d_0 < < 50$  мкм) оказывается таким же и даже меньшим, чем время горения гомогенной бензиновоздушной смеси стехиометрического состава при той же интенсивности турбулентности. Турбулентное горение мелких капель распыленного жидкого топлива диаметром менее 40 мкм не отличается по своим характеристикам (скорости распространения пламени и полной глубине зоны горения) от турбулентного горения гомогенной смеси того же среднего состава, т. е. с таким же общим коэффициентом избытка воздуха.

Отсутствие различий между горением капельных взвесей и гомогенных смесей можно объяснить следующим образом. При коэффициенте избытка воздуха  $\alpha = 1$ , давлении 0,1 МПа и температуре  $15^\circ \text{C}$  общее число капель жидкого топлива с плотностью  $\rho_{\text{ж}} = 0,8$  г/см<sup>3</sup> при диаметре капель 40 мкм составляет около 3000 в 1 см<sup>3</sup> воздуха. Если капли распределены равномерно, то на каждую из них приходится объем воздуха 0,33 мм<sup>3</sup>, что соответствует расстоянию между центрами капель примерно 0,85 мм. При таких малых расстояниях между каплями, меньших ширины зоны ламинарного фронта пламени, сферы диффузионного пламени, окружающие капли, сливаются, образуя общий фронт пламени (рис. 70, б), в котором условия теплопередачи и диффузии не должны существенно отличаться от условий во фронте пламени гомогенной смеси.

Более того, горение капельных взвесей обладает значительно лучшей устойчивостью по сравнению с горением гомогенных смесей при значительных коэффициентах избытка воздуха. Это объясняется тем, что распределение капель жидкого топлива в воздухе никогда не бывает вполне равномерным. Поэтому в тех зонах, где капель больше, образуются очаги горения относительно богатой смеси с высокой температурой, которые поддерживают горение в смежных зонах обедненной смеси. Вследствие экспоненциальной зависимости скорости реакции в пламени от температуры такое чередование очагов горения богатых и бедных смесей приводит к значительно большим средним скоростям реак-

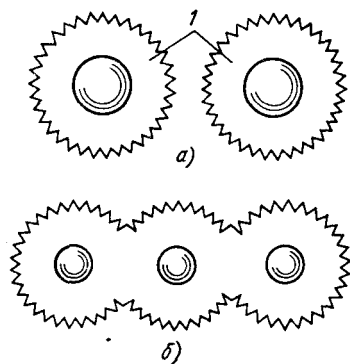


Рис. 70. Схема горения группы капель:  
а — крупных; б — мелких; 1 — зона пламени

ции, чем в равномерно обедненной смеси с тем же общим значением  $\alpha$ .

Однако для полного сгорания подобных неоднородных капельных взвесей необходимо, чтобы отсутствовало чрезмерное переобогащение смеси в отдельных ее частях, приводящее к неполному сгоранию и образованию сажи.

### § 23. Выделение углерода при диффузионном горении

Одним из основных недостатков диффузионного горения как газообразных, так и распыленных жидких топлив является склонность к образованию частиц твердого углерода в виде дыма или сажи. Выделение в процессе горения твердых углеродистых частиц происходит в результате пиролиза (термического распада), а также окислительного крекинга углеводородных молекул в условиях высоких температур при сильном недостатке кислорода.

Опыты показывают, что, как правило, углерод начинает обильно выделяться при таких концентрациях кислорода, которые недостаточны для образования газообразных продуктов неполного сгорания СО и  $H_2$ . В случае углеводородов состава  $C_nH_{2n}$  этому соответствуют коэффициенты избытка воздуха  $\alpha < 0,33$ . При сгорании гомогенных смесей эти значения приближаются к верхнему концентрационному пределу распространения пламени, т. е. практически пламя затухает раньше, чем начинается выделение углерода. Однако в некоторых условиях, в частности, при высоких давлениях, сажа может выделяться и при горении гомогенных смесей.

При диффузионном горении, когда в самой зоне пламени состав смеси близок к стехиометрическому и соответственно температуры очень высоки, причем непосредственно к этим зонам с высокой температурой примыкают зоны со значительно более богатой смесью [до паров чистого топлива ( $\alpha = 0$ )], создаются благоприятные условия для образования сажевых частиц.

Типичным и наиболее простым в отношении удобства наблюдения примером образования углерода может служить пламя фитильной лампы, в которой высоту пламени можно регулировать большим или меньшим выдвижением фитиля. При небольшой высоте пламени образования копоти не происходит; начиная с некоторого значения высоты пламени, верхняя часть его конуса приобретает коричневатый оттенок, что свидетельствует об образовании частичек углерода, которые, однако, затем сгорают во внешнем конусе пламени, где кислород находится в избытке (рис. 71). По мере увеличения высоты пламени процесс образования углерода в верхней, наиболее горячей его части начинает идти все более интенсивно, и наступает момент, когда выделившиеся частички углерода уже не успевают сгореть и собираются в плотный жгут сажи вследствие коагуляции мелких частичек в более крупные.



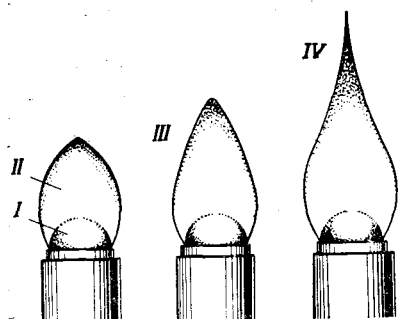


Рис. 71. Изменение внешнего вида диффузионного пламени фитильной лампы по мере увеличения его высоты:

I — темная зона; II — светящаяся зона; III — начало образования сажи; IV — появление жгута копоти

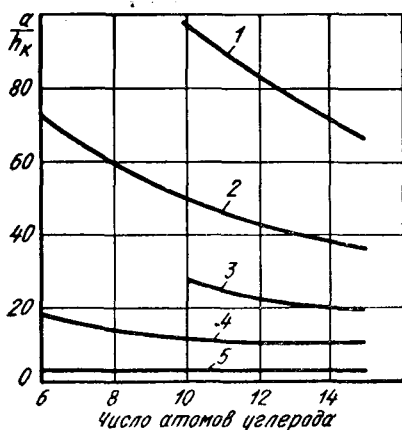


Рис. 72. Склонность различных топлив к сажеобразованию, характеризуемая величиной, обратной предельной высоте некоптящего пламени [24]:

1 — ряд нафталина; 2 — бензолный ряд; 3 — диолефины и дициклические нафты; 4 — олефины и моноциклические нафты; 5 — алканы

Предельная высота пламени, соответствующая началу появления сажи, является удобным критерием оценки склонности тех или иных топлив к сажеобразованию, принятым в качестве стандартного (ГОСТ 4338—74). Способность топлив к образованию сажи может характеризоваться непосредственно высотой пламени  $h_k$  или отношением  $\frac{\alpha}{h_k}$  (где  $\alpha$  — постоянный коэффициент). У различных топлив склонность к сажеобразованию различна, как это видно из рис. 72. Наиболее склонны к сажеобразованию топлива нафталинового ряда, несколько меньше — ароматические углеводороды; наименьшее сажеобразование дают углеводороды парафинового ряда (алканы). У них склонность к сажеобразованию возрастает с увеличением числа углеродных атомов в молекуле, в то время как у всех других углеводородов зависимость прямо противоположная. Нормальные парафины с прямой цепью менее склонны к сажеобразованию, чем разветвленные изомеры.

Чем слабее в углеводородной молекуле связи C—H по сравнению со связями C—C, тем больше вероятность образования сажи (дыма). Ненасыщенность углеводородов увеличивает тенденцию к сажеобразованию; особенно велика она у ацетилена.

Метилловый спирт вообще не дает сажи<sup>1</sup>; образование сажи первичными спиртами увеличивается с повышением их молекуляр-

<sup>1</sup> В составе молекулы  $\text{CH}_3\text{OH}$  содержится кислород в количестве, отвечающем сгоранию при  $\alpha = 0,25$ .

ной массы. Вторичные спирты выделяют сажу значительно легче, чем первичные [24]. Образованию сажи способствуют повышение давления (до некоторых пределов) и температуры; при турбулентном перемешивании горячей смеси сажеобразование уменьшается.

Механизм сажеобразования при горении до сих пор не вполне изучен. По-видимому, здесь основное значение имеет не столько термический распад углеводородных молекул, который при температурах ниже  $800^{\circ}\text{C}$  идет очень медленно, сколько окислительный крекинг, скорость которого значительно больше. На наличие последнего указывает то, что сажевые частицы состоят не из чистого углерода, а содержат в своем составе около 1% водорода и до 3% кислорода по массе. Рентгеноструктурные исследования показывают, что дым, образующийся при неполном сгорании углеводородов, в качестве первичных частиц содержит кристаллы размерами около  $2 \cdot 10^{-6}$  мм. По своему строению эти кристаллы состоят из нескольких слоев атомов С с искаженной гексагональной решеткой, напоминающей решетку графита, причем на каждые 10 атомов углерода приходится примерно 1 атом водорода.

Исследования при помощи электронного микроскопа показывают, что эти мельчайшие кристаллы агломерируются во вторичные частицы приблизительно сферической формы диаметром от 0,01 до 1,0 мкм (в зависимости от условий горения), которые, в свою очередь, группируются в пористые структуры, напоминающие кружево [23].

Опыты показывают, что склонность к сажеобразованию в диффузионных пламенах существенно уменьшается при добавлении к топливам ничтожных количеств (сотые доли процента по весу) некоторых металлоорганических соединений, в частности ферроцена  $\text{Fe}(\text{C}_5\text{H}_5)_2$ . Так, например, при добавке 0,05% ферроцена к бензину А-72 предельная высота некоптящего пламени увеличилась на 63%. В случае дизельного топлива и бензола, более склонных к сажеобразованию, действие ферроцена оказывается относительно более слабым. Сходный, но несколько меньший эффект дают также присадки ЦТМ  $[\text{C}_5\text{H}_5\text{Mn}(\text{CO})_3]$ .

Исходя из имеющихся данных, механизм действия указанных присадок в основном сводится не к уменьшению сажеобразования в его первичных стадиях, а к затруднению коагуляции углероди-

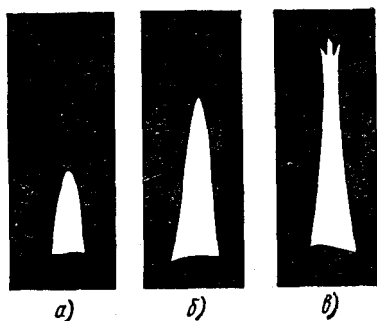


Рис. 73. Изменение предельной высоты и вида еще некоптящего диффузионного пламени фитильной лампы под действием присадки ферроцена:

а — чистое дизельное топливо; б — то же, с добавкой 0,1% ферроцена; в — то же, с добавкой 0,25% ферроцена [21]

стых частиц и увеличению пористости сажи, что облегчает процесс ее догорания. Это наглядно проявляется в изменении характера диффузионного пламени фитильной лампы, верхняя часть которого при добавлении к дизельному топливу ферроцена приобретает вид широкой кисточки (рис. 73). Вместо скопления образующихся сажевых частиц в плотный жгут копоти они как бы отталкиваются одна от другой и догорают в процессе смешения с окружающим воздухом.

Ускорение диффузионного догорания образующейся сажи при добавлении к топливу 0,05% ЦТМ получено и в дизелях [21].

В последнее время как за рубежом, так и в Советском Союзе, разработан ряд присадок к дизельным топливам, уменьшающих дымление и нагарообразование. Можно ожидать, что таким путем, а также выбором соответствующего состава дизельных топлив окажется возможным существенно уменьшить дымность работы дизелей на больших нагрузках и соответственно увеличить максимальные значения среднего эффективного давления  $p_e$ , ограниченные пределом дымления.

ЧАСТЬ ВТОРАЯ  
**СГОРАНИЕ В ДВИГАТЕЛЯХ**

*Глава VII*

**ПРОЦЕССЫ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И СГОРАНИЯ  
В ДВИГАТЕЛЯХ ЛЕГКОГО ТОПЛИВА**

**§ 24. Нормальное сгорание в двигателях легкого топлива**

Процесс сгорания в бензиновом двигателе считается нормальным, когда топливовоздушная смесь воспламеняется электрической искрой свечи и сгорает в процессе распространения фронта турбулентного пламени с такими скоростями, что быстрое повышение давления в результате сгорания начинается за  $12-15^\circ$  до в. м. т. и практически заканчивается до начала заметного расширения, обусловленного движением поршня. В зависимости от степени сжатия, а также от интенсивности турбулентности в камере сгорания значения  $dp/d\phi$  в современных бензиновых двигателях лежат в пределах  $1,5-2,2 \cdot 10^5$  мПа на один градус поворота коленчатого вала. Наибольшая мощность при этом обычно достигается в том случае, когда максимум давления лежит в пределах  $12-15^\circ$  поворота коленчатого вала после в. м. т.

Наглядные представления о развитии процесса сгорания в двигателях с нижним расположением клапанов дают фотографические регистрации при выполнении крышки цилиндра в виде пластины из плавленного кварца. На рис. 74 в качестве примера приведены образцы трех кинокадров из числа полученных еще в конце 30-х годов американскими исследователями Россвейлером и Уитроу. Хорошо различима структура турбулентного пламени, как бы состоящего из ряда отдельных языков. Глубина зоны горения примерно отвечает затемненной зоне, позади которой свечение продуктов сгорания делается однородным.

Фотографирование сгорания в двигателях с верхним расположением клапанов крайне затруднительно. Оригинально был разрешен вопрос одним из авторов [85], которым высокоскоростная киносъемка осуществлялась через поршень специальной конструкции с кварцевым днищем и выемкой для зеркала (рис. 75).

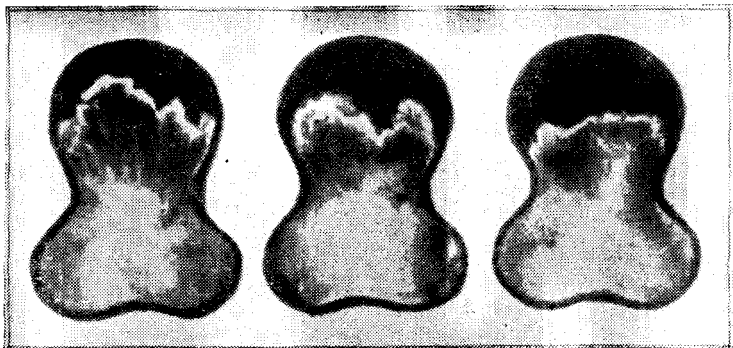


Рис. 74. Кинорегистрации распространения пламени в камере сгорания нижнеклапанного двигателя

Такое устройство позволяет фотографировать распространение пламени в камерах сгорания реальных автомобильных двигателей, снабженных вытеснителями, но лишь при умеренных частотах вращения коленчатого вала вследствие очень большой массы поршня.

Углубленные исследования процесса сгорания удобнее проводить не на реальных двигателях, а в специальных установках, где рабочий процесс воспроизводится в виде одиночных циклов. При этом легче преодолеть трудности, связанные с размещением органов газораспределения и прозрачного окна; предотвращается загрязнение последнего отложениями нагара; представляется возможным более однозначно контролировать и независимо изменять отдельные параметры рабочего режима (давление, температуру сжатия, температуру стенок, состав смеси) при сохранении неизменными всех прочих. Ряд подобных установок, допуская фотографирование распространения пламени шпирен-методом, был создан в США, причем удалось достигнуть скорости кино-

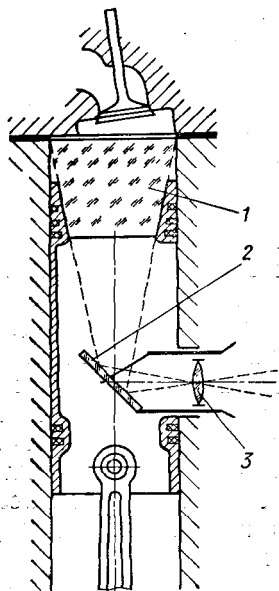


Рис. 75. Схематическое устройство двигателя, позволяющего фотографировать распространение пламени через прозрачный поршень [85]:

1 — дно поршня из кварца; 2 — плоское зеркало; 3 — объектив кинокамеры

съемки до 500 тыс. кадров в секунду, в то время как при использовании свечения самого пламени максимальная скорость съемки обычно не превышает 10 тыс. кадров в секунду. В 60—70-е годы стали успешно применять при использовании установок одиночных рабочих циклов цветную киносъемку развития процесса сгорания [109].

На рис. 76 показано устройство установки одиночных рабочих циклов. В качестве метода регистрации использовалась многощелевая фоторазвертка, имеющая ряд преимуществ перед киносъемкой (см. § 5). Установка смонтирована на базе одноцилиндрового картера; коленчатый вал приводится во вращение с заданной частотой вращения от электродвигателя через коробку передач; во избежание проникновения в рабочий цилиндр масла из картера шток поршня пропущен через сальник. Размерности цилиндра 102×130 мм; в его головке расположены радиально два впускных и два выпускных клапана. В другой модификации в головке три выпускных клапана, а впуск смеси в цилиндр — через окна в нижней его части, что позволяло создать вращательное движение воздушного заряда.

Рабочие циклы осуществлялись путем однократного впуска в цилиндр горючей смеси, заранее приготовленной в особом смесителе. Это достигалось открытием впускных клапанов лишь на время одного такта впуска смеси введением в зацепление шланг клапанов с толкателями электромагнитом, включаемым специальной автоматикой. Выпускные клапаны находились в постоянном зацеплении с толкателями, благодаря чему при прокручивании вала машины без открытия впускных клапанов в цилиндре создавался вакуум, который усиливался вследствие использования подпоршневой полости в качестве второй ступени откачки. В связи с этим практически отсутствовало разбавление впускной в цилиндр смеси находящимся в нем воздухом или остаточными газами. Обогрев стенок цилиндра и смесителя (до 220° С) осуществлялся циркулирующей в их рубашках кремнийорганической жидкостью. В этой же установке производилось фотографирование ширен-методом, для чего на днище поршня с помощью трех винтов закреплялось вогнутое длиннофокусное стальное зеркало [74].

На рис. 77, а приведены полученные методом многощелевой фоторазвертки схемы распространения фронта пламени, типичные для нормального сгорания при различном характере вихревого движения рабочего заряда в цилиндре. В отсутствие направленного вихря фронт пламени распространяется от свечи в виде концентрических дуг. Вначале его скорость невелика, но затем она возрастает и сохраняется примерно постоянной при распространении пламени во всей средней части камеры сгорания; по мере приближения к концу камеры скорость пламени снова уменьшается.

При наличии кругового завихривания в цилиндре (рис. 77, б) характер распространения пламени остается таким же с тем лишь

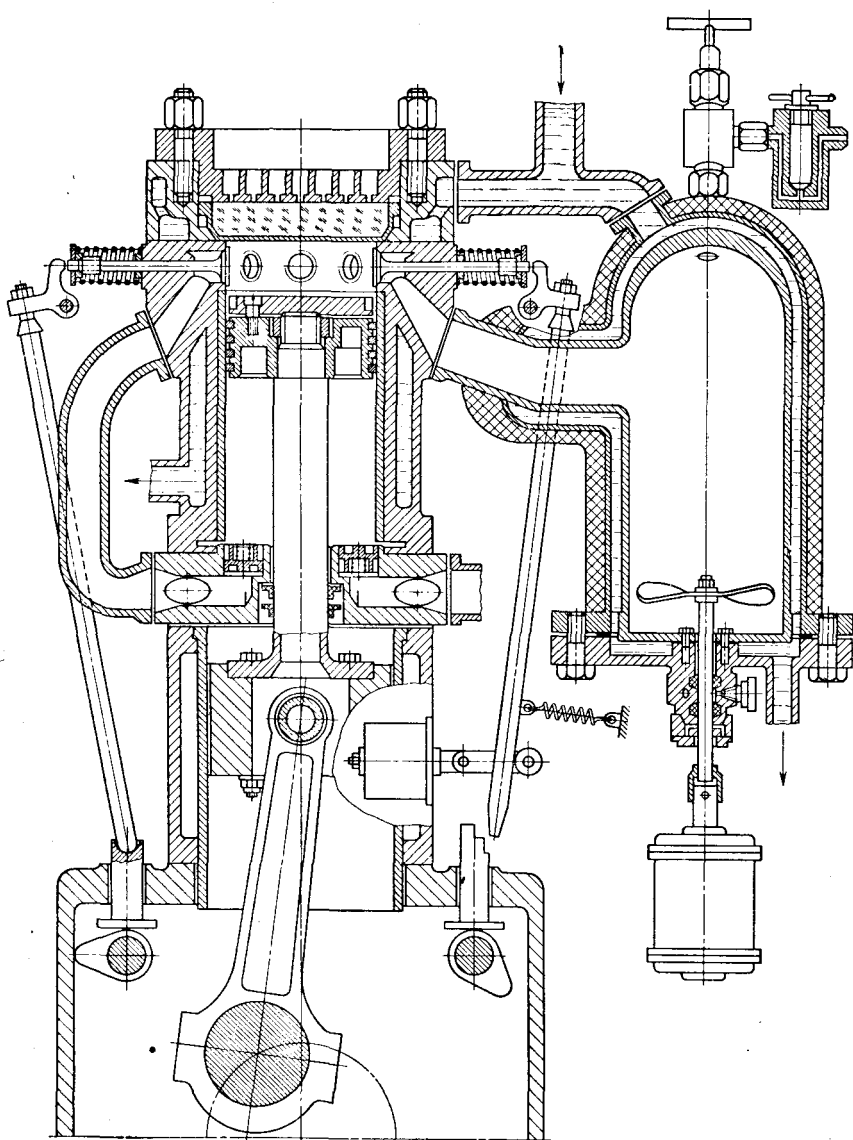


Рис. 76. Установка одиночных рабочих циклов

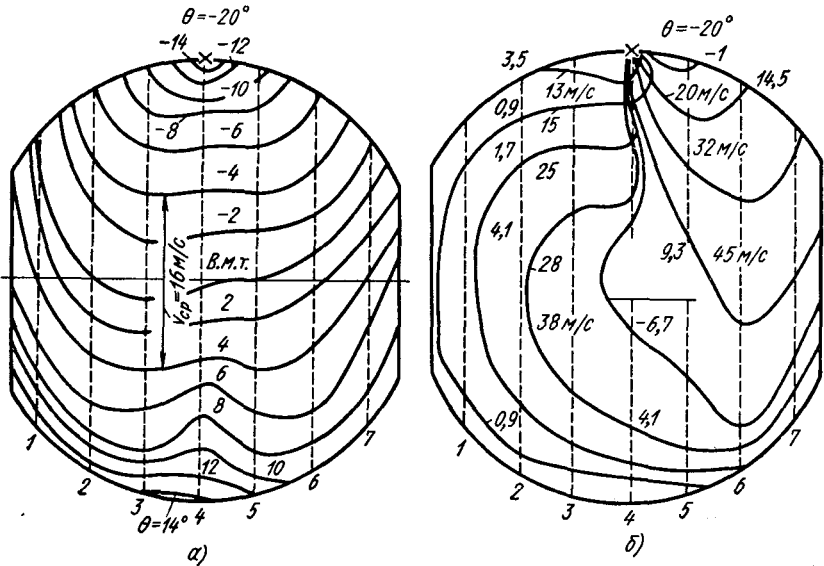


Рис. 77. Схемы мгновенных положений фронта пламени:

а — через интервалы  $2^\circ$  угла поворота коленчатого вала; направленного завихрения в цилиндре нет; б — через интервалы  $2,6^\circ$  угла поворота коленчатого вала при наличии в камере сгорания направленного вихревого движения заряда; 1—7 — номера щелей;  $\theta$  — угол опережения зажигания

отличием, что скорости его несколько больше и фронт пламени как бы следует за движением вихря, так что сгорание заканчивается не в наиболее удаленном от свечи конце камеры, как в первом случае, а недалеко от места воспламенения.

Интересная установка для изучения процессов сгорания и газообмена в ДВС была создана в Институте двигателей АН СССР<sup>1</sup>. Цилиндр и поршень этой установки имеют прямоугольное сечение ( $100 \times 50$  мм). Верхняя часть такого «плоского цилиндра», включая камеру сгорания, закрыта с боков стеклянными окнами, что позволяет производить теневую киносъемку в проходящем свете. Полученные кинорегистрации дают наглядные представления о характере возникающего в цилиндре в период впуска направленного вихря, который в дальнейшем, в процессе сжатия, трансформируется в достаточной мере изотропную турбулентность [2]. При демонстрации кинофильма отчетливо видно, как в процессе движения поршня вверх этот вихрь как бы сминается, а когда отношение высоты камеры сгорания к поперечному сечению цилиндра приближается к  $1/2$  — разрывается на два самостоя-

<sup>1</sup> В дальнейшем эта установка использовалась в лаборатории кафедры двигателей ВЗПИ.



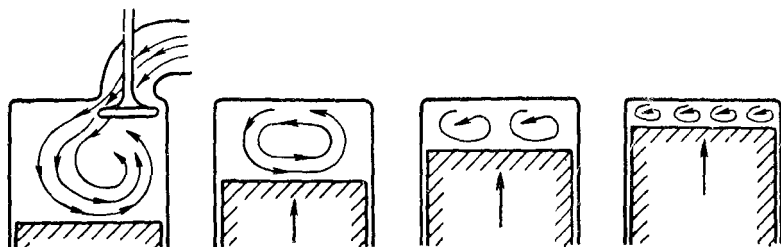


Рис. 78. Схема усиления турбулизации заряда в процессах сжатия

тельных вихря. При дальнейшем уменьшении высоты камеры сжатия каждый из таких вторичных вихрей снова дробится на 2 и т. д., как схематически показано на рис. 78.

Учитывая, что газовые потоки на границах смежных вихрей направлены в противоположные стороны, становится понятным механизм усиления турбулентности в цилиндре двигателя в конце такта сжатия, интенсивность которой возрастает прямо пропорционально частоте вращения коленчатого вала.

Достаточно отчетливые представления о характере и скоростях распространения фронта пламени в двигателях позволяет получить метод ионизационных зондов (см. рис. 47). Если на стенках камеры сгорания, а также на днище поршня установить несколько десятков таких зондов и регистрировать моменты появления пламени у каждого из них с помощью многошлейфового осциллографа, то представляется возможным получить объемную схему развития сгорания в отдельных рабочих циклах реального двигателя.

**Фазы сгорания.** Анализ большого числа опытных данных показывает, что закономерности, которым подчиняется распространение пламени в двигателях легкого топлива, существенно различаются в отдельных стадиях процесса сгорания. Весь процесс можно разделить на три фазы:

первая фаза — начальная, отвечает формированию развитого фронта турбулентного пламени из начального очажка горения, возникшего около электродов свечи;

вторая фаза — основная, состоит в распространении турбулентного фронта пламени по большей части камеры сгорания, в результате чего сгорает основная масса рабочей смеси;

третья фаза — конечная, в ней происходит завершение сгорания отдельных турбулентных молей за фронтом пламени и догорание в слоях, прилегающих к стенкам.

В самом начале своего распространения от свечи скорость пламени близка к скорости ламинарного горения (с учетом расширения продуктов сгорания). Затем скорость распространения пламени постепенно увеличивается. Пока очаг горения относительно

мал, возрастание скорости пламени обязано воздействию турбулентных пульсаций мелких масштабов. Крупные пульсации могут лишь переносить небольшой очаг пламени как целое. Способствовать же увеличению поверхности горения, а соответственно и скорости распространения фронта пламени они могут только после того, как очаг горения достигает достаточно больших размеров. В соответствии с этим процесс сгорания в первой фазе в основном подчиняется закономерностям мелкомасштабного турбулентного горения, скорость которого связана с величиной нормальной скорости пламени  $u_n$  и коэффициентами молекулярной и турбулентной диффузии  $\kappa_m$  и  $\kappa_t$  соотношением (см. стр. 118)

$$u_t \sim u_n \sqrt{\frac{\kappa_t}{\kappa_m}}$$

В связи с тем, что интенсивность турбулентного переноса в цилиндре двигателя возрастает приблизительно пропорционально частоте вращения коленчатого вала, то выраженная в градусах поворота последнего длительность начальной фазы сгорания  $\theta_I$  изменяется приблизительно пропорционально  $\sqrt{n}$  и одновременно существенно зависит от состава смеси, степени ее разбавления остаточными газами и других факторов, влияющих на нормальную скорость пламени:

$$\theta_I \approx u_n n^{0,5}. \quad (99)$$

То обстоятельство, что при понижении давления  $u_n$  увеличивается, ослабляет отрицательное влияние дросселирования на развитие калильной фазы сгорания.

Следует отметить, что влияние  $n$  на  $\theta_I$  в значительной мере зависит от способа оценки ее длительности, а также от других факторов. Для двигателей различной конструкции с разными степенями сжатия значения показателя в формуле (99) могут быть как меньше, так и больше 0,5.

Скорость распространения пламени в основной фазе сгорания подчиняется законам крупномасштабного турбулентного горения, мало зависит от физико-химических свойств горючей смеси и практически почти целиком определяется скоростями крупных турбулентных пульсаций. Это приводит к тому, что длительность основной фазы  $\theta_{II}$  (в градусах поворота коленчатого вала) оказывается почти независимой от частоты вращения коленчатого вала и мало зависит от состава смеси, т. е. ее длительность во времени уменьшается обратно пропорционально  $n$ . Необходимо, однако, подчеркнуть, что это справедливо лишь при условии, когда начало основной фазы отвечает неизменному моменту цикла, что достигается соответствующей регулировкой угла опережения зажигания для компенсации увеличенной длительности начальной фазы, которая изменяется и с изменением частоты вращения и состава смеси. Если же это условие не выполняется, то в связи с изменением по фазе цикла интенсивности турбулентного движения за-

ряда длительность основной фазы может также заметно изменяться. Кроме того, необходимо учитывать, что с увеличением интенсивности турбулентности возрастает ширина зоны турбулентного горения, т. е. скорость тепловыделения как бы «отстает» от скорости распространения фронта пламени.

Вблизи от стенок камеры сгорания и днища поршня скорости и масштабы турбулентных пульсаций существенно меньше, чем в основном объеме камеры, в соответствии с чем скорости распространения пламени по мере приближения к стенкам уменьшаются, как это показано на рис. 77. Это приводит к тому, что сгорание в третьей фазе — фазе догорания, снова, как и в начальной фазе, начинает подчиняться законам мелкомасштабного турбулентного горения, скорость которого существенно зависит от физико-химических свойств горючей смеси. Также зависит от этих свойств и скорость догорания отдельных молей за фронтом основного турбулентного пламени. При этом увеличение скорости распространения пламени с возрастанием частоты вращения двигателя может приводить к расширению зоны турбулентного горения и некоторому растягиванию процесса догорания. В результате фаза догорания в быстроходных двигателях может протекать в значительной доле рабочего заряда, и весь процесс горения существенно затягивается в такте расширения, что уменьшает эффективность использования выделяющегося при сгорании тепла. Но это компенсируется уменьшением теплотеря вследствие сокращения общей длительности рабочего цикла.

Установить четкие границы раздела между отдельными фазами сгорания в двигателе не представляется возможным. Переход от одной фазы к другой совершается плавно, и можно лишь говорить о том, что до какого-то момента преобладающим в развитии процесса является один механизм распространения пламени, а начиная с некоторого следующего момента — другой; между ними лежит переходная область, в которой проявляются оба механизма.

Границу между первой и второй фазами обычно принято определять по индикаторной диаграмме как «точку отрыва» линии сгорания от линии сжатия (рис. 79). При этом часто интервал времени между

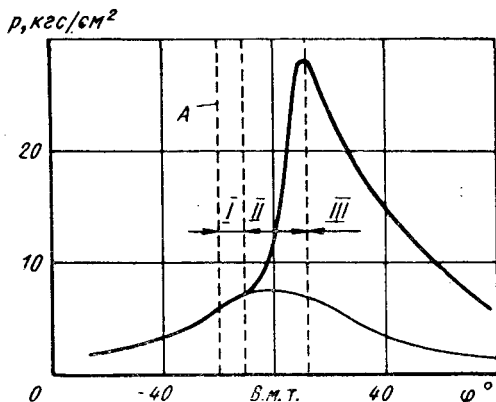


Рис. 79. Индикаторная диаграмма, соответствующая процессу сгорания, изображенному на рис. 77, а с указанием его отдельных фаз:

I, II, III — фазы; A — зажигание смеси; тонкая линия — изменение давления без воспламенения

моментом проскакивания искры и точкой отрыва неправильно называют периодом задержки воспламенения, или периодом индукции. В отличие от дизелей, где период задержки воспламенения имеет вполне определенный физико-химический смысл, в двигателях с искровым зажиганием никакого периода задержки воспламенения в строгом смысле этого термина (см. § 12) нет и быть не может. Это лишь период, в течение которого горение развивается относительно медленно, и доля сгоревшей смеси настолько мала, что соответствующее повышение давления еще невозможно обнаружить обычными средствами.

Индикатор средней чувствительности позволяет надежно зарегистрировать повышение давления  $\Delta p \approx 1\%$  от максимального давления сгорания  $p_z$  или около  $3\%$  от давления сжатия  $p_c$ . Исходя из полного повышения давления при сгорании  $\lambda = \frac{p_z}{p_c} = 3,5$  и принимая, что доля сгоревшего заряда  $x$  пропорциональна относительному повышению давления  $\frac{\Delta p}{p_z - p_c}$ , получим, что повышению давления на  $1\%$  от  $p_z$  отвечает  $x = \frac{3,5}{3,5 - 1} = 1,4\%$ . Приняв, что увеличение объема продуктов сгорания сравнительно с начальным также равно отношению  $\frac{p_z}{p_c} = 3,5$ , их объем составит  $3,5 \cdot 1,4 = 5\%$  всего объема камеры сгорания, т. е. будет уже довольно значительным. Так, например, в случае, представленном на рис. 77, объему продуктов сгорания, равному  $5\%$ , отвечает занятый ими полуцилиндр радиусом около  $30\%$  радиуса камеры сгорания. Если же учесть ширину турбулентного фронта пламени и его искривление в вертикальной плоскости, то радиус сферы пламени будет еще больше. Такие размеры начального очага горения ( $r \geq 16$  мм при диаметре цилиндра  $100$  мм) уже вполне достаточны для дальнейшего быстрого увеличения распространения пламени под воздействием турбулентных пульсаций крупных масштабов.

За границу раздела между второй и третьей фазами можно условно принимать момент достижения максимального давления на индикаторной диаграмме. Сгорание в этот момент еще не закончено, и средняя температура газов в цилиндре продолжает повышаться (см. рис. 81), но скорость сгорания начинает резко падать потому, что в большей части камеры фронт пламени уже достиг стенок. Различия длительностей начальной и основной фаз сгорания в зависимости от свойств рабочей смеси и частоты вращения двигателя отчетливо проявляются в характере индикаторных диаграмм. Если при неизменном составе смеси повышать частоту вращения, сохраняя угол опережения зажигания постоянным, будет наблюдаться все более позднее развитие процесса сгорания по циклу (рис. 80, а). Но при соответствующем увеличении опережения зажигания с повышением частоты вра-

Рис. 80. Индикаторные диаграммы карбюраторного двигателя при различной частоте вращения коленчатого вала:

*a* — при постоянном угле опережения зажигания; *b* — при оптимальной регулировке момента зажигания; 1 —  $n = 1000$  об/мин; 2 —  $n = 2000$  об/мин; 3 —  $n = 3000$  об/мин

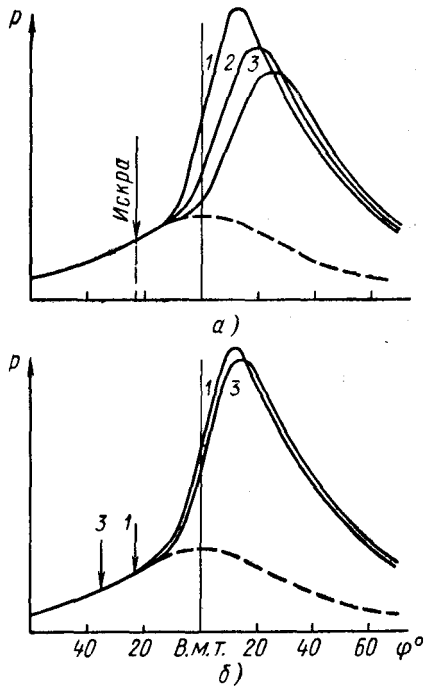
щения можно добиться того, что линии повышения давления в основной фазе сгорания практически будут совпадать (рис. 80, б). Это означает, что изменение частоты вращения коленчатого вала отражается лишь на длительности начальной и отчасти конечной фаз, не изменяя длительности основной фазы.

Сходные результаты получаются и при изменении состава смеси в тех пределах, в которых работа двигателя еще оказывается вполне устойчивой, т. е. смесь регулярно воспламеняется искрой. В случае компенсации увеличенной длительности начальной фазы, вызванной изменением состава смеси, установкой более раннего момента зажигания, длительность основной фазы практически сохраняется неизменной, хотя скорости повышения давления в данном случае уменьшаются в соответствии с изменением энергосодержания горючей смеси.

Необходимо подчеркнуть, что вследствие всегда имеющей место большей или меньшей неидентичности в протекании процесса сгорания в ряде отдельных рабочих циклов зависимости, относящиеся к длительностям отдельных фаз сгорания, скоростям повышения давления и т. п., следует рассматривать как среднестатистические для большого числа последовательных циклов (подробнее см. § 26).

## § 25. Характеристики активного тепловыделения

Коэффициент активного тепловыделения  $\xi$  есть отношение количества теплоты, использованной на повышение внутренней энергии рабочего тела и на совершение им внешней работы (переданной поршню) к общей располагаемой теплоте сгорания  $Q_T$  введенного в двигатель топлива (в расчете на 1 кг топлива  $Q_T =$



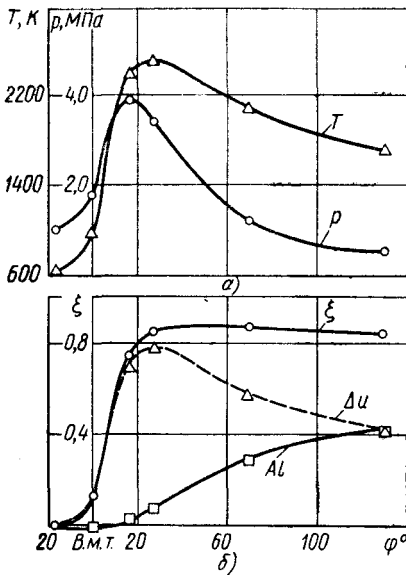


Рис. 81. Изменение давления  $p$  в цилиндре двигателя ГАЗ-21 в процессе сгорания при средней температуре газов  $T$ , внутренней энергии рабочего тела  $\Delta u$ , внешней работе  $L$  и коэффициенте активного тепловыделения  $\xi$  ( $\alpha = 1,02$ ,  $n = 2000$  об/мин,  $p_i = 9,84$  кгс/см<sup>2</sup>,  $\eta_i = 0,337$ ) [42]

=  $Hu$ ). Характеристика активного тепловыделения — изменение  $\xi$  в функции угла поворота кривошипа

$$\xi = \frac{\Delta u + \int p dv}{Q_r} = f(\varphi). \quad (100)$$

Подобные характеристики могут быть получены путем соответствующей обработки тщательно снятых индикаторных диаграмм [42] и дают наглядные представления о развитии процесса сгорания во времени

и о потерях, связанных с его неполнотой, а также с теплоотдачей в стенки<sup>1</sup>.

На рис. 81, а приведен в качестве примера участок индикаторной диаграммы от момента зажигания до начала открытия выпускного клапана и соответствующая расчетная кривая изменения средней температуры газов в цилиндре двигателя ГАЗ-21. Видно, что точка  $T_{\max}$  сдвинута вправо от точки  $p_{\max}$  на  $11^\circ$  угла поворота коленчатого вала, что указывает на наличие на этом участке еще достаточно интенсивного сгорания. На рис. 81, б приведены отвечающие этому же циклу характеристика активного тепловыделения  $\xi = f(\varphi)$  и изменение ее составляющих  $\Delta u$  и  $L$ . Видно, что в точке  $p_{\max}$  значение  $\xi \approx 73\%$ , а своего наибольшего значения (около  $87\%$ ) коэффициент активного тепловыделения достигает при  $\varphi \approx 50^\circ$  после в. м. т. На горизонтальном участке кривой  $\xi = f(\varphi)$  скорость тепловыделения из-за продолжающегося догорания в точности компенсирует скорость теплоотдачи. В даль-

<sup>1</sup> Если бы был точно известен закон изменения теплоотдачи от рабочего тела в стенки по ходу цикла, то из характеристики активного тепловыделения можно было бы получить характеристику выгорания  $x_r = f(\varphi)$ , где  $x_r$  — доля выделенной от располагаемой теплоты сгорания. Подобные характеристики нередко используются при анализе процесса сгорания в дизелях, но в связи с тем, что при этом приходится пользоваться в достаточной мере приближенными сведениями об изменении теплоотдачи, достоверность получаемых данных не особенно велика. Для того чтобы свести баланс выделенной и отданной в стенки теплоты, приходится задаваться общей полнотой сгорания к моменту начала открытия выпускного клапана, принимая, например, что к этому моменту  $x_r = 0,97$ , что также является в достаточной мере условным.

нейшем, в связи с уменьшением скорости догорания, значения  $\xi$  начинают снижаться.

Эффективность рабочего процесса двигателя определяется не только полнотой, но и своевременностью тепловыделения, а соответственно, степенью расширения продуктов сгорания, которая всегда меньше, чем геометрическая степень сжатия. Зависимость индикаторного к. п. д. цикла  $\eta_i$  от скорости тепловыделения проанализирована в общем виде акад. Б. С. Стечкиным [76]. По его расчетам, заметное снижение  $\eta_i$  (на 2%  $\eta_{i \max}$  при мгновенном сгорании) наступает при растягивании процесса тепловыделения на 60° угла поворота коленчатого вала при степени сжатия  $\varepsilon = 7$  и на 40° при  $\varepsilon = 15$ , принимая закон тепловыделения линейным ( $\frac{dQ}{d\varphi} = \text{const}$ ).

Практика показывает, что в современных автомобильных двигателях наивысшая мощность достигается при выделении 50% тепла сгорания в пределах до 10—12° угла поворота коленчатого вала после в. м. т., что отвечает положению точки максимума давления на индикаторной диаграмме приблизительно в 15° после в. м. т. При более высоких скоростях сгорания возрастает жесткость работы двигателя, связанная с большими скоростями повышения давления по углу поворота коленчатого вала, и одновременно увеличиваются потери теплоты в стенки вследствие роста максимальных температур цикла. Приведенную на рис. 85 характеристику активного тепловыделения следует считать очень хорошей. При работе двигателей на частичных (дрессельных) режимах или на обедненных смесях значения  $\xi$  в точке  $T_{\max}$  обычно не превышают 0,6, и процесс догорания оказывается значительно более растянутым. Такое неполное использование располагаемой теплоты сгорания в поршневых двигателях происходит в основном из-за низких скоростей догорания слоев смеси, прилегающих к стенкам, где интенсивность турбулентности ниже, а отдача тепла больше.

Проиллюстрируем это следующим примерным расчетом. Рассмотрим двигатель с диаметром цилиндра 100 мм и ходом поршня также 100 мм, с плоской цилиндрической камерой сгорания. При степени сжатия  $\varepsilon = 7$  объем камеры сгорания составляет 136 см<sup>3</sup> и ее высота  $h_k = 16,7$  мм. Предположим, что к моменту завершения распространения пламени во всем объеме камеры несгоревшей осталась смесь в прилегающем к стенкам слое толщиной  $\delta = 0,5$  мм. Объем этой несгоревшей смеси составит  $V_{nc} = \left( \frac{\pi D^2}{2} + \pi D h_k \right) \delta = 10,5$  см<sup>3</sup>, т. е. 7,7% объема камеры сжатия. Но при оценке относительной доли несгоревшей смеси, заключенной в пристеночном слое, необходимо учесть, что ее плотность выше, чем плотность смеси в конце такта сжатия до сгорания. Предположим, что несгоревшая смесь сжимается адиабатно от давления  $p_c$  до давления  $p_z$ , причем  $\lambda = \frac{p_z}{p_c} = 3,5$ ; показатель адиабаты можно принять  $k = 1,3$ . Тогда относительная доля несгоревшей смеси в указанном пристеночном слое толщиной 0,5 мм:

$$m_{nc} = V_{nc} \lambda^{1/k} = 0,077 \cdot 3,5^{0,77} = 0,203,$$

т. е. более 20% массы всего заряда. Полученную величину можно даже считать заниженной, так как мало вероятно, чтобы в непосредственной близости от стенок процесс сжатия мог быть адиабатным. Вероятнее, что температура смеси вблизи стенок будет ниже, а соответственно ее плотность еще выше.

**Влияние степени сжатия и других факторов на характеристики активного тепловыделения и на индикаторной к. п. д. цикла.** Повышение степени сжатия не только вызывает увеличение индикаторного к. п. д., но также благоприятно влияет в первую очередь на условия воспламенения рабочего заряда искрой и скорость сгорания в начальной фазе, приводя к уменьшению оптимальных углов опережения зажигания. Сокращение длительности начальной фазы сгорания  $\theta_I$  связано с повышением давлений и температур смеси в момент воспламенения, а также с меньшим ее разбавлением остаточными газами.

По виду индикаторных диаграмм, получаемых при различных степенях сжатия (рис. 82), может создаться впечатление об увеличении с ростом степени сжатия скорости сгорания также и в основной фазе, но это связано с увеличением скорости повышения давления  $dp/d\phi$  и сокращением  $\theta_{II}$ , так как точки  $p_{max}$  и  $T_{max}$  приближаются к в. м. т. вследствие более быстрого охлаждения горячей смеси при высоких степенях сжатия из-за ее расширения, вызываемого движением поршня. Так, например, при  $\epsilon = 6$  по-

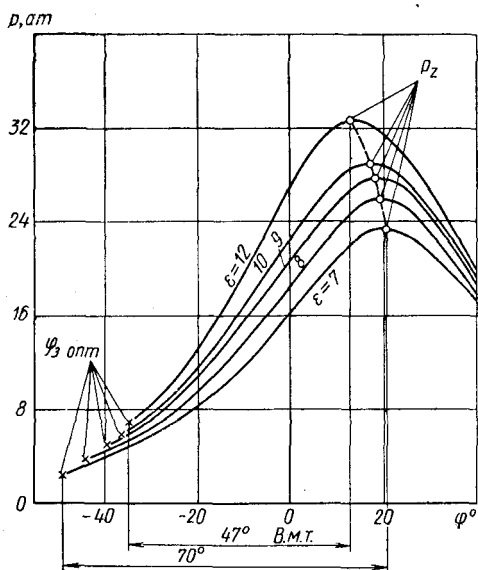


Рис. 82. Индикаторные диаграммы бензинового двигателя при различных степенях сжатия; углы опережения зажигания оптимальные

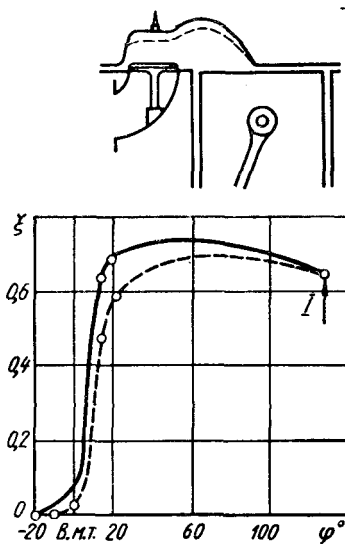


Рис. 83. Влияние изменения степени сжатия на характеристики активного тепловыделения [42]:

I — открытие выпускного клапана



вороту колена вала на  $30^\circ$  после в. м. т. отвечает степень расширения 1,43, а при  $\epsilon = 10$  она достигает 1,73 (в обоих случаях отношения длины шатуна к радиусу кривошипа принято равным 3,6).

На самом деле скорость тепловыделения в основной фазе сгорания практически остается неизменной, как показано на рис. 83, где приведены характеристики активного тепловыделения в двигателе ГАЗ-51 при увеличении степени сжатия от 6 до 8 за счет сострагивания нижней плоскости головки цилиндров. Видно существенное снижение  $\xi$  в точках  $p_{\max}$  и  $T_{\max}$  при одновременном увеличении длительности догорания. Это приводит к тому, что в отсутствие специальных мероприятий, способствующих более быстрому завершению сгорания, рост индикаторного к. п. д. с повышением степени сжатия может существенно отставать от увеличения термического к. п. д. теоретического цикла со сгоранием при постоянном объеме и неизменном составе смеси согласно формуле  $\eta_i = 1 - \frac{1}{\epsilon^{n-1}}$ , где  $n = 1,25$  (рис. 84, кривая 1). Кривая 2 иллюстрирует изменение  $\eta_i$  в двигателе ( $D = 85$  мм,  $S = 115$  мм) с переменной степенью сжатия и плоскоцилиндрической камерой сгорания. Кривая 3 отвечает более короткоходному двигателю, где высота камеры сгорания при высоких степенях сжатия оказывалась меньшей.

В то же время повышение степени сжатия, позволяющее эффективно использовать в двигателе более обедненные смеси, дает значительно больший выигрыш в топливной экономичности, нежели в максимальной мощности. Подобная картина наблюдается во всех современных автомобильных двигателях с достаточно хорошо организованным рабочим процессом и оптимальными, специально подобранными для каждой степени сжатия формами камер сгорания. Достижимый при этом выигрыш в относительных значениях максимальных  $\eta_i$ , отвечающих минимумам индикаторных удельных расходов топлива по регулировочным характеристикам при различных степенях сжатия для ряда серийных четырехцилиндровых двигателей, показан на рис. 84 заштрихованной зоной 4. Видно, что увеличение топливной экономичности с ростом степени сжатия оказывается существенно большим теоретически возможного при неизменном составе смеси.

К числу мероприятий, увеличивающих скорость и полноту тепловыделения в современных бензиновых двигателях, относятся:

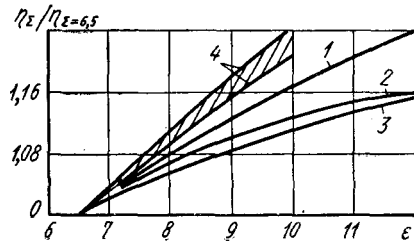
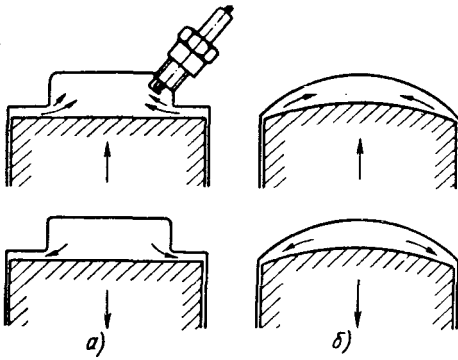


Рис. 84. Относительное увеличение к. п. д. при повышении степени сжатия:

1 —  $\eta_i$ ; 2 —  $\eta_i$  по данным [2]; 3 — то же, по данным [59]; 4 — изменение  $\eta_i$  ряда двигателей при оптимальных значениях  $\alpha_{эк}$  [59]

Рис. 85. Характер движения рабочего заряда, создаваемого вытеснителями в конце сжатия и начале расширения



придание камерам сгорания таких очертаний, при которых основная масса рабочего заряда была бы сосредоточена в компактном объеме, а остальная часть заключена в так называемых вытеснителях — относительно узких зазорах между днищем

поршня и поверхностью головки цилиндра;

создание в цилиндре интенсивного турбулентного (вихревого) движения рабочего заряда тангенциальным направлением впускного патрубка или выполнения его в виде улитки и др. (см. § 42).

Наличие вытеснителей не только создает дополнительную турбулизацию заряда в основной части камеры вследствие выталкивания в нее смеси из относительно более быстро уменьшающихся по высоте в конце такта сжатия щелевых зазоров, но также может способствовать ускоренному завершению сгорания вследствие засасывания в эти же зазоры горячей смеси при ходе поршня вниз, как схематически показано на рис. 85, а. Аналогичный эффект достигается и в камерах сгорания, ограниченных сферическими поверхностями различных радиусов (рис. 85, б), а также в камерах сгорания клиновидной формы или выполненных в виде углубления в поршне.

В то же время наличие вытеснителей (защемленных объемов), вызывая увеличение поверхности стенок камеры, усиливает теплоотдачу, а также приводит к увеличению доли рабочего заряда, заключенной в пристеночных слоях, где процесс догорания оказывается сильно растянутым и неполным.

Все вместе взятое приводит к необходимости отыскивать при конструировании камеры сгорания некоторые компромиссные решения.

## § 26. Особенности сгорания в двигателях легкого топлива

Максимальная мощность двигателей легкого топлива достигается при работе на несколько обогащенной смеси ( $\alpha = 0,85 \div 0,9$ ); разница между  $N_{e \max}$  и  $N_e$  при  $\alpha = 1$  обычно составляет около 4%. Это объясняется совместным влиянием нескольких факторов.

1. Наличием при указанных значениях  $\alpha$  наибольших скоростей турбулентного горения углеводородовоздушных смесей (см.

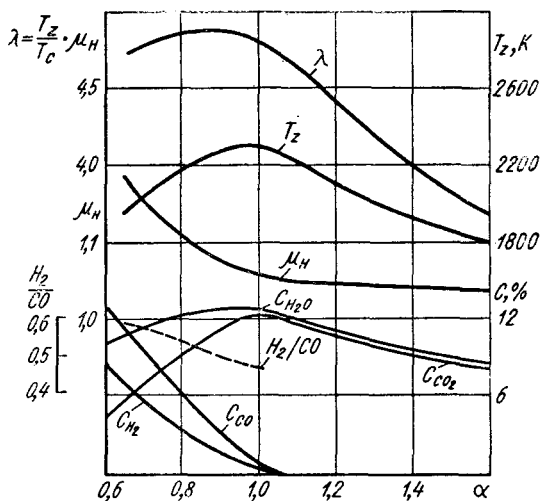


Рис. 86. Зависимости состава и температуры продуктов сгорания (без учета диссоциации), коэффициента молекулярного изменения и степени повышения давления в процессе сгорания от коэффициента избытка воздуха. Топливо — изооктан,  $T_0 = 500 \text{ K}$ ,  $\eta_V = \text{const}$  полнота тепловыделения 0,9. Значения  $T_z$  заимствованы из работы Е. С. Щетинкова [81]

рис. 55, а). Хотя увеличение скоростей сгорания в основной фазе свыше некоторых пределов (сокращение  $\theta_2 < 30 \div 40^\circ$  угла поворота коленчатого вала) не может приводить к повышению мощности двигателя и лишь увеличивает жесткость его работы, но более высокие скорости реакций способствуют сокращению длительности фазы догорания и увеличению полноты тепловыделения, в частности, в пристеночных слоях.

2. Существенным увеличением по мере обогащения смеси коэффициента молекулярного изменения  $\mu_n$  в процессе сгорания. Это приводит к тому, что несмотря на меньшие температуры  $T_z$  максимум повышения давления  $\lambda = \frac{T_z}{T_c} \mu_n$  лежит в области значений  $\alpha = 0,8 \div 0,9$ , как показано на рис. 86.

3. Некоторым увеличением коэффициента наполнения вследствие охлаждения заряда за счет испарения больших количеств топлива.

4. Уменьшением (в связи с меньшими значениями  $T_z$ ) теплоотдачи в стенки.

Однако даже при значениях  $\alpha = 0,85 \div 0,9$  процесс сгорания в двигателях с искровым зажиганием никогда не развивается строго одинаково в ряде последовательных рабочих циклов, всегда имеется некоторый разброс в значениях  $p_z$ ,  $dp/d\varphi$ , а также в положениях точек максимумов  $p_z$  и  $T_z$  по фазе цикла.

Различия в скоростях сгорания в отдельных рабочих циклах возникают в результате случайных сочетаний условий, благоприятствующих или, наоборот, неблагоприятствующих развитию в первую очередь начального очага горения. Сюда относятся:

неоднородность смеси по составу, неодинаковая в отдельных частях степень ее разбавления остаточными газами, колебания в характеристиках искрового разряда, различия в интенсивности и масштабах турбулентности и вообще в характере отдельных турбулентных пульсаций (вихрей).

При обеднении смеси (значениях  $\alpha > 1$ ), а также при дросселировании двигателя, неидентичность в протекании сгорания в последовательных циклах резко усиливается. Это проявляется в увеличении колебаний длительностей начальной фазы сгорания  $\theta_1$ , что, в свою очередь, приводит к более позднему и замедленному сгоранию и в последующих фазах; резко снижаются максимальные и средние индикаторные давления в отдельных циклах; соответственно возрастает удельный расход топлива, уменьшается мощность двигателя и его работа делается менее ровной. При дальнейшем обеднении смеси появляются пропуски воспламенения или же сгорание в некоторых циклах настолько затягивается, что процесс догорания продолжается не только в течение такта расширения, но и выпуска. В результате может происходить воспламенение начинающей поступать в цилиндр свежей смеси, сопровождающееся хлопками в карбюраторе (так называемые обратные вспышки).

Типичный вид индикаторных диаграмм ряда последовательных циклов при работе двигателя на смеси различных составов приведен на рис. 87, а, б, в. Видно, как по мере обеднения смеси возрастает степень неидентичности в скоростях развития сгорания. Повышение степени однородности смеси, а также интенсивности ее турбулизации приводит к уменьшению разброса в протекании отдельных циклов и одновременно способствует расширению пределов эффективного обеднения смеси (смещению точек  $g_e \min$  в область больших значений  $\alpha$ ). Особенно хорошие результаты до-

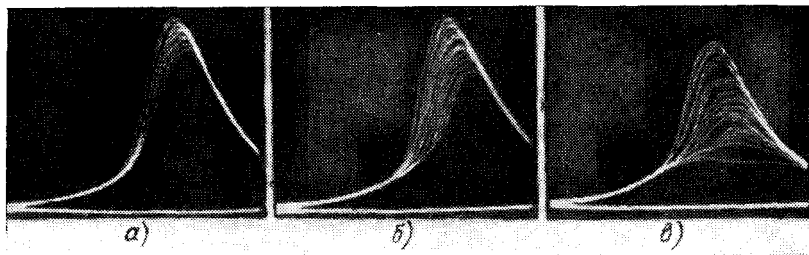


Рис. 87. Индикаторные диаграммы ряда последовательных циклов при работе двигателя на смеси различного состава:

а —  $\alpha = 0,87$ ; б —  $\alpha = 0,98$ ; в —  $\alpha = 1,17$ . Дроссельная заслонка полностью открыта,  $n = 2000$  об/мин, опережение зажигания  $40^\circ$  до в. м. т.

стигаются при питании двигателя заранее приготовленной в особом ресивере вполне однородной смесью паров топлива с воздухом, что позволяет достигнуть минимальных удельных расходов топлива при значениях  $\alpha = 1,3$  и даже выше. Сходные результаты получаются в случае использования газообразных топлив при условии надлежащим образом организованного их смешения с воздухом.

Наглядные и объективные представления о неидентичности протекания сгорания в отдельных циклах в двигателях легкого топлива дает статистический метод регистрации моментов прихода пламени к ионизационным датчикам, установленным в тех или иных точках камеры сгорания. Сущность метода сводится к записи с помощью суммарных счетчиков числа импульсов, воспринимаемых соответствующими ионизационными датчиками в течение ряда постепенно увеличиваемых в каждом опыте интервалов времени (в углах поворота кривошипа) от момента подачи искры на свечу зажигания до отключения регистрирующей схемы особым прерывателем, управляемым кулачком на переднем конце коленчатого вала.

На рис. 88 показана схема с использованием двух датчиков, один из которых расположен вблизи свечи, а другой — в конце камеры сгорания. Счетчик, управляемый прерывателем 7, установленным на распределительном валике, регистрирует общее число циклов за время одного опыта.

Там же приведены полученные этим методом типичные статистические кривые, характеризующие степень невоспроизводимости распространения пламени в начале и конце его пути в направлении диаметрального сечения камеры при работе двигателя на обогащенной и обедненной смесях. Общее число циклов в каждом из опытов, отвечавшим увеличению угла  $\theta_i$  на  $5^\circ$ , равнялось 400.

Видно, что при  $\alpha = 0,85$  различия в моментах прихода фронта пламени к обоим датчикам существенно меньше, чем при  $\alpha = 1,1$ . При этом во всех случаях характер распределения неидентичности циклов близок к нормальному (гауссовскому), но с некоторым положительным эксцессом в конечной стадии сгорания, т. е. колебания в моментах завершения сгорания больше, чем в начальной части пути пламени, особенно при работе двигателя на обедненной смеси.

Данный метод позволяет оценить средние, максимальные и минимальные скорости распространения пламени от свечи до соответствующих датчиков, а также средние скорости пламени между отдельными датчиками. Преимущество метода состоит в том, что он может быть использован в реальных двигателях и при наличии достаточного числа ионизационных зондов позволяет получить вполне надежные представления о характере и скоростях распространения пламени с учетом невоспроизводимости циклов.

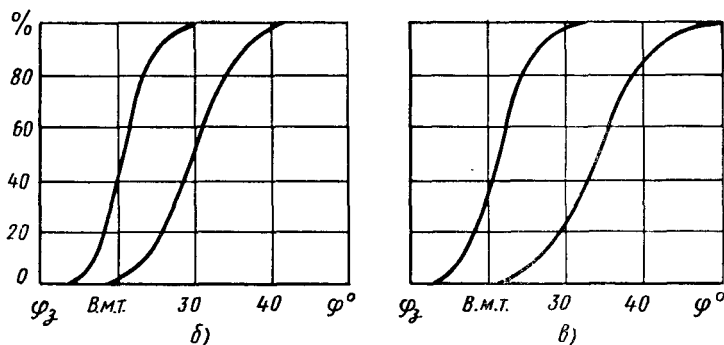
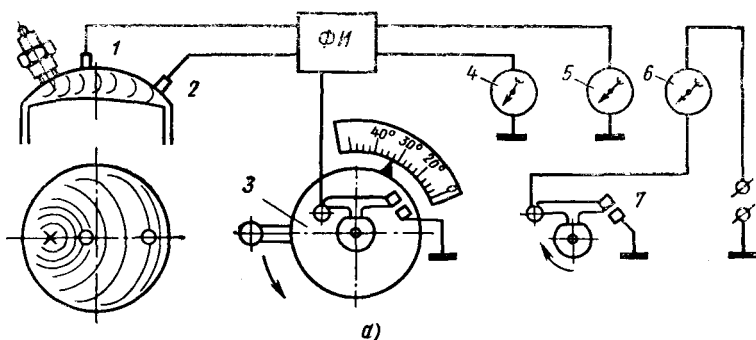


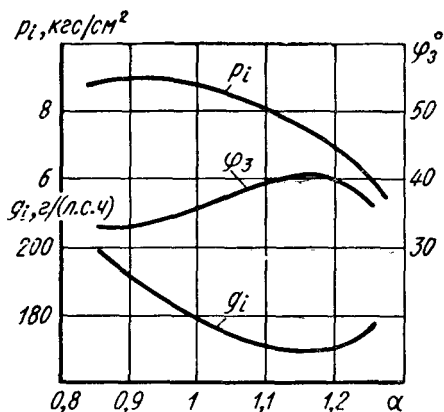
Рис. 88. Метод статистической регистрации невоспроизводимости распространения фронта пламени:

*a* — схема; *б* — примерный характер кривых распределения моментов появления пламени около ионизационных датчиков; при  $\alpha = 0,85$ , *б'* — то же при  $\alpha = 1,1$ ; 1 и 2 — датчики; 3 и 7 — прерыватели; 4, 5 и 6 — суммарные электромагнитные счетчики; ФН — формирователь прямоугольных импульсов;  $\varphi_3$  — угол опережения зажигания

Данные рис. 87—88 относятся к работе двигателя при полностью открытой дроссельной заслонке. При сильном дросселировании такая же или еще большая неидентичность циклов начинает проявляться при меньших значениях коэффициента избытка воздуха, что связано с резким ухудшением условий воспламенения топливоздушной смеси искрой при пониженных давлениях и большей степенью ее разбавления остаточными газами. Существенное влияние оказывает также меньшая турбулизация рабочего заряда на дроссельных режимах как вследствие уменьшения чисел Рейнольдса при тех же скоростях потока в щели клапана в связи с понижением давления, так и более быстрого затухания турбулентности в такте сжатия.

Отрицательное влияние понижения давления на пределы устойчивого воспламенения обедненных смесей наглядно проявляется в характере изменения оптимальных углов опережения

Рис. 89. Типичный характер изменения оптимальных углов опережения зажигания в процессе обеднения смеси при работе двигателя на малых нагрузках



зажигания. Как показано на рис. 89, даже при умеренном дросселировании по мере увеличения  $\alpha$  значения  $\varphi_3$  опт сначала увеличиваются в соответствии с возрастанием длительности первой фазы сгорания  $\theta_1$ , а затем начинают уменьшаться, что связано с появлением пропусков воспламенения или циклов с крайне затяжным сгоранием.

Причина заключается в недостаточности энергии искры для воспламенения бедной смеси при низких давлениях сжатия (отвечающих большим  $\varphi_3$ ), и именно в этих условиях улучшение может быть достигнуто применением электронных систем зажигания с повышенной мощностью разряда.

Удовлетворительное сгорание на режимах сильного дросселирования и холостого хода, а соответственно устойчивая работа двигателя, как правило, оказываются возможными лишь при обогащении смеси до значений  $\alpha = 0,9$  и ниже. Это связано с тем, что поступающая в цилиндры смесь разбавляется уже не инертными остаточными газами, а продуктами неполного сгорания, содержащими довольно значительные концентрации энергично горящих СО и  $H_2$ .

Необходимость обогащения смеси при работе двигателей легкого топлива на малых нагрузках в значительной мере определяет высокие расходы последнего в условиях эксплуатации. Одновременно с этим происходит выброс в атмосферу больших количеств окиси углерода и ряда других также весьма токсичных продуктов неполного окисления топлива (подробнее об этом см. гл. IX).

При больших разрежениях во впускном трубопроводе, превышающих 500—550 мм рт. ст. на режимах так называемого принудительного холостого хода (торможения двигателем), воспламенение смеси в цилиндрах или вообще прекращается, или сгорание развивается настолько вяло, что в процессе расширения пламя угасает.

При этом в отработавших газах обнаруживаются пары несгоревшего топлива или продукты его частичного окисления и распада, количество которых может достигать 30% общей массы топлива, израсходованного двигателем [104].

## § 27. Развитие предпламенных реакций, их влияние на показатели рабочего процесса, самовоспламенение при выключенном электрозажигании

В форсированных двигателях легкого топлива с достаточно высокими степенями сжатия не только та часть рабочего заряда, до которой фронт пламени от свечи доходит в последнюю очередь, но и вся основная масса горючей смеси нагревается за счет сжатия до таких высоких температур, что в ней может происходить энергичное развитие предпламенных реакций. При прокручивании двигателей с выключенным электрозажиганием в случае использования топлив, склонных к низкотемпературному окислению (парафины, нефтены), даже при умеренных степенях сжатия температура остаточных газов может довольно существенно (на десятки градусов) превышать температуру смеси на впуске, и в них обнаруживаются значительные концентрации  $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  непредельных углеводородов, альдегидов и целого ряда других соединений.

Развитие экзотермических предпламенных реакций приводит к тому, что индикаторные диаграммы прокручиваемого двигателя приобретают асимметричный вид, как показано на рис. 90, причем мощность, затрачиваемая на прокручивание, снижается (обстоятельство, которое необходимо учитывать при оценке мощности механических потерь прокручиванием). При использовании топлив, не склонных к низкотемпературному окислению (воспламеняющихся одностадийным путем), в частности ароматических углеводородов, указанные явления практически отсутствуют. К сожалению, вопрос о том, как ведут себя в этом отношении реальные автомобильные бензины различного сложного группового состава, не исследован.

Как отмечалось в § 11, развитие предпламенных реакций не сказывается ощутимым образом на характере распространения турбулентного пламени в основной части камеры сгорания. Но повышение температуры в холодном пламени и возросшая химическая активность частично прореагировавшей смеси должны способствовать сокращению глубины зоны турбулентного горения, а соответственно и длительности процесса догорания. О наличии положительного влияния предпламенных реакций на показатели рабочего процесса в бензиновых двигателях свидетельствует тот факт, что наивысшая мощность и наилучшая топливная экономичность достигаются при использовании топлив с

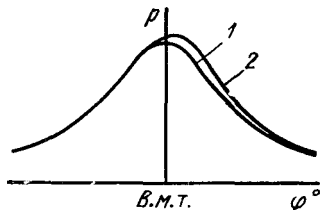


Рис. 90. Индикаторные диаграммы двигателя, прокручиваемого с выключенным зажиганием:

1 — в отсутствие предпламенных реакций (топливо — бензол); 2 — в случае появления холодного пламени (60-октановое парафиновое топливо)



октановыми числами, предельно близкими к порогу появления слышимой детонации. Если октановое число излишне высоко для данного двигателя, то процесс сгорания в нем затягивается, что приводит к повышению температуры отработавших газов и увеличению теплоотдачи в стенки, т. е. к перегреву двигателя.

В какой то мере это можно объяснить влиянием октанового числа и на нормальную скорость пламени. Как видно из данных табл. 4, значения скорости  $u_n$  в случае углеводородов одинакового строения закономерно снижаются с ростом их антидетонационной стойкости.

Возможно также еще одно объяснение влияния октанового числа бензина или угла опережения зажигания на показатели рабочего процесса. Установлено, что еще до появления слышимой детонации, сопровождающейся наличием отчетливо различимых вибраций давления на индикаторных диаграммах, в камере сгорания двигателя возникают слабые вибрации давления, которые удается зарегистрировать с помощью соответствующих акустических анализаторов [53]. В случае использования топлив, самовоспламенению которых предшествует появление холодного пламени, эти вибрации могут быть связаны с зарождением последнего (рис. 91). Что касается топлив, воспламеняющихся одностадийным путем, то возможно, что здесь имеет место прогрессивное усиление волн сжатия, сходное с рассмотренным в § 17. Сколь угодно детально этот вопрос пока не исследован.

Существенно то, что в любом случае возникновение в горящих газах хотя бы и относительно слабых ударных волн, еще не способных вызвать на пути своего распространения воспламенения некоторых объемов наиболее «подготовленной смеси», т. е. появления детонации, должно способствовать ускорению догорания

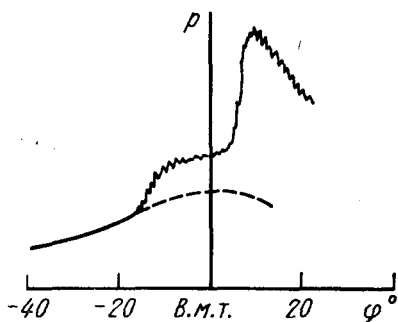


Рис. 91. Вибрации давления, возникающие в период развития холоднотламенной стадии при двухстадийном самовоспламенении эфировоздушной смеси в результате ее сжатия (опыты автора)

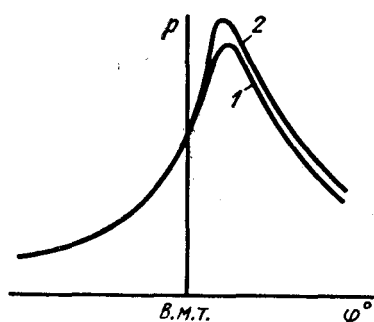


Рис. 92. Индикаторные диаграммы при работе двигателя:

1 — на высокооктановом бензине; 2 — на бензине с октановым числом, отвечающим началу появления детонации при оптимальном угле опережения зажигания

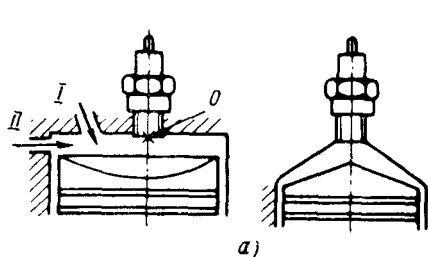
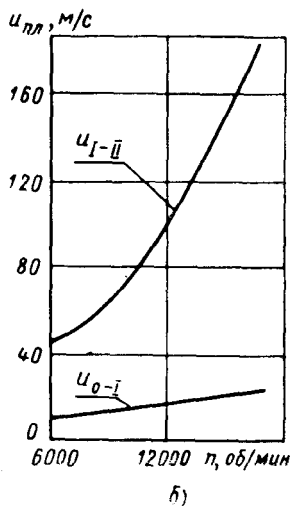


Рис. 93. Влияние частоты вращения коленчатого вала на скорости распространения пламени:

*a* — схема размещения ионизационных датчиков в камере сгорания; *б* — изменение в функции частоты вращения средних скоростей распространения пламени на первом и втором участках [98]



смеси в пристеночных слоях, где ее турбулизация недостаточна, а также за фронтом турбулентного пламени. Это способствует более быстрому завершению тепловыделения в конце основной фазы сгорания и в фазе догорания: индикаторные диаграммы получаются более «острыми» (рис. 92), значения  $p_z$  и  $p_i$  несколько возрастают.

Наглядная иллюстрация существенного увеличения скорости сгорания последних частей рабочего заряда по мере повышения теплонапряженности двигателя с ростом скорости вращения коленчатого вала получена в опытах на малоразмерном, крайне быстроходном мотоциклетном гоночном двигателе фирмы Хонда [98]. Скорость распространения пламени в четырехклапанной камере сгорания шатрового типа регистрировалась с помощью двух ионизационных датчиков, один из которых был расположен на половине пути распространения пламени от свечи, а другой в торце камеры сгорания (рис. 93). Там же приведен график, из которого видно, что в то время как скорость пламени от свечи до датчика *I* растет линейно по мере увеличения частоты вращения, скорость пламени между датчиками *I* и *II* прогрессивно увеличивается, особенно в зоне высоких значений  $n$ , причем, по утверждению авторов, слышимая детонация отсутствовала.

Все сказанное свидетельствует о том, что одним из путей улучшения показателей рабочего процесса в двигателях легкого топлива может быть использование преддетонационных явлений — развития в несгоревшей части заряда экзотермических предпламенных реакций и возникновения очажков самовоспламенения, еще не вызывающих появления детонации, но способствующих более быстрому и полному завершению тепловыделения.

### Самовоспламенение при медленном вращении вала двигателя.

Повышение степени сжатия в современных автомобильных двигателях привело к тому, что нередко оказывается затруднительным остановить нормально прогретый двигатель путем выключения зажигания — он продолжает еще в течение довольно длительного времени работать на холостом ходу с перебоями и тряской. Это явление, которое иногда ошибочно приписывают наличию калильного зажигания, на самом деле не имеет с ним ничего общего. Причиной здесь также служит развитие предпламенных реакций и самовоспламенение топливовоздушной смеси, вызываемое ее сжатием. В зарубежной литературе совершенно правильно стали называть подобную работу двигателя «дизелинг», т. е. по циклу, сходному с дизельным.

В специально проведенных исследованиях [82] показано, что после выключения зажигания вспышки сразу прекращаются, в результате чего частота вращения коленчатого вала быстро уменьшается, но не до нуля, а лишь до такого значения, при котором длительность задержки воспламенения оказывается короче времени пребывания нагретой сжатием смеси в цилиндре. В результате возникают самопроизвольные вспышки, что приводит к некоторому возрастанию частоты вращения до значения, при котором вспышки снова прекращаются, частота вращения опять снижается, вспышки снова возникают — и так далее.

Снижение октанового числа неэтилированного бензина приводит к увеличению частоты вращения коленчатого вала, при которой возникают вспышки. В то же время отмечается, что добавление к бензину ТЭС не оказывает на подобную работу двигателя никакого влияния. Все это хорошо согласуется с рассмотренными в § 6 данными об особенностях низкотемпературного воспламенения парафиновых и нафтеновых топлив.

Если принять, что отрезок времени, в течение которого объем камеры сжатия практически не изменяется (это примерно отвечает  $\pm 20^\circ$  угла поворота коленчатого вала от в. м. т.), то при  $n = 300$  об/мин этому соответствует отрезок времени около  $20 \cdot 10^{-3}$  с.

Из рис. 16 следует, что в случае 60-октановой смеси такому значению  $\tau_{\Sigma}$  отвечает температура сжатия  $T_c \approx 650$  К, причем в области низких температур влияние давления на задержки воспламенения крайне слабое. В случае 78-октановой смеси значения  $\tau_{\Sigma}$  при тех же  $T_c$  больше в 1,4 раза (см. рис. 23).

Учитывая значительное разбавление рабочего заряда на режиме холостого хода горячими остаточными газами ( $\gamma_{ост} > 0,4$ ) подобные температуры конца сжатия оказываются вполне реальными.

Также вполне понятно отсутствие влияния на рассматриваемое явление присадок ТЭС, так как последние увеличивают длительности задержек воспламенения только в области достаточно-высоких температур  $T_c > 750$  К (см. рис. 17 и 23).

Радикальное решение вопроса состоит в автоматическом прекращении подачи топлива через систему холостого хода при выключении электрозажигания, как это, в частности, сделано на двигателях автомобилей ВАЗ-2103.

Сходные явления иногда наблюдаются при пуске еще не остывшего двигателя стартером. Исследования, при которых производилась кинорегистрация через кварцевую крышку камеры сгорания [86], показали, что при прокручивании двигателя со степенью сжатия  $\varepsilon = 6,75$ , частотой вращения коленчатого вала  $n = 150$  об/мин, при  $t_b = 90^\circ \text{C}$  и  $t_m = 82^\circ \text{C}$  самовоспламенение возникало в объеме за  $14^\circ$  до в. м. т. при использовании в качестве топлива смеси 60% изооктана и 40% н-гептана, а в случае чистого гептана — за  $46^\circ$  до в. м. т. (в обоих случаях  $\varphi_3 = 0^\circ$ ).

## § 28. Детонационное сгорание

Детонация, или «стук», в двигателях легкого топлива характеризуется таким увеличением скоростей тепловыделения в завершающих стадиях сгорания, что в горящих газах возникают ударные волны, регистрируемые на индикаторных диаграммах в виде вибраций давления. Периодические отражения этих ударных волн от стенок камеры сгорания вызывают звонкий металлический стук высоких тонов — один из наиболее характерных внешних признаков детонации в двигателях. Основная частота «стука» зависит от размеров камеры сгорания и скорости распространения ударных волн, всегда несколько превышающих скорость звука в продуктах сгорания. Так, например, при наибольшей протяженности камеры сгорания 0,1 м частота «стука» обычно составляет около 6 кГц, что соответствует скорости ударных волн  $D = 6000 \cdot 2 \cdot 0,1 = 1200$  м/с при скорости звука в сгоревших газах 950—1000 м/с.

На пути своего распространения в горящих и сгоревших газах ударные волны вызывают резкое увеличение интенсивности свечения, регистрируемое методом щелевой фоторазвертки в виде ряда ярких полос (рис. 94, а). Видно, что возникшие в результате детонации ударные волны затухают относительно медленно — вибрации давления охватывают значительную часть такта расширения. Вызывая разрушение более холодных пограничных слоев газа, ударные волны могут существенным образом усиливать теплоотдачу в стенки камеры сгорания и днище поршня, а при своем отражении от стенок гильзы цилиндра эти ударные волны разрушают находящуюся на них масляную пленку, вследствие чего возникает сухое трение, приводящее к усиленному износу верхнего пояса гильзы и поршневых колец.

Повышенные давления во фронте ударных волн, особенно в моменты их отражения от стенок, не представляют особой опасности с точки зрения механической прочности деталей двигателя, так как действуют в виде коротких импульсов длительностью

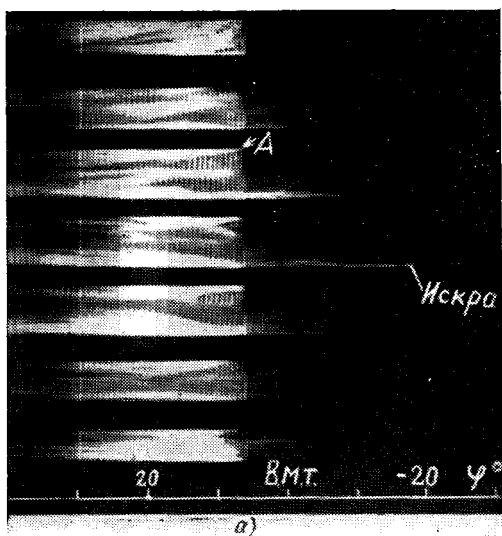
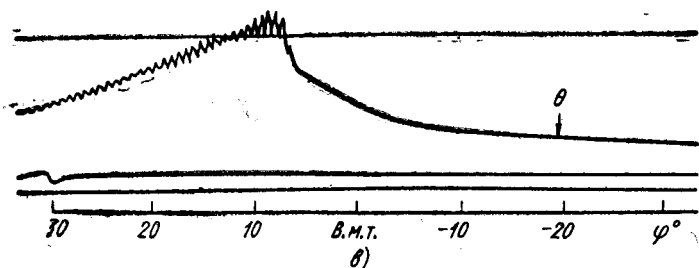
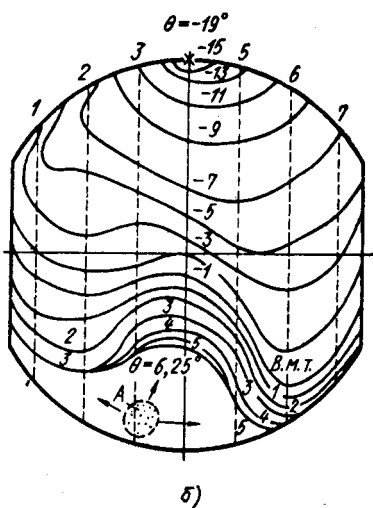


Рис. 94. Развитие процесса сгорания в двигателе с искровым зажиганием, завершающегося сильной детонацией:

*a* — многоселевая фоторегистрация с ярко выраженными следами ударных волн; *b* — схема распространения пламени; *в* — индикаторная диаграмма; *A* — очаг взрывного самовоспламенения, возникший при повороте коленчатого вала на угол  $6,25^\circ$  после в. м. т.



менее  $10^{-4}$  с. Однако возникающие при этом вибрации, особенно, если они попадают в резонанс с собственной частотой колебаний стержня шатуна, могут вызывать разрушение антифрикционного слоя вкладышей.

Может считаться доказанным, что по крайней мере в случае топлив, воспламеняющихся двухстадийным путем (парафины и нафтенy нормального и изостроения), причиной возникновения первичных ударных волн является рождение очагов самовоспламенения взрывного типа, в которых выделение энергии происходит с такими скоростями, что давление не успевает выравниваться. При этом, как отмечалось в § 20, указанные относительно слабые первичные ударные волны могут вызывать на своем пути воспламенение некоторых смежных объемов смеси, также предельно близких к самовоспламенению, в результате чего процесс распространения последнего оказывается в принципе сходным с процессом распространения детонационной волны, отличающейся от обычной (классической) детонации относительно малой глубиной химического превращения в ее фронте, а соответственно умеренными скоростями распространения и относительно небольшими повышениями давления.

Одним из характерных отличительных признаков подобного детонационного самовоспламенения является наблюдаемое, как правило, в двигателях постепенное увеличение в начальный период амплитуды вибраций давления (рис. 94, б), вызываемое усилением ударных волн за счет энергии сгорания, выделяющейся на пути их распространения.

Многочисленные исследования показывают, что, как правило, характер и скорости распространения фронта пламени в начальной и основной фазах сгорания в двигателях при наличии детонации остаются примерно такими же, как и при нормальном бездетонационном сгорании, до момента, когда в последней части заряда не начинается интенсивное развитие предпламенных реакций, завершающихся самовоспламенением некоторой части смеси. На рис. 94, в видно замедление скорости распространения фронта пламени перед детонацией, вызванное расширением последней части заряда вследствие развития в ней экзотермических реакций.

Несмотря на это, как уже отмечалось в § 17, некоторые авторы пытались и снова пытаются [53] приписывать детонацию в двигателях прогрессивному самоусилению элементарных волн давления, возникающих в процессе распространения фронта пламени от свечи зажигания. Подобные объяснения убедительным образом опровергаются опытами, в которых в камере сгорания установки одиночных рабочих циклов искусственно создавались достаточно сильные ударные волны путем взрыва небольшой навески азида свинца. Такие ударные волны, отчетливо регистрировавшиеся на индикаторных диаграммах, вызывали детонацию лишь в том случае, когда взрыв указанной навески ВВ осуществлялся незадолго (в пределах нескольких градусов поворота коленчатого

вала) до возникновения детонации естественным путем в результате развития в несгоревшей части смеси предпламенных реакций. Если же взрыв осуществлялся раньше, то вызванная им ударная волна затухала, и детонация возникала практически в тот же момент, что и в отсутствие взрыва навески ВВ.

Следует, однако, отметить, что все указанные исследования обычно проводились с использованием парафиновых эталонных топлив, воспламеняющихся двухстадийным путем. Самовоспламенение ароматических углеводородов, например бензола, развивается несколько отличным образом — сводится к возникновению большого числа мелких точечных очажков, число которых быстро увеличивается [106]. Возможно, что в этом случае механизм возникновения детонации оказывается несколько иным, о чем, в частности, свидетельствует тот факт, что характер «стука» при работе двигателей ИТ-9 на бензоле получается несколько отличным (более глухим), чем в случае работы на изоктане с добавкой ТЭС при той же степени сжатия. К сожалению, детальные исследования причин этих отличий не проводились.

Как уже отмечалось, наличие преддетонационных явлений, сопровождающихся возникновением ударных волн незначительной амплитуды, может быть даже полезным с точки зрения более быстрого и полного завершения сгорания, в частности, в пристеночных слоях. Детонация становится опасной тогда, когда ударные волны делают настолько сильными, что вызывают существенное увеличение теплоотдачи от сгоревших газов в стенки, а соответственно перегрев двигателя, а иногда и чисто механические местные разрушения поверхности головок цилиндров и днищ поршней — появление на них сначала мелких выщербин (типа «питтинг»), которые затем сливаются в более крупные каверны, приводя к выходу двигателя из строя.

Характерна локализация подобных разрушений в некоторых, типичных для данного двигателя зонах камер сгорания, определяемых не первичными очагами возникновения самовоспламенения, а теми участками, где первичные ударные волны могут вызывать при своем отражении от стенки взрывное воспламенение оставшихся объемов несгоревшей части смеси. Как было показано на рис. 63, подобные вторичные очаги взрывного самовоспламенения обычно возникают в таких местах, например, в углах камеры сгорания, где создаются условия, благоприятствующие кумуляции первичных ударных волн. При этом местные мгновенные значения повышения давления в результате взрывного воспламенения несгоревшей части смеси, уже подвергшейся сильному ударному сжатию, могут значительно превышать величину среднего давления сгорания  $p_2^*$ .

\* Так, например, в опытах, проводившихся в длинной трубе ( $l = 7$  м,  $D = 40$  мм), в которой горение пропановоздушной смеси при атмосферном давлении инициировалось детонационной волной и пламя распространялось со скоростью около 1000 м/с, были зарегистрированы давления в торце трубы до 45 МПа [48].

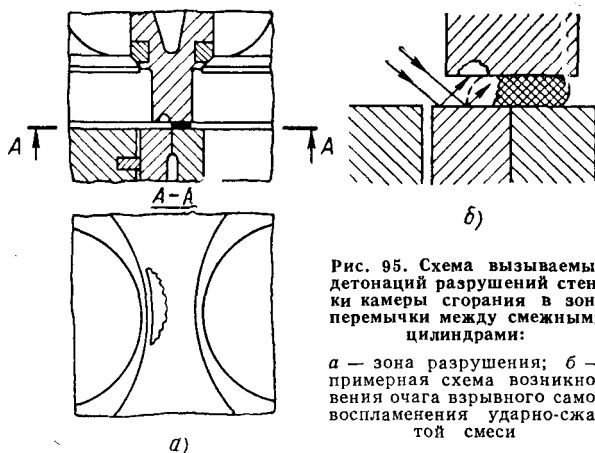


Рис. 95. Схема вызываемых детонацией разрушений стенки камеры сгорания в зоне перемычки между смежными цилиндрами:

*a* — зона разрушения; *б* — примерная схема возникновения очага взрывного самовоспламенения ударно-сжатой смеси

Типичным примером подобных, вызываемых детонацией, локальных разрушений являлись частые случаи прогорания перемычек в алюминиевых головках между камерами сгорания третьего и четвертого цилиндров в одном из V-образных восьми цилиндровых двигателей. На рис. 95, *a* схематически показано, что разрушение всегда начиналось со стороны третьего цилиндра, смесь в котором была наиболее обедненной в связи с особенностями распределения между цилиндрами жидкой топливной пленки и где поэтому в первую очередь возникала детонация. То обстоятельство, что указанные разрушения происходили в наиболее холодной части камеры сгорания, между двумя смежными впускными клапанами, где, очевидно, дольше всего должна была сохраняться несгоревшая смесь, вполне согласуется с приведенной на рис. 95, *б* схемой возникновения взрывного воспламенения этой смеси в зоне высоких давлений в зазоре между кромкой головки и торцом гильзы цилиндра в результате кумуляции ударных волн. Характерно, что при этом кромка камеры сгорания шириной 0,5—1 мм остается целой. Это означает, что сама зона взрыва, характеризующаяся особо высокими местными давлениями и температурами, оказывается сосредоточенной в глубине зазора между плоскостью головки и торцом цилиндра. Следы питтинга также имеют место на краю днища поршня.

## § 29. Влияние различных факторов на склонность двигателей к детонации

Возникновению детонации во всех без исключения случаях способствует увеличение степени сжатия и угла опережения зажигания. Оба эти фактора вызывают одновременное повышение



максимальных давлений и температур рабочего цикла, а соответственно и последних порций несгоревшей части смеси. Но если повышение давления влияет однозначно — стимулирует возникновение детонации всех топлив, то влияние повышения температуры может быть существенно различным в случае углеводородов разного группового состава. Эти отличия в основном связаны с особенностями кинетического механизма развития предпламенных реакций, рассмотренного в § 6, который в зависимости от свойств углеводородных молекул может быть одностадийным и двухстадийным, причем существенным образом может изменяться в различных температурных зонах.

Необходимо также учитывать влияние на характер самовоспламенения, а соответственно и на возникновение детонации целого ряда дополнительных факторов, таких как температурная и кинетическая неоднородность смеси, присутствие в ней мелких взвешенных сажевых частиц, наличие вблизи очагов самовоспламенения холодных или, наоборот, очень горячих поверхностей, а также фронтов пламени, интенсивность и характер турбулизации смеси, в том числе и связанной с влиянием вытеснителей. Все вместе взятое приводит к тому, что зависимости склонности двигателей к детонации от изменения параметров рабочего режима оказываются весьма сложными и в ряде случаев противоречивыми.

В первую очередь это относится к влиянию на детонацию изменения частоты вращения коленчатого вала двигателя, которое оказывается существенно различным в случае использования топлив, воспламеняющихся одностадийным и двухстадийным путем. Как отмечалось в § 9, критические температуры и давления, при которых в процессе продолжающегося сжатия последней части заряда возникает одностадийное воспламенение, практически не зависят от скорости сжатия.

В случае топлив, воспламеняющихся двухстадийным путем, не зависящими от скорости сжатия оказываются температуры и давления, при которых возникает холодное пламя, а также длительности вторых задержек воспламенения  $\tau_2$ . Это приводит к существенно различному влиянию скоростного режима двигателя на склонность к детонации парафиновых и нафтеновых топлив, обладающих двухстадийным механизмом воспламенения и в связи с этим низкой температурной чувствительностью, и бензинов с высоким содержанием ароматических и олефиновых углеводородов, воспламеняющихся одностадийным путем и соответственно отличающихся высокой температурной чувствительностью.

Типичный характер изменения требуемого октанового числа в зависимости от скоростного режима двигателя при использовании бензинов, обладающих нулевой, средней и высокой температурной чувствительностью, показан на рис. 96.

Опыт также показывает, что распространенные представления, согласно которым подавлению детонации способствует обо-

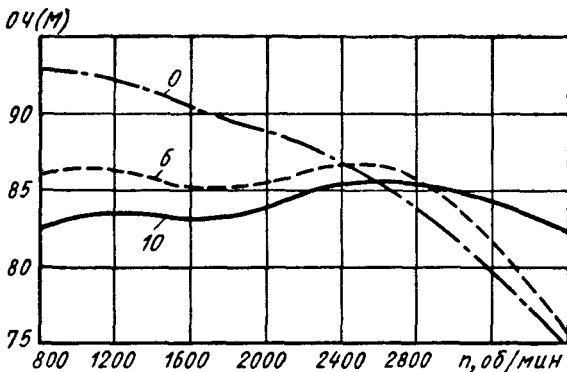


Рис. 96. Изменения требуемых октановых чисел в зависимости от частоты вращения коленчатого вала при работе двигателя на бензинах, обладающих различной температурной чувствительностью (ее значения указаны цифрами возле кривых) [4]

гашение смеси и уменьшение температуры ее подогрева, в целом ряде случаев не оправдываются. В частности, это относится к авиационным поршневым двигателям с наддувом и непосредственным впрыском топлива в цилиндры, когда за счет большого перекрытия фаз выпуска и впуска осуществляется продувка камер сгорания, приводящая к практически полному удалению остаточных газов и дополнительному охлаждению горячих поверхностей. При этом детонационные характеристики по составу смеси приобретают как бы перевернутый вид — отвечающие началу появления слышимой детонации давления наддува  $p_k$  повышаются в области составов смеси, близких к  $\alpha = 1$ , и уменьшаются при работе двигателя на богатых смесях, как показано на рис. 97, а. Сходный аномальный характер приобретают также зависимости от состава смеси допустимых значений  $p_i$  и в отсутствие продувки при сильном снижении температур воздуха на впуске и охлаждающей жидкости в рубашке цилиндра (рис. 97, б).

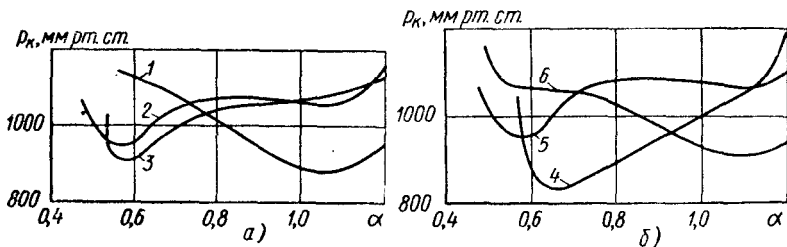


Рис. 97. Предельно допустимые по началу детонации давления наддува в зависимости от состава смеси (по данным Б. П. Лебедева):

а — при различных углах  $\delta$  перекрытия фаз впуска и выпуска ( $t_k = 80^\circ \text{C}$ ); б — при различных  $t_k$  ( $\delta = 40^\circ$  угла п. к. в.); 1 —  $\delta = 40^\circ$  угла поворота коленчатого вала; 2 —  $\delta = 80^\circ$ ; 3 —  $\delta = 120^\circ$ ; 4 —  $t_k = 80^\circ \text{C}$ ; 5 —  $t_k = 120^\circ \text{C}$ ; 6 —  $t_k = 190^\circ \text{C}$

В работе автора [16] было показано, что в условиях установки одиночных рабочих циклов, при высокой однородности заряда в цилиндре по составу и температуре и в отсутствие остаточных газов детонационная стойкость богатых ( $\alpha = 0,5 \div 0,6$ ) и стехиометрических смесей при одинаковых  $p_a$  и  $T_a$  оказывается практически одной и той же. Более высокая реакционная способность обогащенных смесей компенсируется меньшими температурами и давлениями последней части заряда.

Исходя из результатов специально поставленных опытов, в которых изменялись температурные условия в двигателе и степень неоднородности смеси, было высказано предположение, что обычно наблюдаемая повышенная антидетонационная стойкость богатых смесей вызывается наличием в остаточных газах мелких взвешенных сажевых частиц. При поступлении в цилиндры свежей смеси эти частицы начинают активно окисляться, препятствуя развитию низкотемпературных газофазных реакций и накоплению перекисей. Подтверждением этой гипотезы является наблюдаемое уменьшение склонности двигателей к детонации при длительной работе с присадками ЦТМ в результате отложения на стенках камер сгорания очень рыхлого, легко сдуваемого с них нагара. Как отмечалось в § 7, это связано с присутствием в нем окислов марганца, обладающих высокими температурами плавления и препятствующих коагуляции углеродистых частиц.

Учитывая, что поступающая в цилиндры автомобильных двигателей бензиновоздушная смесь никогда не бывает вполне однородной и в ней, как правило, содержатся капельки неиспаренного топлива, причем в тем больших количествах, чем смесь богаче, можно считать весьма вероятным образование в процессе сгорания обогащенных смесей мелких сажевых частиц. Вызываемый ими антидетонационный эффект должен быть тем сильнее, чем больше будет содержаться таких взвешенных частиц в последней части заряда, т. е. должен также зависеть от характера распределения этих частиц в объеме камеры сгорания, а соответственно от ее конфигурации, относительного расположения свечей и клапанов и характера вихревого движения рабочего заряда. Именно этим можно объяснить нередко наблюдаемую существенную разницу в склонности к детонации двигателей, весьма сходных по литражу и степеням сжатия.

Отличия в склонности к детонации (требуемых октановых числах) большого числа различных испытанных отечественных и зарубежных автомобильных двигателей с рабочим объемом от 0,4 до 10 л, диаметрами цилиндров от 55 до 125 мм и степенями сжатия от 5 до 12,5 иллюстрируются отдельными кривыми, показанными на рис. 98, построенными путем статистической обработки экспериментальных данных, и выражающими корреляционную связь  $ОЧ = f(\epsilon)$  для двигателей с диаметрами цилиндров 60; 90 и 120 мм.

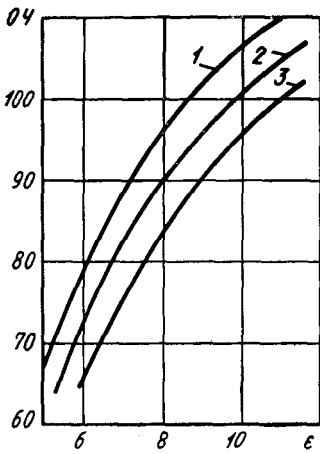


Рис. 98. Среднестатистические зависимости требуемых октановых чисел от степени сжатия при различных диаметрах цилиндра (по Д. М. Аронову):  
 1 —  $D = 120$  мм; 2 —  $D = 90$  мм; 3 —  $D = 60$  мм

Одно из распространенных объяснений существенного влияния размерности цилиндров на склонность двигателей к детонации сводится к тому, что причиной является увеличенный путь пламени от свечи зажигания до наиболее удаленных точек камеры сгорания. Однако опыт показывает, что в двигателях с различной размерностью цилиндров, но сходных по геометрическим очертаниям камер сгорания и характеру вихревого движения рабочего

заряда, длительность сгорания при одной и той же частоте вращения оказывается практически одинаковой. Следовательно, увеличенный путь пламени здесь не имеет значения.

Действительные причины повышенной склонности к детонации двигателей с большим объемом цилиндров зависят от особенностей развития предпламенных процессов и возникновения первичных очагов самовоспламенения в последней части заряда. Если считать, что размеры этих очагов пропорциональны некоторому среднему масштабу турбулентных пульсаций, а последний, в свою очередь, пропорционален линейным размерам камеры сгорания, например ее высоте, то очевидно, что масса горючей смеси, заключенная в таких первичных очагах, должна возрастать пропорционально  $V_h$ . Это означает, что количество энергии, выделяющейся при практически одновременном самовоспламенении указанных очагов, в которых температура и концентрация активных центров одинаковы по всему объему, также должно увеличиваться примерно пропорционально  $V_h$ .

Соответственно возрастает вероятность возникновения в процессе самовоспламенения первичных очагов большего размера ударных волн с амплитудой, достаточной для инициирования воспламенения в смежных объемах менее подготовленной смеси, т. е. его распространения по несгоревшей части рабочего заряда уже в виде детонационной волны.

Несмотря на рассмотренные отличия во влиянии отдельных факторов на склонность двигателей к детонации, одним из эффективных средств ее подавления во всех случаях является интенсивная турбулизация рабочего заряда, особенно в тех зонах камеры, до которых фронт пламени от свечи доходит в последнюю очередь, лучшее охлаждение этих зон и создание в них условий, неблагоприятствующих усилению возникающих первичных ударных волн.

Все это достигается при наличии в удаленных от свечи зонах камер сгорания вытеснителей (см. рис. 85), но если их площадь велика (превышает 25—30% площади поршня), то хотя склонность двигателя к детонации уменьшается, но одновременно снижается индикаторный к. п. д. вследствие замедленного догорания смеси, заключенной в образуемых вытеснителями «защемленных объемах» [77]. Это также может происходить из-за отсутствия рассмотренного в § 27 положительного влияния на скорость тепловыделения предпламенных реакций, развитие которых в таких «защемленных объемах» оказывается сильно замедленным.

### **§ 30. Современное состояние проблемы борьбы с детонацией в форсированных автомобильных двигателях**

Несмотря на успехи, достигнутые в повышении октановых чисел товарных автомобильных бензинов, а также в совершенствовании двигателей, острота проблемы борьбы с детонацией в современных форсированных поршневых двигателях легкого топлива с повышенными степенями сжатия не только не уменьшилась, но, наоборот, возросла. В первую очередь, это связано с особенностями используемых в настоящее время высокооктановых автомобильных бензинов типа АИ-93, повышенная антидетонационная стойкость которых в основном обязана большому содержанию (свыше 50%) сравнительно тяжелых ароматических углеводородов — продуктов каталитического риформинга жесткого режима.

В таких автомобильных бензинах, как А-66, А-72, большей антидетонационной стойкостью, как правило, обладали относительно легкие фракции, что приводило к автоматическому выравниванию склонности к детонации отдельных цилиндров двигателя при наличии неравномерного распределения между ними жидкой топливной пленки, в основном содержащей тяжелые фракции. При этом в «обедненные» цилиндры, где условия для возникновения детонации оказывались более благоприятными ( $\alpha = 0,95 \div 1,0$ ), поступали высокооктановые легкие фракции, а в менее склонные к детонации «обогащенные» цилиндры — низкооктановые, тяжелые. В еще большей степени способствовало указанному выравниванию склонности к детонации обогащенных и обедненных цилиндров использование бензинов с присадками ТЭС. Вследствие высокой температуры кипения последнего (около 200° С) его содержание в низкооктановой неиспарившейся топливной пленке оказывалось существенно большим, чем в высокооктановой паровой фазе.

В случае использования современных высокоароматизированных бензинов в обогащенные цилиндры преимущественно поступают высокооктановые тяжелые фракции, а в обедненные цилиндры — низкооктановые, легкие, что увеличивает вероятность возникновения в них детонации при наличии неравномерного

распределения смеси. Серьезность положения дополнительно усугубляется тем, что:

современные автомобильные бензины обладают повышенной склонностью к детонации на высоких скоростных режимах работы двигателя (см. § 29), когда она особенно опасна, так как вызываемое наличием ударных волн увеличение теплоотдачи в теплонапряженные детали камеры сгорания может приводить к тяжелым последствиям — обгоранию кромок поршней и выпускных клапанов, пригоранию поршневых колец, а также стимулировать появление преждевременного калильного зажигания, нередко завершающегося расплавлением поршней;

при работе форсированных двигателей на высоких скоростных и нагрузочных режимах наличие детонации трудно различимо на слух на фоне общего шума двигателя.

Все вместе взятое привело к попыткам усовершенствовать методы оценки антидетонационной стойкости автомобильных бензинов, по возможности приблизив эти методы к условиям, имеющим место в современных форсированных автомобильных двигателях.

Первое направление сводится к тому, чтобы производить раздельную оценку антидетонационной стойкости легких и тяжелых фракций — характеризовать бензины так называемыми октановыми числами распределения, одно из которых относится к бензину в целом, а второе — к тому же бензину при отсутствии в нем тяжелых фракций, что достигается отбором из впускного патрубка жидкой топливной пленки с помощью соответствующих устройств [28].

Другое направление сводится к попыткам разработки методов оценки антидетонационной стойкости автомобильных бензинов, в принципе сходных с существующими, но при значительно более высокой частоте вращения коленчатого вала, используя для этого специальные быстроходные одноцилиндровые установки, при сохранении в качестве эталонных изооктаногептановых смесей.

Третье направление состоит в поисках таких эталонных топлив, смеси которых в достаточной мере отражали бы склонность к детонации типичных современных высокооктановых автомобильных бензинов в условиях реальных форсированных двигателей.

Несмотря на крайнюю актуальность проблемы приведения в соответствие методов оценки антидетонационной стойкости современных автобензинов с их поведением в реальных форсированных двигателях, до сего времени ни один из рассмотренных путей еще не получил сколько-нибудь широкого распространения вследствие сложности вопроса и больших технических трудностей на пути его разрешения. Для этого потребовались бы замена огромного числа используемых во всем мире одноцилиндровых установок для определения октановых чисел, стандартизованных еще в 30-х годах, на более совершенные и разработка новых мировых стандартов.

Шагом вперед является введение оценки температурной чувствительности бензинов, т. е. определения их октановых чисел как по моторному, так и по исследовательскому методам, однако и этот путь вызывает значительные затруднения в нефтеперерабатывающей промышленности, так как требует соответствующих ограничений в выборе группового состава автомобильных бензинов.

Введение в методы детонационных испытаний автомобильных двигателей (согласно ГОСТ 10373—63) ряда таких условных параметров, как индексы детонационной жесткости двигателя или топлива, не способствуют внесению ясности в причины несоответствия между требованиями различных двигателей к антидетонационным характеристикам бензинов.

Следует обратить внимание на то, что по не совсем понятным пока причинам весьма высокой температурной чувствительностью, а соответственно повышенной склонностью к детонации, при высокой частоте вращения коленчатого вала обладает пропан [50]. Это обстоятельство необходимо учитывать при выборе характеристик автоматов регулирования угла опережения зажигания при переводе автомобильных двигателей на питание сжиженными газами.

### § 31. Калильное зажигание — его разновидности и проявления

Среди различных нарушений нормального протекания сгорания в форсированных двигателях легкого топлива наибольшую опасность представляет неуправляемое воспламенение рабочего заряда, источниками которого могут служить либо раскаленные частицы нагара, либо те или иные сильно перегретые детали в камерах сгорания. Эти две разновидности калильного зажигания обладают довольно существенными отличиями, в связи с чем целесообразно их рассмотреть раздельно.

**Калильное зажигание, инициируемое тлеющим нагаром (КЗН.)** Оно обычно возникает после достаточно длительной работы автомобильного двигателя на режимах малых нагрузок и холостого хода, способствующих обильному отложению нагара на днищах поршней и стенках камер сгорания, например, в условиях городской езды с ограниченными скоростями. При переходе к работе на больших нагрузках отложившийся нагар вследствие возникающих в нем термических напряжений начинает отслаиваться от стенок, и отдельные его частицы, находясь во взвешенном состоянии в рабочем заряде, нагреваются в течение тактов сгорания и выталкивания до температур, близких к температуре отработавших газов в конце такта выпуска. Когда в цилиндр поступает свежая смесь, такие раскаленные частицы, имеющие температуру свыше 1000 К, начинают интенсивно окисляться (тлеть), что может приводить к дополнительному разогреву их поверхности до еще

более высоких температур, достаточных для того, чтобы вызвать воспламенение окружающей газовой смеси.

Как отмечалось в § 11, возможность такого воспламенения зависит от скорости саморазогрева тлеющих углеродистых частиц, в значительной степени определяемой свойствами нагара, его пористостью, наличием в нем окислов металлов (при использовании топлив с присадками антидетонаторов), а также размерами частиц и их температурой в конце такта выпуска [17]. Возникновение КЗН также в сильной мере зависит от давления и температуры окружающей газовой смеси, которая возрастает при развитии в ней экзотермических предпламенных реакций. Это приводит к тому, что очаги воспламенения в первую очередь возникают в последних частях рабочего заряда, подвергающихся дополнительному сжатию в процессе распространения фронта пламени от свечи зажигания. Следствием такого «последующего» КЗН является возникновение в несгоревшей части смеси ряда дополнительных фронтов пламени, что может вызывать резкое увеличение скорости нарастания давления в конечных стадиях сгорания. Индикаторные диаграммы при наличии КЗН приобретают вид острых пик (рис. 99), иногда сопровождающихся небольшими вибрациями давления, сходными с наблюдаемыми при работе двигателя с легкой детонацией. Скорости повышения давления в конце сгорания при этом могут в несколько раз превышать значения  $dp/d\phi$  при нормальной работе двигателя и достигать значений 0,8—1,0 МПа/°.

Внешне это проявляется в виде глухого рокошущего стука, что послужило основанием характеризовать подобное явление в зарубежной литературе термином «рамбл» (грохот, рокот). Сильно повышенные значения  $p_2$  и  $dp/d\phi$  вызывают вибрации коленчатого вала в плоскости осей цилиндров и могут быть причиной его поломки. Хотя «рамбл» длится недолго, обычно не более нескольких десятков секунд, в течение которых происходит выгорание отложившегося нагара, но помимо неприятного звукового эффекта и механических перегрузок деталей кривошипно-шатунного механизма он ухудшает динамику разгона автомобиля, а повышенная теплоотдача в стенке вследствие более высоких температур и давлений сгорания может быть причиной возникновения преждевременного воспламенения уже не от нагара, а от

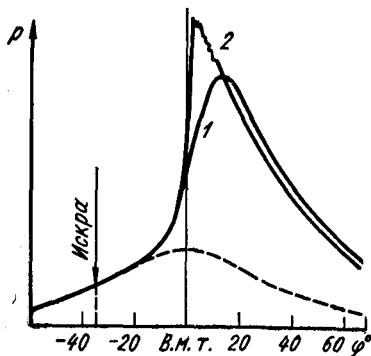


Рис. 99. Индикаторные диаграммы:

1 — при нормальном сгорании; 2 — при наличии последующего воспламенения от тлеющих частиц нагара



перегрева отдельных деталей в камерах сгорания. Преждевременное воспламенение еще до подачи искры на свечу может также вызываться особенно крупными и сильно нагретыми частицами нагара.

Явления типа «рамбл» в основном присущи американским автомобилям с двигателями большого литража, обладающими очень большим запасом мощности и потому значительную часть времени работающими на режимах малых нагрузок, но встречаются и в отечественных автомобилях, особенно при использовании бензинов с высоким содержанием ароматических углеводородов и с присадками ТЭС.

Возникновению КЗН («рамбл») способствуют высокие степени сжатия и коэффициенты наполнения, значения  $\alpha \approx 0,95$  и малые углы опережения зажигания, вызывающие повышение температуры отработавших газов, а соответственно и взвешенных в них частиц нагара.

**Взаимодействие детонации и КЗН.** В некоторых случаях КЗН проявляет себя более своеобразным путем — приводит к появлению так называемой перемежающейся детонации (по американской терминологии — wild ring, т. е. дикий, нерегулярный стук). Это явление объясняется следующим образом: если в период разгона автомобиля после достаточно длительной работы двигателя на режимах малых нагрузок и обогащенных смесях (это приводит к отложениям в камерах сгорания нагара), углы опережения зажигания оказываются настолько большими, что вызывают появление детонации, то возникающие при этом ударные волны чисто механическим путем «сдирают» со стенок частицы нагара. Последние, раскаляясь, могут вызывать возникновение в несгоревшей части смеси очагов КЗН, что приводит к прекращению детонации в течение нескольких последовательных циклов, пока такие тлеющие частицы не будут вынесены из камеры сгорания или не сгорят. После этого детонация снова возникает, вызывая появление взвешенных частиц нагара, которые опять способствуют ее подавлению, и так далее. Указанное явление может регулярно повторяться в течение довольно большого числа последовательных рабочих циклов.

На рис. 100 приведена серия кинокадров, полученных в нижнеклапанном двигателе с кварцевой крышкой цилиндра, дающих наглядное представление о возникновении указанным путем ряда дополнительных очагов пламени в несгоревшей части заряда, в результате чего скорость завершения сгорания увеличивается, а детонация исчезает.

Необходимо отметить, что такое же периодическое подавление детонации в течение ряда последовательных циклов, после чего она снова возникает, по-видимому, может иметь место и в тех случаях, когда сорванные детонацией со стенок камеры сгорания частицы нагара оказываются настолько мелкими, что еще не способны вызвать КЗН, но тем не менее могут способствовать подавлению

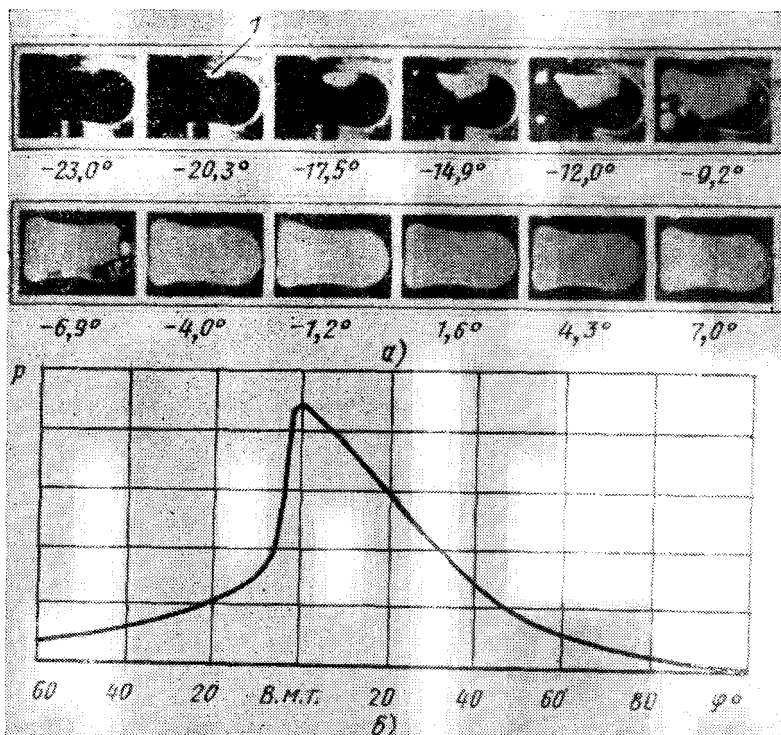


Рис. 100. Возникновение ряда дополнительных очагов (фронтов) пламени от частиц раскаленного нагара, вызывающих ускоренное завершение сгорания и подавление детонации:

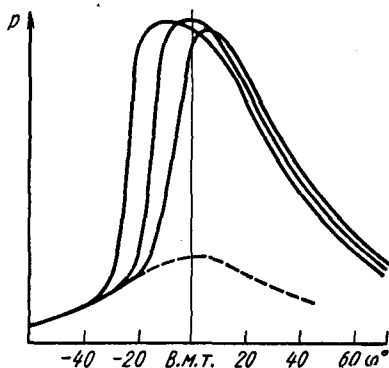
*a* — серия кинокадров с указанием соответствующих углов поворота коленчатого вала от в. м. т.; *б* — отвечающая этому же циклу индикаторная диаграмма; 1 — фронт пламени от свечи [111]

нию детонации из-за обрыва реакционных цепей (см. стр. 67).

**Калильное зажигание от перегретых поверхностей (КЗП).** Оно в большей мере присуще европейским автомобилям, в том числе и отечественным с двигателями относительно небольшого литража, значительную часть времени работающими на форсированных режимах. Чаще всего источниками КЗП являются перегретые центральные электроды или юбочки изоляторов свечей, но ими также могут служить тарелки выпускных клапанов.

В отличие от КЗН, которое прекращается по мере выгорания отложений нагара, КЗП, наоборот, обладает склонностью к прогрессивному самоусилению — возникновению все раньше и раньше в такте сжатия. Именно этим определяется крайняя опасность этого вида нарушения сгорания в современных форсированных двигателях, приводящего к самым тяжелым последствиям, например, таким, как расплавление поршней.

Рис. 101. Индикаторные диаграммы ряда последовательных циклов двигателя с резко выраженным преждевременным воспламенением от накаливаемой поверхности



Причиной самоусиления КЗП является резкое увеличение теплоотдачи от преждевременно сгоревших газов как вследствие существенно более высокой их температуры, так как продукты сгорания дополнительно сжимаются поршнем, так и вследствие увеличения времени пребывания таких горячих газов в цилиндре (рис. 101). Скорость такого прогрессивного самоусиления КЗП

в современных форсированных, а соответственно весьма теплонапряженных двигателях, бывает крайне высокой. Так, например, в опытах автора четырехцилиндровый двигатель воздушного охлаждения с рабочим объемом 1,2 л мог длительно работать при полностью открытой дроссельной заслонке при  $n = 3500$  об/мин с оптимальным углом опережения зажигания  $32^\circ$  до в. м. т., причем еще не наблюдалось никаких признаков преждевременного КЗП. Увеличение угла зажигания всего лишь на  $3^\circ$  (до  $\varphi_{з.кр} = 35^\circ$ ) вызвало появление КЗП в одном из цилиндров, источником которого служила недостаточно «холодная» свеча, причем уже через 15 с КЗП стало возникать за  $100^\circ$  и более до в. м. т., а через 50 с произошло прогорание поршня. В двигателях жидкостного охлаждения КЗП прогрессирует несколько медленнее, но тоже очень интенсивно.

Наглядные представления о динамике развития КЗП во времени дает метод, основанный на регистрации с помощью ионизационного датчика моментов появления пламени в камере сгорания двигателя в каждом из большего числа последовательных рабочих циклов. С помощью соответствующей электронной схемы эти моменты записываются на ленте шлейфового осциллографа в виде вертикальных черточек, высота

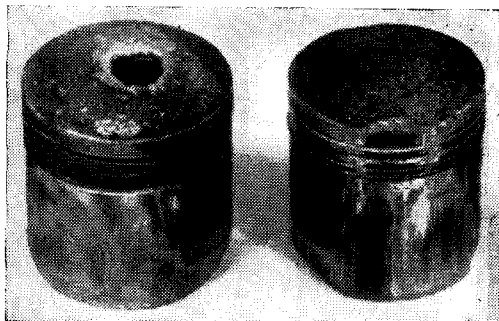


Рис. 102. Разрушения поршней в результате преждевременного калильного зажигания

которых пропорциональна углу поворота коленчатого вала до в. м. т., при котором возникло КЗП [18].

Опасность КЗП усугубляется тем, что в отличие от других нарушений нормального сгорания, например детонации, которая характеризуется появлением звонких стуков, наличие даже весьма интенсивного КЗП в одном из цилиндров многоцилиндрового двигателя может остаться незамеченным, особенно при езде с большими скоростями по дорогам переменного профиля. И нет ничего удивительного в том, что в условиях соревнований даже весьма опытные водители обнаруживают КЗП уже тогда, когда оно привело к прогоранию поршня (рис. 102).

Возникновению КЗП способствуют все факторы, вызывающие повышение максимальных температур и давлений сгорания, а именно: высокая степень сжатия, большой коэффициент наполнения, состав смеси в пределах  $\alpha = 0,8 \div 0,9$ , ранний угол опережения зажигания (в отличие от КЗН, где влияние угла опережения зажигания оказывается прямо противоположным). Влияние частоты вращения коленчатого вала на КЗП оказывается противоречивым — по одним данным КЗП возникает преимущественно на максимальных скоростных режимах двигателя, по другим — при значениях  $n$ , отвечающих максимуму крутящего момента. По-видимому, это связано с условиями охлаждения двигателей.

Возникновению КЗП может способствовать наличие детонации, а также ускоренное завершение сгорания из-за развития в несгоревшей части рабочего заряда предпламенных реакций, еще не приводящих к детонации.

### § 32. Склонность различных топлив к калильному зажиганию

Изучению отличий в склонности к калильному зажиганию обоих типов — инициируемому тлеющими частицами нагара (КЗН) и накаливаемыми металлическими поверхностями (КЗП) различных индивидуальных углеводородов и товарных бензинов посвящено большое число исследований. При этом по рассмотренным в § 31 причинам в США основное внимание уделялось КЗН, а в Европе — КЗП. Известен также ряд попыток разработки методов сравнительной оценки склонности различных топлив к этим разновидностям нарушения сгорания в двигателях легкого топлива, хотя до сего времени ни один из таких методов не является общепризнанным и не стандартизован. Это можно объяснить не только сложностью самих происходящих явлений и противоречивостью в ряде случаев получаемых результатов, но и теми огромными трудностями, которые повлекло бы за собой введение дополнительных требований к автомобильным бензинам не только в отношении их антидетонационной стойкости, но и с точки зрения их стойкости против калильного зажигания.

**Методы исследования КЗН.** Наглядные представления о влиянии на КЗН как свойств самих топлив, так и получающихся при их сгорании нагаров, дает метод, основанный на однократном вбрасывании во впускной тракт двигателя некоторого количества частиц нагара определенных размеров. Находясь во взвешенном состоянии в сгоревших газах, эти частицы раскаляются, а при впуске в цилиндр свежей смеси дополнительно разогреваются за счет тления, приводя, в зависимости как от режимных параметров двигателя (степени сжатия, нагрузки, частоты вращения коленчатого вала, угла опережения зажигания), так и от свойств топлива и вводимого нагара к появлению в том или ином числе рабочих циклов после вбрасывания нагара иногда преждевременного, но чаще последующего воспламенения — явлениям типа «рамбл» (рокота). Использование этого метода позволило уточнить целый ряд вопросов, относящихся как к природе КЗН, так и к его зависимостям от различных факторов [17].

Для сравнительной оценки стойкости тех или иных топлив к КЗН в США используют метод, основанный на сопоставлении их поведения в двигателе в процессе накопления нагара с поведением в тех же условиях смесей изооктана, являющегося общепризнанным эталоном топлива, наименее склонного к КЗН, и весьма склонного к нему бензола с добавлением к таким смесям 0,82 г/кг ТЭС, что приближает их к американским этилированным бензинам. Отсюда сокращенное название метода — LIB (Lead—Isooktane—Benzene), т. е. свинец, изооктан, бензол). Калильная стойкость топлива выражается подобно октановому числу числом LIB, отвечающему процентному содержанию изооктана в эквивалентной смеси.

Но этот метод мало удобен, так как предусматривает длительный срок накопления нагара до стабилизации его отложений в камерах сгорания, а нерегулярность циклов, в которых возникает КЗН, вызываемое периодически отслаивающимися от стенок частицами нагара, требует применения сложных методов статистической регистрации [107].

В СССР разработан оригинальный метод ускоренной сравнительной оценки склонности различных топлив к КЗН [5], основанный на регистрации с помощью ионизационного датчика, помещенного в камере сгорания несколько переоборудованного одноцилиндрового двигателя ИТ9-2 и соответствующего счетного устройства числа циклов, в которых калильное воспламенение возникает настолько рано в такте сжатия, что фронт пламени достигает ионизационного датчика до в. м. т. Метод предусматривает работу двигателя в течение 30 мин на режиме, благоприятствующем накоплению нагара, после чего он переводится на режим, благоприятствующий возникновению КЗН. Параметры этих режимов приведены в табл. 6.

В качестве эталонного топлива принят бензол с добавкой 0,82 г/кг ТЭС. Получаемое при проведении контрольных испыта-

Условия работы двигателя

Параметры	Режимы	
	накопления нагара	выжигания нагара
Частота вращения, об/мин . . . . .	1200	1200
Степень сжатия . . . . .	6	7
Угол зажигания . . . . .	25° до в. м. т.	В. м. т.
Температура подогрева топливовоздушной смеси, °С . . . . .	100	152
Состав смеси ( $\alpha$ ) . . . . .	0,6	1,0
Температура воды в рубашке цилиндра, °С . . . . .	65	100
Продолжительность цикла . . . . .	30 мин	До прекращения регистрируемых калильных вспышек

ний на этом топливе число калильных вспышек условно принимается за 100%. Соответственно склонность испытуемого топлива к КЗН выражается калильным числом, представляющим отношение числа полученных на этом топливе калильных вспышек к числу вспышек на эталонном топливе, умноженном на 100. Метод позволяет производить оценку склонности отдельных топлив к КЗН, как со своим нагаром (накопленным при работе двигателя на том же топливе), так и с нагаром, полученным на эталонном топливе, а также склонности эталонного топлива к КЗН в случае нагара, накопленного на испытуемом топливе.

Результаты проведенных испытаний показали, что склонность различных топлив к КЗН в основном определяется свойствами образующихся при их сгорании нагаров — калильной активностью последних, что вполне соответствует результатам изучения особенностей воспламенения тлеющими углеродистыми частицами, рассмотренными в § 11 и в § 31. Оцененные этим методом калильные числа некоторых индивидуальных углеводородов и товарных бензинов приведены в табл. 7.

Эффективным средством борьбы с КЗН является присадка к бензину фосфорных соединений, резко подавляющих склонность частиц нагара к саморазогреву за счет тления. Скорость последнего, наоборот, сильно увеличивается при наличии в нагаре окислов металлов, входящих в состав антидетонаторов (см. стр. 89).

**Методы оценки стойкости топлив против КЗП.** Эти методы разрабатывались в течение ряда лет в Англии в лаборатории Рикардо. В основу положено сопоставление испытуемых топлив по их стойкости к КЗП, вызываемого установленной в камере сгорания быстроходного одноцилиндрового двигателя нагреваемой

Сравнительная оценка склонности различных топлив  
к КЗН и их стойкости против КЗП

Топливо	Октановые числа		Склонность к КЗН [5]	Стойкость против КЗП	
	И	М		[90]	[91]
Изооктан . . . . .	100	100	0 (2)	100 (108)	100 (117)
Метилциклогексан . . . . .	75	71	— (5)	48 (52)	— —
Диизобутилен . . . . .	102	85	— (8)	65 (68)	50 —
Бензол . . . . .	113	111	33 (100)	28 —	31 —
Толуол . . . . .	116	102	— (100)	90 (94)	91 —
Ортоксилол . . . . .	—	97	— (122)	100 —	100 —
Изопропилбензол (ку- мол) . . . . .	—	99	— (132)	15 —	10 —
Циклогексан . . . . .	83	77	— —	<0 —	0 —
Гексан-2 . . . . .	93	81	— —	—27 —	— —
Пропан . . . . .	—	100	— —	— —	69 —
Изобутан . . . . .	101	99	— —	— —	115 —
Метилловый спирт . . . . .	100	100	— —	— —	— —
Бензин А-76 . . . . .	—	76	— (12)	— —	— —
Бензин А-86/93 . . . . .	93	85	20 (40)	— —	— —

Примечание. Цифры в скобках отвечают тем же топливам с добавлением 0,82 г/кг ТЭС.

электрическим током спирали, со стойкостью в тех же условиях соответствующих эталонных смесей. В качестве верхнего эталона (наименее склонного к КЗП) принят изооктан. В качестве нижнего эталона первоначально использовался изопропилбензол (кумол) [90], который в дальнейшем был заменен циклогексаном [91]. Стойкость топлива против КЗП выражается калильным индексом, отвечающим процентному содержанию изооктана в эквивалентной эталонной смеси.

Результаты проведенных исследований показали, что стойкость различных топлив против КЗП в основном определяется разностью между температурой «горячей точки», вызывающей калильное зажигание в определенный момент цикла ( $10^\circ$  до в. м. т.), и той температурой, которую она приобретает в отсутствие дополнительного электроподогрева при работе двигателя на том же режиме. Так как эта разность температур оказывается приблизительно пропорциональной мощности электроподогрева, последняя является удобным параметром, характеризующим склонность тех или иных топлив и КЗП в процессе проведения испытаний.

Оцененные указанным способом калильные числа ряда индивидуальных углеводородов в чистом виде и с добавлением ТЭС с использованием в качестве нижних эталонов циклогексана и кумола приведены в табл. 7.

Характерно не только отсутствие какого-либо соответствия между октановыми числами топлив и их калильной стойкостью, но также отсутствие связи между склонностью одних и тех же топлив к КЗН и их стойкостью против КЗП. Так, например, весьма стойкие против детонации и КЗП толуол и ортоксилол оказываются очень склонными к КЗН, в то время как также очень стойкий против детонации кумол в равной мере склонен к КЗП и КЗН. В несколько меньшей степени этим же свойством обладает бензол.

Резко бросается в глаза противоположное влияние на КЗН и КЗП присадок ТЭС, которые во всех случаях стимулируют КЗН и затрудняют возникновение КЗП. Обращает на себя внимание особенно высокая склонность к КЗП метилового спирта, а также большая склонность к нему пропана по сравнению, например, с изобутаном, хотя детонационная стойкость их практически одинакова. Установлено [92] существенное влияние на склонность отдельных топлив к КЗП таких факторов, как теоретическая температура пламени и скорость сгорания, которыми при прочих равных условиях определяются максимальные температуры цикла. Однако объяснить исходя из существующих теоретических представлений повышенную склонность к КЗП таких топлив, как метиловый спирт или пропан, не представляется возможным. Вопрос требует дальнейших более углубленных исследований.

В связи с тем, что за счет Махе-эффекта (см. § 17) наивысшие температуры сгоревших газов достигаются в зонах свечей зажигания, причем длительность контакта последних с горячими газами также максимальна, источниками КЗП чаще всего являются перегретые центральные электроды свечей, теплоотвод от которых наиболее затруднен. В то же время установлено, что КЗП может вызываться также отложениями на выпускных клапанах тугоплавких и малотеплопроводных окислов кальция и бария, те или иные соединения которых входят в состав моющих присадок к современным моторным маслам. Исходя из результатов проведенных исследований [92] время работы двигателей, необходимое для накопления на тарелках клапанов таких отложений в количествах, достаточных для того чтобы вызвать КЗП, обычно измеряется сотнями часов. Оно существенно увеличивается в случае применения клапанов с натриевым охлаждением.

### § 33. Тепловые характеристики свечей зажигания

Как уже отмечалось, источниками наиболее опасного для современных форсированных автомобильных двигателей быстро прогрессирующего преждевременного калильного зажигания чаще всего являются недостаточно «холодные» свечи, обладающие слишком низкими для данного двигателя так называемыми калильными числами. Даже в тех случаях, когда первопричиной возникновения КЗ служат какие-либо другие перегретые детали или частицы тлеющего нагара, имеющие при этом место усиление теплоотдачи



от горящих и сгоревших газов в стенки прежде всего приводит к нарушению теплового баланса центральных электродов и изоляторов свечей, теплоотвод от которых наиболее затруднен, а тепловая инерция мала.

Калильное число свечи (КЧ) — условный параметр, характеризующий ее стойкость против перегрева в условиях двигателя. В разработанном первоначально фирмой БОШ методе испытаний свечей их калильные числа соответствовали отрезкам времени (в секундах) от момента пуска специального теплонапряженного нормально прогретого двухтактного двигателя, с быстрым выходом на режим полной нагрузки, до того момента, когда испытываемая свеча начинала вызывать признаки преждевременного калильного зажигания. В дальнейшем метод подвергся ряду усовершенствований и обычно сводится к определению давления наддува (значения  $p_i$ ), при котором испытываемая свеча начинает «калиться» при работе специального одноцилиндрового двигателя на строго заданном режиме, постоянной влажности и температуре поступающего воздуха. С помощью соответствующих таблиц полученные значения  $p_i$  могут быть переведены в калильные числа, отвечающие прежнему методу испытаний.

Единый международный стандарт на метод оценки калильных чисел свечей пока отсутствует.

Калильное число свечи зависит от соотношения между скоростью подвода тепла от горячих газов к центральному электроду и открытой части юбочки изолятора и условиями теплоотдачи от них в корпус свечи и далее в тело головки цилиндра, или в окружающую воздушную среду. Чем короче выступающая в камеру сгорания часть изолятора от так называемого теплоотводящего конуса, которым изолятор прижат через медную прокладку к корпусу свечи, тем меньше поверхность, воспринимающая тепло, и одновременно короче путь теплоотвода. Скорость последнего также зависит от материала изолятора — его теплопроводности. В связи с этим некоторыми фирмами, изготовляющими свечи, принято выражать их тепловые характеристики расстоянием  $l$  от конца нарезанной части свечи до кромки уплотнительной прокладки (рис. 103). Подобный способ маркировки принят, в частности, в СССР, причем одновременно указывается материал изолятора. Например, маркировка А6,5-БС отвечает автомобильной свече с расстоянием  $l_{св} = 6,5$  мм и боркорундовым изолятором, маркировка А7,5-УС — расстоянию  $l_{св} = 7,5$  мм и изолятору из уралита.

На рис. 103 показано типичное устройство «горячей» и двух «холодных» свечей: с короткой нарезанной частью около 12 мм и современного типа с длиной резьбы 19 мм, что позволяет обеспечить лучшее охлаждение и уменьшить опасность срыва резьбы в алюминиевых головках. У «холодных» свечей практически все тепло от изолятора отводится через резьбу в тело головки цилиндра, в то время как у «горячей» свечи теплоотвод осуше-

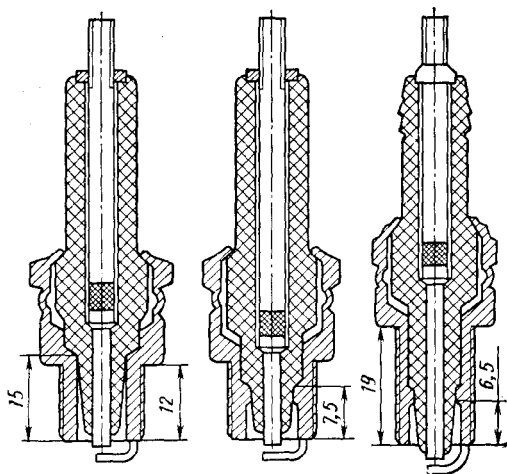


Рис. 103. Устройство современных автомобильных свечей зажигания, отличающихся различной калильной стойкостью, с указанием путей теплоотвода

ствляется в тело головки в основном через прокладку и одновременно в окружающий воздух.

Температура центрального электрода в значительной мере определяется условиями его заделки в отверстие изолятора, в частности, величиной зазора между ними, который необходим для компенсации различий в коэффициентах

теплового расширения металла и керамики. Этот зазор должен быть минимальным не только для улучшения теплоотвода от электрода, но и потому, что именно в указанном зазоре могут создаваться условия, особо благоприятствующие воспламенению горючей смеси, которая оказывается заключенной в полости, ограниченной поверхностями с температурой  $800^{\circ}\text{C}$  и более. При таких высоких температурах «гасящий» размер щели (см. стр. 111) может быть очень небольшим, особенно при достаточно высоких давлениях сжатия.

Одной из причин снижения КЧ свечей может быть смещение центрального электрода к краю отверстия в изоляторе, что может вдвое увеличить размер щели, в которой возможно возникновение воспламенения при той же величине диаметра зазора.

Хотя прямые экспериментальные данные о воспламенении газовых смесей в подобных горячих щелях отсутствуют, но о том, что именно в них может возникать КЗ, свидетельствуют результаты опытов автора, в которых в одном из цилиндров двигателя была специально установлена дефектная свеча А7,5-УС с ненормально низким калильным числом — около 115, в то время как в остальных цилиндрах стояли свечи с КЧ  $> 200$ . При работе двигателя на чистом бензине АИ-93 указанная свеча начинала вызывать КЗП при угле опережения зажигания  $\varphi_{зкр} = 25^{\circ}$  ( $n = 3500$  об/мин, при полностью открытой дроссельной заслонке,  $\alpha = 0,95$ ). Когда же бензин АИ-93 был заменен на специально приготовленный бензин с тем же октановым числом, но с присадкой 0,5 г/кг ЦТМ, то в течение первых 2 ч работы двигателей на таком же режиме критический угол зажигания, отвечающий появлению КЗП, стал непрерывно возрастать и достиг значения  $\varphi_{зкр} = 42^{\circ}$ , что примерно отвечало увеличению КЧ указанной дефектной свечи

до 180. Ее осмотр показал, что причиной такого сильного повышения калильного числа явилось заполнение окислами марганца в первую очередь зазора между центральным электродом и изолятором, в результате чего этот зазор был практически полностью устранен. В процессе дальнейшей работы двигателя на том же бензине с ЦТМ окислы марганца стали откладываться также на всей остальной поверхности электрода и изолятора, и по мере увеличения толщины этих отложений КЧ свечи начало снижаться, хотя все же продолжало оставаться существенно большим, чем у «чистой» свечи с открытым зазором.

Следует отметить, что проблема подбора свечей по их оптимальным для данного двигателя тепловым характеристикам является очень трудной и противоречивой. С одной стороны, необходимо гарантировать отсутствие возникновения КЗП на наиболее теплонапряженных режимах при обязательном наличии определенного запаса калильной стойкости свечей с учетом возможных отклонений в углах опережения зажигания, обеспечиваемых центробежным и вакуумным автоматами, и точностью изготовления кулачков прерывателя. С другой стороны, необходимо, чтобы при длительной работе двигателя на режимах малых нагрузок и холостому ходу не происходило закоксования свечей, для чего температуры конца юбочки изолятора и центрального электрода не должны быть ниже 400—450° С, что обеспечивает выгорание углеродистых отложений. Удовлетворить указанным противоречивым требованиям особенно трудно в случае применения бензинов с высоким содержанием ароматических углеводородов, с одной стороны, обладающих более высокими температурами пламени, а с другой — повышенной склонностью к отложениям нагара.

### **§ 34. Особенности процесса сгорания в роторно-поршневых двигателях (РПД)**

С начала 70-х годов двигатели этого типа приобрели большее распространение. Так, например, в 1973 г. в ФРГ их было выпущено около 40 тыс. шт., в Японии — около 200 тыс. Преимуществами РПД являются их компактность, малая удельная масса, плавность и малая шумность работы, пониженная склонность к детонации. Основной недостаток РПД — повышенный удельный расход топлива, что вызывается целым рядом причин, связанных с особенностями протекания процесса сгорания и условиями теплоотдачи.

1. Конфигурация камеры сгорания в РПД, выполняемой (как показано на рис. 104) в виде небольшого углубления в теле ротора, весьма неблагоприятна с точки зрения получения высокой скорости и полноты сгорания и малой теплоотдачи в стенки. Значительная часть рабочего заряда заключена в узких зазорах между поверхностями ротора и статора. Хотя вытеснение смеси

в конце такта сжатия из этих зазоров в основной объем камеры сгорания и создает в нем дополнительную турбулизацию заряда аналогично тому, как это имеет место при наличии вытеснителей в камерах сгорания поршневых двигателей, однако относительная поверхность таких вытеснителей в РПД крайне велика.

2. В РПД имеют место значительные утечки газов из очередной рабочей полости, в которой происходит сгорание, в обе смежные через зазоры между уплотнительными пластинами ротора и поверхностями статора, что особенно сильно сказывается при низких частотах вращения эксцентрикового вала. Если утечка в предыдущую по порядку работы полость, в которой происходит сжатие, особого вреда не причиняет, так как просочившиеся в нее газы снова принимают участие в сгорании, то несгоревшая смесь, просочившаяся в полость, в которой уже происходит расширение продуктов сгорания от предыдущего цикла, хотя и успевает частично догореть, но уже практически без совершения полезной работы.

3. Относительно большие, по сравнению с поршневыми двигателями, длительности не только самого сгорания, но и вообще пребывания в рабочей полости газов, имеющих высокую температуру. Это связано с тем, что объем полости сжатия изменяется в РПД по косинусоидальному закону, в то время как наличие сравнительно коротких шатунов в поршневых двигателях вызывает сокращение времени нахождения поршня вблизи в. м. т.

Процесс сгорания в РПД сильно растягивается во времени, в связи с чем максимальные давления и температуры рабочего

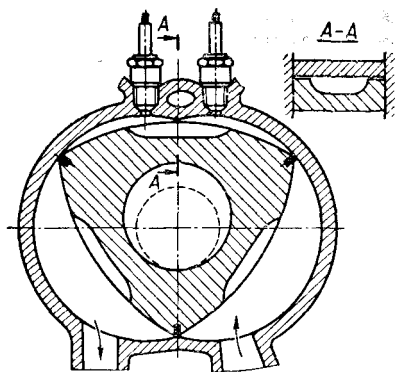


Рис. 104. Конфигурация камеры сгорания РПД при положении очередной рабочей полости в в. м. т.

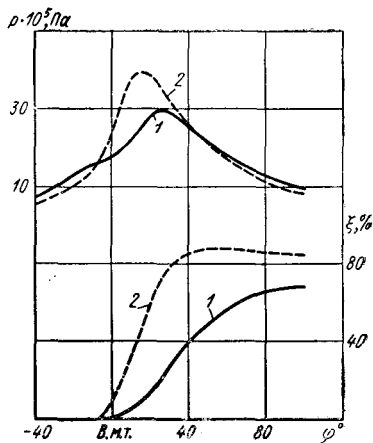


Рис. 105. Сопоставление индикаторных диаграмм и характеристик активного тепловыделения двигателей:

1 — роторно-поршневого; 2 — поршневого [1]

цикла оказываются значительно более низкими, чем в поршневых двигателях. На рис. 105 сопоставлены развернутые индикаторные диаграммы и характеристики активного тепловыделения, полученные в РПД при степени сжатия  $\epsilon = 8,5$ ,  $n = 3500$  об/мин эксцентрикового вала и в двигателе ГАЗ-21 при  $\epsilon = 6,75$ ,  $n = 2000$  об/мин [1]; в обоих случаях  $\alpha = 1$ , углы опережения зажигания оптимальные. Учитывая, что полная длительность четырехтактного рабочего цикла в каждой из полостей РПД отвечает трем оборотам эксцентрикового вала против двух оборотов коленчатого вала у поршневого двигателя, угловой масштаб во втором случае увеличен в 1,5 раза.

Видно, что кривая тепловыделения в РПД идет значительно более полого и процесс догорания продолжается в течение всего такта расширения. Сильно пониженные значения  $p_z$  и  $T_z$  приводят к меньшей склонности РПД к детонации, чему дополнительно способствует наличие в камере сгорания значительных по своей площади хорошо охлаждаемых «защемленных объемов». При степенях сжатия 8,5—9 в РПД вполне возможно использование бензина А-76.

Несколько улучшить протекание процесса сгорания в РПД удастся установкой в камере сгорания двух свечей зажигания с небольшим сдвигом по фазе цикла моментов подачи на них искровых импульсов, что обеспечивает более быстрый и равномерный охват пламенем всего объема рабочего заряда и улучшает условия пуска холодного двигателя.

Следует, однако, признать, что несмотря на неблагоприятную для развития сгорания форму камеры и растянутость процесса тепловыделения, удельные расходы топлива в лучших современных моделях РПД превышают расходы топлива в также хороших поршневых двигателях всего лишь на 12—15%, что можно объяснить меньшими потерями энергии на трение и газообмен, а также в систему охлаждения. Последнее связано с меньшими температурами сгорания и пониженными значениями коэффициента теплоотдачи вследствие относительно невысокой интенсивности турбулентности.

Известны попытки создания также дизельных вариантов РПД как с непосредственным впрыском топлива в камеру сгорания в конце такта сжатия, так и вихрекамерных. Однако осуществление чисто дизельного процесса в РПД встречает значительные трудности.

Исходя из имеющихся данных более рациональным является использование в РПД впрыска тяжелого топлива в камеру сгорания в сочетании с искровым зажиганием. Относительно простые по своему устройству РПД такого типа с воздушным охлаждением успешно используются в качестве пусковых агрегатов тракторных дизелей вместо обычно применяемых для этой цели двухтактных бензиновых двигателей, что избавляет от необходимости в двух различных видах топлива.

## СГОРАНИЕ В ДИЗЕЛЯХ

## § 35. Общий анализ; отдельные фазы процесса

Вряд ли можно найти какую-либо другую область машиностроения, в которой одновременно существовало бы такое разнообразие конструктивных решений, как в камерах сгорания дизелей. Ряд особенностей протекания сгорания в камерах различных типов будет рассмотрен ниже; общим во всех случаях остается инициирование горения в результате самовоспламенения топлива, впрыскиваемого в нагретый сжатием воздух, и совместное развитие процессов смесеобразования и сгорания образующейся неоднородной смеси<sup>1</sup>.

Однако возможные способы организации такого сложного и внутренне противоречивого процесса могут быть очень разнообразны, причем каждый из этих способов обладает своими преимуществами и недостатками. Наиболее широко используются в современных дизелях:

1) камеры сгорания открытого типа (однополостные), в которых достаточно равномерное распределение топлива в объеме воздушного заряда достигается применением форсунок с большим числом сопловых отверстий, причем специально организованное вихревое движение воздуха отсутствует (рис. 106, а);

2) сходные по своим очертаниям, также однополостные камеры сгорания, в которых создается достаточно интенсивное вращательное движение воздушного заряда, что позволяет обойтись меньшим числом струй впрыскиваемого топлива; сюда же относятся камеры сгорания чечевицеобразной формы, образуемые соответствующими углублениями в днищах противоположно движущихся поршней двухтактных дизелей с прямоточной продувкой цилиндров (рис. 106, б);

3) камеры сгорания, где основная полость, в которую впрыскивается топливо, выполняется в виде той или иной формы углубления в днище поршня, существенно меньшего диаметра, чем цилиндр. Процесс смесеобразования осуществляется за счет соответствующим образом организованного вихревого движения воздушного заряда, тангенциального (рис. 106, в) или радиального

---

<sup>1</sup> Использование в некоторых случаях, в так называемых многотопливных дизелях, искрового зажигания не меняет существа дела, так как такое принудительное зажигание служит лишь вспомогательным средством, обеспечивающим воспламенение в оптимальный момент по фазе цикла независимо от свойств используемого топлива. В равной мере это относится и к установке в камерах сгорания тех или иных «горячих поверхностей», облегчающих воспламенение впрыскиваемого топлива, а также нагреваемых электрическим током спиралей, обеспечивающих запуск холодного двигателя.

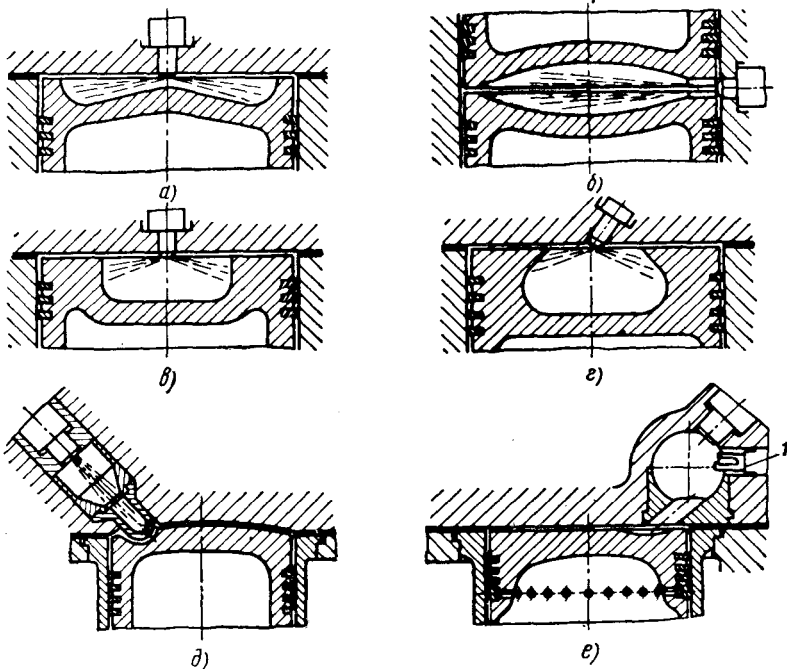


Рис. 106. Схемы некоторых наиболее распространенных камер сгорания быстроходных дизелей:

*a* и *б* — открытые камеры с объемно-струйным смесеобразованием; *в* и *г* — полуразделенные камеры с объемно-пленочным смесеобразованием; *д* — предкамера; *е* — вихревая камера; *1* — калильная свеча

(рис. 106, *г*). В связи с тем, что начальные стадии процессов смесеобразования и сгорания локализируются в основной полости камеры, а завершение сгорания происходит уже в существенно иных условиях в полости цилиндра, будем называть такие камеры полуразделенными;

4) двухполостные, или разделенные, камеры, в которых топливо впрыскивается в той или иной конфигурации и размеров полость, отделенную от полости цилиндра одним или несколькими каналами относительно небольшого сечения (рис. 106, *д*, *е*). Смесеобразование здесь осуществляется за счет высоких скоростей втекания воздуха в дополнительную камеру в такте сжатия, а ускоренное завершение сгорания — за счет выбрасывания с еще более высокими скоростями не полностью сгоревших газов из дополнительной камеры в полость цилиндра в начале такта расширения.

В открытых камерах струи впрыскиваемого топлива не достигают стенок — имеет место так называемое объемно-струйное

смесеобразование. В полуразделенных камерах вследствие относительно малого диаметра основной полости некоторая часть капель топлива достигает стенок, оседая на них в виде жидкой пленки, с поверхности которой происходит дальнейшее испарение, т. е. имеет место объемно-пленочное смесеобразование.

К полуразделенным относятся также камеры с преимущественно пленочным смесеобразованием (М-процесс), а также с расслоением заряда (так называемое пристеночное смесеобразование). Особенности процессов в этих камерах будут рассмотрены отдельно в § 37.

Рассмотрим особенности процесса воспламенения и сгорания в случае объемно-струйного смесеобразования в открытых камерах без завихривания заряда.

В зависимости от конструктивных особенностей топливной аппаратуры, размеров сопловых отверстий форсунок и давлений впрыска топливо поступает в камеру сгорания в виде мелких капель, диаметр которых может колебаться в пределах 2—100 мкм. В начальный и конечный периоды впрыска капли крупнее, в середине впрыска они мельче; более крупные капли сосредоточены в центральной зоне факела распыла, мелкие — ближе к его периферии. Скорость движения капель при вылете из сопловых отверстий весьма велика (до 300 м/с), но по мере удаления от форсунки она быстро снижается из-за сопротивления сжатого воздуха. Последний, в свою очередь, подсасывается внутрь факела распыла создаваемым топливными струями эжекционным эффектом. Это приводит к тому, что последующие капли топлива движутся уже в спутном воздушном потоке и перегоняют предыдущие, успевшие потерять свою скорость, тормозятся и испаряются в основном в головной части факела, где они встречают на своем пути еще невозмущенный горячий воздух. В результате происходит как бы послойное заполнение каплями и парами топлива всего объема факела распыливания, как схематически показано на рис. 107. Там же представлен примерный характер изменения в поперечном сечении факела состава образующейся топливовоздушной смеси.

Для возникновения воспламенения необходимо, чтобы какая-то часть впрыснутого топлива испарилась и его пары смешались с воздухом, образуя горючую смесь, в которой должны успеть развиваться прогрессивно ускоряющиеся предпламенные реакции. Этим объясняется обязательное наличие некоторого периода задержки воспламенения.

Вследствие затрат теплоты на испарение топлива и нагревание его паров до равновесной с воздухом температуры, последняя в зонах, где происходит смесеобразование, снижается, а соответственно несколько уменьшается и общее давление в начальной стадии периода задержки по сравнению с давлением сжатия воздуха, разбавленного остаточными газами, но без впрыска топлива. Затем давление начинает повышаться уже вследствие тепловыде-



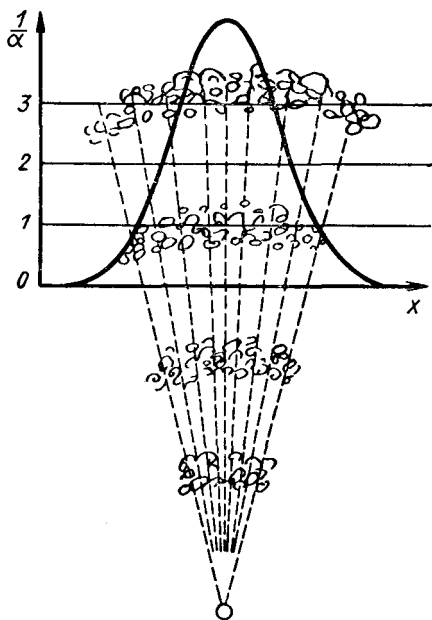


Рис. 107. Схема образования горючей смеси при впрыске жидкого топлива в неподвижный воздух

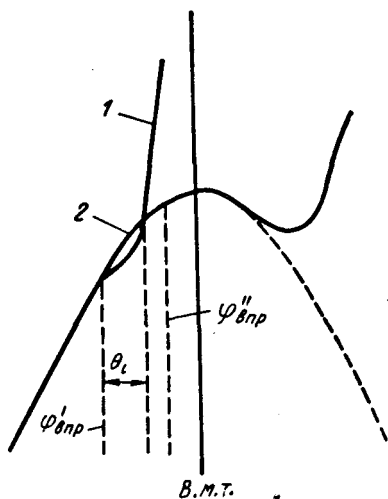


Рис. 108. Способ определения задержки воспламенения  $\theta_i$  при угле начала впрыска  $\phi'_{впр}$

ления в предпламенных реакциях. Длительность периода задержки воспламенения в дизелях обычно оценивают как интервал времени от начала впрыска топлива до точки пересечения линии сгорания 1 на индикаторной диаграмме с линией сжатия 2 рабочего заряда в тех же условиях, но при значительно более позднем угле опережения впрыска, как показано на рис. 108. Истинный период задержки, отнесенный к появлению первых очагов воспламенения, регистрируемых, например, с помощью фотоэлемента, несколько короче.

Период задержки представляет собой как бы подготовительную фазу к процессу собственно сгорания в дизелях. Длительность этой подготовительной фазы тем меньше, чем выше давление и температура сжатия, хотя влияние последней, как было показано выше, может быть различным в разных температурных зонах и зависит от свойств используемого топлива. Важное значение в сокращении периода задержки имеет мелкость распыливания, наличие в камере сгорания нагретых поверхностей, а также продолжающееся сжатие реагирующей смеси поршнем (см. стр. 75). Следует подчеркнуть, что цетановое число топлива не всегда однозначно характеризует поведение топлива в дизелях различных

типов; это зависит от того, в какой мере физические условия в данном двигателе совпадают с условиями в стандартном двигателе ИТ9-3, на котором производится определение цетановых чисел.

Первые очаги воспламенения обычно возникают вблизи внешних границ факелов распыливания, сравнительно недалеко от сопловых отверстий форсунки, там, где в первую очередь успевает образоваться топливовоздушная смесь состава, близкого к  $\alpha = 1$ . От этих очагов пламя распространяется с высокими скоростями по периферии топливных факелов на смежные объемы также уже в достаточной мере подготовленной к воспламенению смеси.

Одновременно с этим возможно возникновение новых очагов самовоспламенения в основном вблизи сильно нагретых поверхностей; рождение таких очагов вблизи от уже возникших, а также от распространяющихся от них фронтов пламени мало вероятно по причинам, рассмотренным в § 7.

Характер воспламенения факела распыленного топлива, впрыскиваемого в нагретый сжатием воздух (относительно спокойный и сильно турбулизованный) иллюстрируется кинокадрами, приведенными на рис. 25.

Одновременно с воспламенением и сгоранием уже подготовленной смеси в процесс горения вовлекается топливо, поступившее и продолжающее поступать через форсунку, но еще не успевшее образовать сколько-нибудь однородной паровоздушной смеси. Как отмечалось в § 22, скорость горения мелких капель распыленного жидкого топлива практически не лимитируется их испарением. При равномерном распределении капель по воздушному заряду скорость распространения фронта пламени по капельной взвеси может даже превышать скорость пламени в гомогенной смеси такого же общего состава. В случае неравномерной концентрации капель скорость сгорания в основном определяется скоростями турбулентного смешения образующихся паров топлива с воздухом.

В начальных стадиях процесса сгорания в дизелях при больших общих значениях коэффициента избытка воздуха это смешение идет достаточно быстро, так как капли топлива встречают на своем пути чистый воздух. Скорость сгорания при этом в основном определяется скоростью поступления топлива. По мере развития сгорания и расходования кислорода все большая часть топлива впрыскивается уже не в воздух, а в продукты сгорания ранее поступивших порций топлива. В связи с этим скорость испарения капель увеличивается, а скорость сгорания начинает все больше замедляться и лимитироваться скоростями диффузионного смешения паров топлива с остатками неизрасходованного кислорода.

Процесс диффузионного догорания можно значительно ускорить созданием в этот период интенсивной турбулизации заряда, что отчасти имеет место в полуразделенных камерах и в максимальной степени реализуется в разделенных камерах.

**Фазы сгорания.** В соответствии с различиями в смесеобразовании и горении на отдельных стадиях процесс сгорания можно условно разделить на следующие три фазы (не считая периода задержки воспламенения, т. е. подготовительной фазы):

первая фаза — фаза начального или быстрого горения, в течение которой в основном сгорает топливо, впрыснутое в цилиндр в течение периода задержки;

вторая фаза — фаза основного горения, в течение которой скорость тепловыделения мало изменяется и примерно пропорциональна скорости поступления топлива;

третья фаза — фаза диффузионного догорания.

Необходимо подчеркнуть, что характер и скорости тепловыделения в каждой из этих фаз могут существенно различаться в зависимости от конструктивных особенностей камеры сгорания, особенностей организации смесеобразования и характера движения воздушного заряда. Поэтому сформулировать какие-либо единые правила для установления границ между отдельными фазами вряд ли возможно. Так же, как и в двигателях с искровым зажиганием, в данном случае в каждой из этих фаз преобладает определенный процесс. Так, в первой фазе происходит охват воспламенением части топлива, поступившего в течение периода задержки. Во второй фазе — горение топлива по мере его продолжающегося поступления в цилиндр с некоторым отставанием во времени процесса тепловыделения от подачи топлива, зависящим от скорости смесеобразования; в третьей фазе — процесс диффузионного догорания последних порций поступившего топлива и продуктов неполного сгорания ранее поданного, сконцентрированных в зонах местных переобогащений смеси, причем это догорание протекает в условиях быстро снижающихся давлений и температур рабочего заряда.

В современных быстроходных дизелях за момент окончания первой фазы обычно принимают угол поворота коленчатого вала, соответствующий максимуму давления на индикаторной диаграмме, а за момент окончания второй фазы — угол, соответствующий максимуму средней температуры цикла. Подобное деление весьма условно, так как обе эти точки определяются не только особенностью развития сгорания, но и характером движения поршня. Из протекания кривых на рис. 109 видно, что в зависимости от совершенства смесеобразования относительные длительности отдельных фаз, так же как и доли тепла, выделяющегося в каждой из них, изменяются в широких пределах. В случае правильно организованного процесса (рис. 109, а) в первой и второй фазах выделилось 75% тепла, и процесс догорания в третьей фазе практически завершается к 60° угла поворота коленчатого вала после в. м. т. Ухудшение смесеобразования, вызванное снижением частоты вращения, привело к сильному уменьшению тепловыделения во второй фазе и затягиванию догорания во время такта расширения. Даже при угле поворота колен-

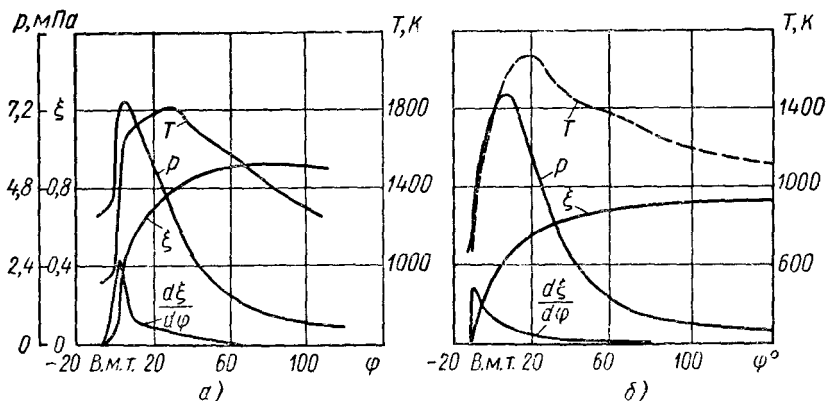


Рис. 109. Индикаторные диаграммы, кривые изменения средней температуры газов  $T$  и активного тепловыделения  $\xi$  дизеля с открытой камерой (опыты МАДИ):

*a* — при хорошем смесеобразовании и соответственно полном сгорании,  $n = 3000$  об/мин,  $p_i = 8,55$ ,  $\alpha = 1,69$ ,  $\eta_V = 0,9$ ; *б* — при ухудшенном смесеобразовании, вызванном понижением частоты вращения,  $n = 800$  об/мин,  $p_i = 8,65$ ,  $\alpha = 1,36$ ,  $\eta_V = 0,98$

чатого вала на угол  $120^\circ$  после в. м. т. выделилось всего лишь 70% располагаемого тепла (рис. 109, б).

В целях достижения удовлетворительного смесеобразования при меньшем числе топливных струй, что увеличивает надежность работы форсунок и способствует уменьшению значений  $dp/d\varphi$ , в ряде дизелей с открытыми (однополостными) камерами сгорания создается вращательное движение воздушного заряда за счет тангенциального направления патрубков впускных клапанов или впускных окон в двухтактных двигателях.

Направленные радиально топливные струи пересекают вихрь, который уносит с собой пары и мелкие капли топлива, в результате чего наиболее подготовленная к самовоспламенению смесь оказывается сосредоточенной в наружных оболочках топливных струй со стороны, противоположной набегающему воздушному потоку, где и возникают первые очаги воспламенения, как схематически показано на рис. 110, а. Затем пламя распространяется по поверхности топливных факелов также преимущественно с «подветренной» их стороны, там, где находится основная масса испарившегося топлива. Образующиеся продукты сгорания, в свою очередь, также сносятся воздушным потоком, т. е. около каждой из топливных струй возникают как бы фронты стационарного пламени, в которые с одной стороны, непрерывно поступает вновь образующаяся горючая смесь, а с другой вытекают продукты сгорания (как показано стрелками на рис. 110, б).

Но такое положение сохраняется лишь до тех пор, пока перемещающиеся совместно с вихрем сгоревшие газы не достигнут

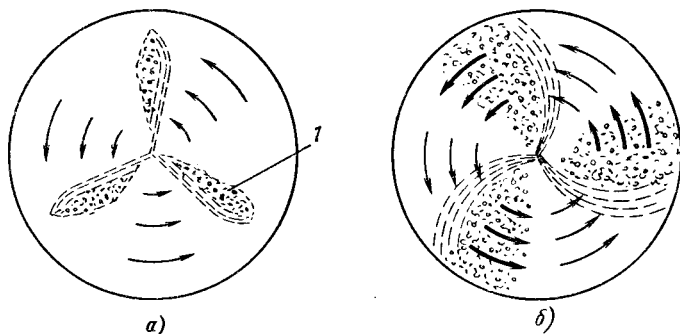
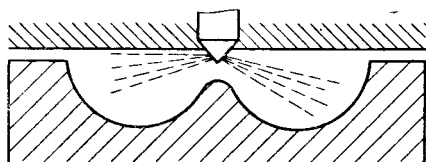


Рис. 110. Схема развития процесса сгорания при наличии тангенциального движения воздушного заряда:

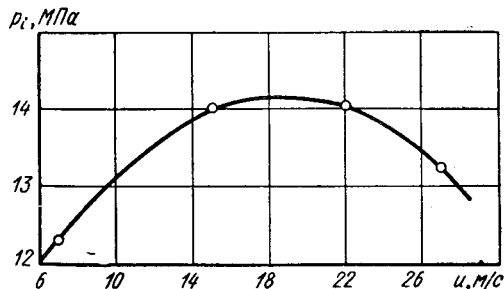
а — момент возникновения первичных очагов воспламенения в зонах 1;  
 б — последующее развитие сгорания по мере испарения топливных струй

смежного топливного факела. Начиная с этого момента, продолжающие поступать из форсунки капли топлива будут встречать на своем пути уже не воздух, а горячие продукты сгорания, что приводит к резкому ухудшению полноты сгорания. Капли быстро испаряются, и пары топлива подвергаются термическому распаду в условиях сильного недостатка кислорода, сопровождающемуся обильным выделением сажи. Во избежание этого отношение угловой скорости вихря к угловой скорости коленчатого вала — так называемое вихревое отношение, не должно превышать некоторого предела, определяемого в первом приближении следующей формулой:

$$\frac{\omega_{\text{в}}}{\omega_{\text{кв}}} < \frac{360^\circ}{i_c \theta_{\text{впр}}},$$

где  $i_c$  — число топливных струй;  $\theta_{\text{впр}}$  — длительность впрыска в градусах

Рис. 111. Влияние окружной скорости вихря на среднее индикаторное давление. Двигатель ЯМЗ с наддувом,  $n = 1300$  об/мин,  $p_k = 1,86 \cdot 10^5$  Па;  $\alpha = 1,6$  (опыты А. С. Хачияна)



поворота коленчатого вала. На самом деле оптимальное значение  $\omega_v$  несколько меньше, так как нужно учитывать также и угловой раствор топливных факелов.

Влияние угловой скорости вихря на значение среднего индикаторного давления иллюстрирует рис. 111.

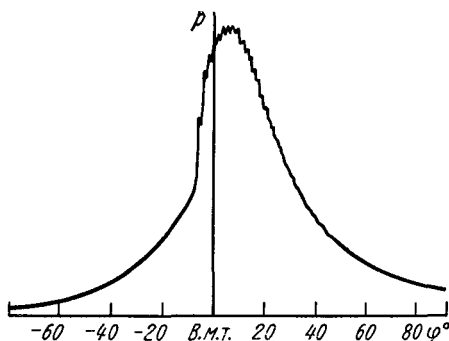
### § 36. Преимущества и недостатки дизельного процесса

Из приведенного в § 35 краткого анализа процессов, протекающих в различных фазах сгорания в дизелях, наглядно видна крайняя сложность происходящих явлений, включающих смесеобразование, рождение очагов самовоспламенения, охват последним смежных объемов подготовленной смеси, распространение турбулентного пламени, при одновременно продолжающемся смесеобразовании и диффузионное догорание неоднородной смеси.

Требования к наиболее совершенной организации процесса сгорания оказываются в значительной мере противоречивыми. Для достижения в быстроходном дизеле высокой полноты сгорания при низких значениях коэффициента избытка воздуха, необходима такая организация впрыска, которая бы обеспечивала возможно более равномерное распределение топлива по всему объему воздушного заряда, например при впрыске через форсунки с большим числом сопловых отверстий. Но при этом неизбежно одновременное возникновение значительного числа начальных очагов воспламенения и бурное его развитие, что приводит к быстрому нарастанию давления и высоким максимальным его значениям. Если стремиться к получению умеренных скоростей повышения давления, то трудно обеспечить быстрое завершение сгорания и избежать затяжного догорания в период расширения.

Впрыск топлива непосредственно перед сгоранием обуславливает ряд важных преимуществ дизелей перед двигателями с предварительным смесеобразованием. При этом, естественно, отпадает всякая возможность преждевременного воспламенения. В значительной мере устраняется также детонация, так как для возникновения самовоспламенения взрывного типа необходимо, чтобы предпламенные реакции развивались в условиях более или менее однородной смеси с тем, чтобы воспламенение смогло возникать одновременно в достаточных объемах. В дизелях подобные условия могут создаваться при чрезмерно больших периодах задержки и одновременно высокой испаряемости топлива, например при работе на бензине. В этом случае к моменту воспламенения в камере сгорания успевают образоваться скопления значительных количеств паров топлива, достаточно хорошо смешанных с воздухом. В результате воспламенение может приобретать взрывной характер и сопровождаться возникновением ударных волн, т. е. наблюдаются явления, подобные детонации в двигателях с искровым зажиганием, но не в конце, а в начале сгорания.

Рис. 112. Индикаторная диаграмма дизеля ДБ с вибрациями давления на линии сгорания (опыты МАДИ)



На рис. 112 приведена типичная индикаторная диаграмма дизеля с резко выраженными вибрациями давления в процессе воспламенения при использовании в качестве топлива бензина. Однако и при работе на дизельном топливе при отсутствии видимых вибраций давления на индикаторной диаграмме, записанные с помощью того же пьезодатчика и соответствующей дифференцирующей схемы с использованием высокочастотного гальванометра осциллографа, изменения  $dp/dt$  в процессе сгорания указывают на наличие значительных вибраций скорости тепловыделения (см. рис. 151, а). Эти вибрации свидетельствуют о том, что процесс воспламенения в дизеле даже при мягкой его работе носит типичный взрывной характер, сходный с самовоспламенением последней части заряда в двигателях легкого топлива с искровым зажиганием в период, предшествующий возникновению детонации.

При работе того же предкамерного дизеля на бензине амплитуда вибраций на осциллограммах  $dp/dt$  существенно больше, как показано на рис. 153, б.

Влияние на подобное взрывное воспламенение повышения степени сжатия, давления на впуске и теплового состояния двигателя оказывается прямо противоположным влиянию тех же факторов на детонацию в двигателях с предварительным смесеобразованием. Все, что способствует возникновению детонации в двигателях легкого топлива с искровым зажиганием, в дизелях, наоборот, устраняет возникновение ударных волн вследствие сокращения задержек воспламенения и соответственно уменьшения количества топлива, подаваемого до его воспламенения в цилиндр. Не менее существенно то, что в отличие от двигателей с искровым зажиганием, где детонация может приводить к глубоким нарушениям рабочего процесса вследствие перегрева деталей камеры сгорания, в дизелях подобная опасность полностью исключена, и эффективность рабочего процесса при наличии ударных волн может оставаться весьма высокой. Основным недостатком взрывного самовоспламенения в дизелях состоит в увеличении шумности их работы и ускорении износа деталей цилиндропоршневой группы.

Важным преимуществом дизелей является также возможность чисто качественного регулирования мощности изменением только

количества подаваемого за цикл топлива при неизменном количестве засасываемого воздуха. Получаемое при этом значительное увеличение общего коэффициента избытка воздуха не только не приводит к замедлению сгорания, но, наоборот, делает его более быстрым и полным. Это объясняется тем, что при уменьшении количества впрыскиваемого топлива все большее число капель встречает на своем пути только сжатый, нагретый воздух, а не продукты сгорания ранее поступивших порций топлива. Соответственно сокращается фаза диффузионного догорания.

То обстоятельство, что по мере уменьшения количества впрыскиваемого топлива все большая его доля сгорает в объеме камеры в удалении от стенок, способствует уменьшению теплоотдачи. Не меньшее значение имеет также снижение средней теплоемкости продуктов сгорания, благодаря чему возрастает эффективность использования выделяющейся теплоты для совершения полезной работы.

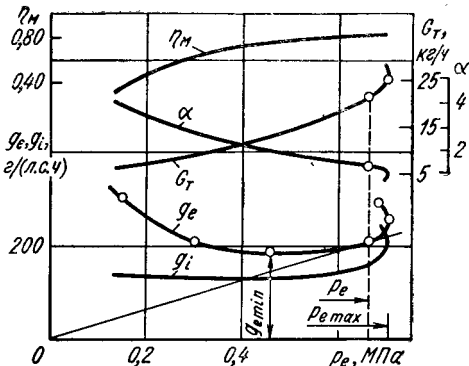
Все это приводит к тому, что в отличие от двигателей легкого топлива, индикаторный к. п. д. которых на режимах малых нагрузок снижается, в дизелях значения  $\eta_i$  с уменьшением нагрузки увеличиваются. Соответственно экономия топлива в условиях эксплуатации автомобилей с дизелями по сравнению с расходом топлива автомобилей с бензиновыми двигателями достигает в среднем 40%, в то время как различия в минимальных удельных расходах топлива по нагрузочным характеристикам значительно меньше — лишь 20—25% [например, 175 г/(л. с. · ч) против 225 г/(л. с. · ч)].

Следует однако отметить, что подобное улучшение полноты сгорания при работе дизелей на малых нагрузках возможно лишь в том случае, если при этом не происходит заметного удлинения задержек воспламенения. При работе двигателя на холостом ходу с малой частотой вращения мелкость распыливания обычно существенно ухудшается и одновременно снижается температура стенок камеры сгорания, что сопровождается увеличением длительности задержек. Это приводит к тому, что значительная доля капель впрыснутого топлива успевает полностью испариться к моменту воспламенения. При равномерном распределении паров топлива в камере сгорания получается однородная смесь такого состава, который уже выходит за пределы горючести, что может приводить к выбрасыванию из двигателя продуктов неполного окисления топлива, обладающих неприятным запахом. Некоторые из этих продуктов токсичны.

Эффективным средством борьбы с этим недостатком является уменьшение количества поступающего в цилиндры воздуха на режимах малых нагрузок и холостого хода применением дросселирования. При этом задержки воспламенения несколько сокращаются, так как влияние на них давления сравнительно невелико ( $\tau_i \sim p^{-0,5}$ ), что с избытком компенсируется увеличением температурного режима двигателя.



Рис. 113. Нагрузочная характеристика тракторного дизеля



Одним из основных недостатков дизелей, связанных с процессом сгорания является появление черного дыма на выпуске при больших нагрузках в случае увеличения цикловой подачи топлива или, что то же — уменьшения общего коэффициента избытка воздуха ниже некоторых пределов. Это объясняется тем, что при диффузионном горении неоднородных смесей в зонах местного их переобогащения происходит образование частиц твердого углерода (сажи) при высоких температурах сгоревших газов в смежных зонах, где местные значения  $\alpha$  близки к единице (см. § 23).

Одновременно с появлением дыма начинает увеличиваться удельный расход топлива вследствие возрастания неполноты сгорания. По мере дальнейшего увеличения цикловой подачи повышение мощности сначала замедляется, а затем мощность даже начинает падать. Пример нагрузочной характеристики дизеля показан на рис. 113. В наиболее совершенных двигателях с хорошо отрегулированной топливной аппаратурой коэффициент избытка воздуха, соответствующий пределу допустимого дымления, редко оказывается ниже  $\alpha = 1,3$ . При менее удовлетворительном смесиобразовании предел начала дымления повышается до  $\alpha = 1,5$  и более.

Невозможность эффективного использования для сгорания всего имеющегося в цилиндре воздуха обуславливает существенно меньшую удельную мощность дизелей по сравнению с двигателями легкого топлива с искровым зажиганием, в которых горит уже в достаточной мере однородная смесь. Хотя значения  $p_i$  в дизелях удается существенно повысить (до 2,0 и более МПа) применением наддува, но при этом утяжеляется конструкция двигателя вследствие очень высоких максимальных значений  $p_z$ .

Другой недостаток дизелей связан с ограниченными возможностями повышения частоты вращения коленчатого вала не только из-за большой массы поршней и деталей кривошипно-шатунного механизма, но также в связи с особенностями в первую очередь процессов воспламенения. Усиление с ростом частоты вращения интенсивности турбулизации рабочего заряда хотя и вызывает сокращение длительности задержек воспламенения, но не пропорционально увеличению скоростного режима двигателя. Как показано на рис. 114, длительности задержек, выраженные

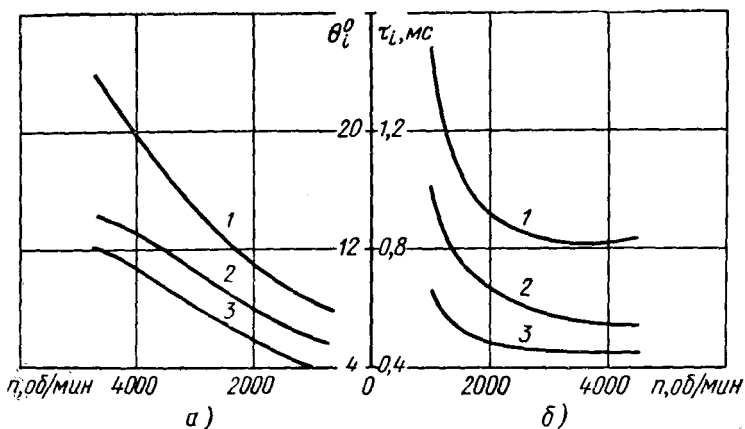


Рис. 114. Изменение задержек воспламенения в зависимости от частоты вращения (по данным А. А. Чиркова);

а — в градусах угла поворота коленчатого вала; б — в миллисекундах;  
1 — неразделенная камера; 2 — вихревая камера; 3 — предкамера

в углах поворота коленчатого вала, особенно существенно увеличиваются с ростом частоты вращения в дизелях с открытыми камерами; в вихрекамерных и предкамерных дизелях это проявляется несколько слабее.

Увеличение  $\theta_i = f(n)$  отчасти удается скомпенсировать большим опережением углов начала впрыска, но лишь в сравнительно небольших пределах, так как при этом топливо впрыскивается в еще недостаточно нагретый сжатием воздух, что, в свою очередь, вызывает увеличение длительности задержек.

Несколько способствует сокращению задержек воспламенения то обстоятельство, что с ростом частоты вращения улучшается мелкость распыливания, особенно в случае использования форсунок открытого типа. Но зато при низкой частоте вращения качество распыливания такими форсунками резко ухудшается.

Наиболее эффективным средством сокращения задержек воспламенения в дизелях до предельно низкого уровня ( $\tau_i \approx 0,3$  м/с), определяемого в основном физическими факторами (время распада топливной струи на капли и образование некоторого количества реакционноспособной смеси), слабо зависящими от частоты вращения является наличие в камере сгорания сильно нагретых поверхностей. Практически только таким способом в сочетании с интенсивной турбулизацией заряда удастся осуществить в дизелях эффективное воспламенение и своевременное сгорание при частоте вращения коленчатого вала до 4500 об/мин.

Скорость самого сгорания при наличии надлежащим образом организованного вихревого движения воздушного заряда не яв-

ляется лимитирующим фактором. В ряде случаев, в частности, в дизелях с М-процессом, длительности как первой ( $\theta_I$ ), так и второй ( $\theta_{II}$ ) фаз сгорания с ростом частоты вращения не только не увеличиваются, а, наоборот, сокращаются. Объяснить это можно тем, что скорости диффузионного сгорания, определяемые интенсивностью процессов переносов тепла и вещества в зонах пламени, возрастают не только вследствие увеличения самой скорости вихря ( $u_n \sim n$  об/мин), но одновременно также за счет возрастания интенсивности турбулентности ( $Re \sim u_n^{0,8}$ ), причем в первую очередь в пристеночных слоях. Именно благодаря этому в случае пленочного или пристеночного смесеобразования удастся обеспечить достаточно быстрое и полное сгорание при частоте вращения коленчатого вала до 3000 об/мин и выше.

Еще один существенный недостаток дизелей — жесткость и шумность их работы, связанная с высокими скоростями повышения давления в начале основной фазы сгорания. В дизелях с открытыми камерами и струйным смесеобразованием максимальные значения  $dp/d\phi$  достигают 1,2—1,5 МПа/° против 0,15—0,2 МПа/° в бензиновых двигателях с искровым зажиганием.

Хотя в дизелях именно такого типа достигаются наименьшие удельные расходы топлива [до 165 г/(л. с. · ч)], а в судовых дизелях с цилиндрами большой размерности — до 150 г/(л. с. · ч), но создаваемый ими шум превышает допустимые нормы. В связи с этим усилия большого числа исследователей и конструкторов уже с давних пор были направлены на изыскание таких способов организации процессов смесеобразования и сгорания, которые позволили бы снизить значения  $p_z$  и  $dp/d\phi$ , что привело к созданию очень большого числа различных вариантов дизелей с полуразделенными и разделенными камерами сгорания.

### **§ 37. Различные способы организации смесеобразования и сгорания в дизелях с полуразделенными камерами**

Как уже отмечалось, к полуразделенным камерам будем относить такие, в которых основная камера, куда впрыскивается топливо и где развиваются первая и в значительной мере вторая фазы сгорания выполняется в виде той или иной формы углубления в днище поршня, диаметр которого существенно меньше, чем диаметр цилиндра (см. рис. 109, в, з). Сходные по своим очертаниям камеры сгорания иногда размещаются в головке цилиндра, а днище поршня выполняется плоским.

Быстрое увеличение в начале такта расширения объема заполненной воздухом кольцевой полости окружающего камеру сгорания вытеснителя, в которую как бы засасываются не полностью сгоревшие газы из основной камеры, способствует ускоренному развитию процесса диффузионного горения. Это проявляется в том, что в дизелях с такими камерами обычно наблюдается еще

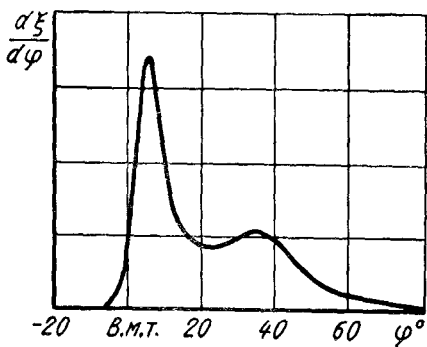


Рис. 115. Типичный характер изменения скорости активного тепловыделения в дизеле с полуразделенной камерой сгорания

один максимум скорости тепловыделения в конце второй фазы горения (рис. 115).

Немаловажное отличие процесса сгорания в полуразделенных камерах состоит в том, что вследствие их относительно малого диаметра некоторая часть впрыскиваемого топлива дости-

гает стенок, растекаясь по ним в виде жидкой пленки, с поверхности которой происходит дальнейшее испарение топлива частично за счет теплоты, подводимой от стенки, частично — от омывающих поверхность пленки горячих газов. По мере увеличения нагрузки двигателя, а соответственно — количества подаваемого топлива за счет большей длительности впрыска, относительное значение подобного пленочного смесеобразования возрастает.

Пленочное смесеобразование имеет ряд преимуществ перед объемным с точки зрения уменьшения сажеобразования благодаря тому, что горючая смесь здесь образуется в процессе смешения паров топлива с омывающим стенки воздухом, в результате чего зона пламени локализуется на некотором расстоянии от стенки, там, где состав смеси оказывается близким к  $\alpha = 0,9$ .

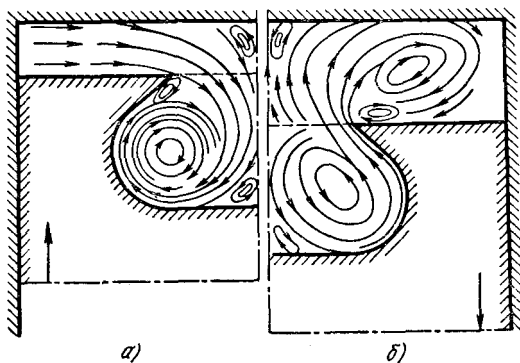
Более детально особенности пленочного смесеобразования будут рассмотрены ниже на примере М-процесса.

**Камера сгорания ЦНИДИ.** Несколько иной вариант также объемно-пленочного смесеобразования реализован в полуразделенной камере сгорания, разработанной в Центральном научно-исследовательском дизельном институте и широко используемой в последние годы в ряде отечественных тракторных дизелей (см. рис. 109, *г*). Преимущество этой камеры состоит в том, что здесь не требуется создания в цилиндре вращательного движения воздушного заряда. Интенсивный тороидальный вихрь образуется в полости камеры при втекании в нее воздуха из цилиндра в такте сжатия (рис. 116, *а*).

Несколько радиальных струй топлива (обычно четыре) направлены под малым углом к внутренней конической поверхности камеры и образуют на ней пленку. Одновременно часть наиболее мелких капель увлекается к центру камеры потоками воздуха, вытесняемого в конце такта сжатия из кольцевого зазора между нижней плоскостью головки и днищем поршня. Испаряясь, эта часть топлива создает очаги воспламенения. опыты показали, что наилучшие результаты дает такое направление топливных струй в вертикальной плоскости, при котором в начальный период

Рис. 116. Особенности движения газовых потоков в камере сгорания ЦНИДИ:

*a* — в конце такта сжатия; *b* — в начале такта расширения [41]



впрыска, когда поршень еще не дошел до в. м. т., некоторая часть капель проникает в зазор навстречу вытесняемому из него потоку воздуха.

Возникшее в такте сжатия тороидальное движение воздуха продолжает сохраняться и при нисходящем ходе поршня, в результате чего коническая поверхность стенок камеры с находящейся на них топливной пленкой омывается восходящими газовыми потоками (рис. 116, *b*).

Основной недостаток камеры ЦНИДИ — перегрев острых кромок ее горловины, приводящий к появлению на них трещин при работе двигателей на форсированных режимах, в частности, при использовании наддува.

Жесткость процесса сгорания в случае полуразделенных камер несколько меньше, чем при объемно-струйном смесеобразовании, хотя довольно высока. Максимальные значения скорости нарастания давления в начале первой фазы сгорания при работе на хорошем дизельном топливе обычно составляют 0,8—1,0 МПа/°. Пределы возможного общего обогащения смеси, отвечающего допустимому уровню дымления несколько больше, чем в случае открытых камер ( $\alpha_{\min} = 1,3 \div 1,35$ ).

Следует отметить, что тщательным подбором оптимальных характеристик впрыска, направлением топливных струй и очертанием внутренней поверхности камер в поршне удастся заметно снизить жесткость сгорания и улучшить его полноту. К сожалению, уже небольшие неточности в изготовлении форсунок, а также появление вблизи сопловых отверстий отложений кокса, изменяющих направление топливных струй, могут существенным образом ухудшать характеристики сгорания, в частности увеличивать дымность отработавших газов.

**М-процесс.** Радикальное решение проблемы «смягчения» сгорания в дизелях при сохранении высокой топливной экономичности (на уровне дизелей с открытыми камерами) и снижения

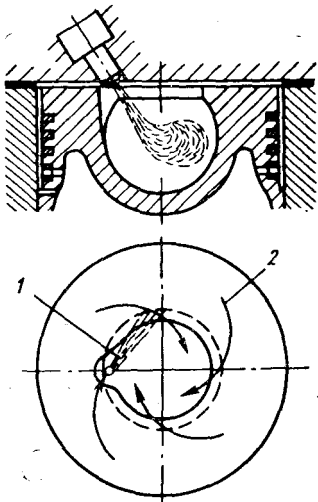


Рис. 117. Схема камеры сгорания и организации впрыска и движения воздуха в двигателе с М-процессом:

1 — топливная струя; 2 — направление воздушных потоков

дымности отработавших газов достигнуто при использовании преимущественно пленочного смесеобразования, получившего название «М-процесс»<sup>1</sup>.

Сущность М-процесса сводится к тому, что топливо впрыскивается форсункой с одним сопловым отверстием, ось которого направлена под малым углом к стенке камеры сгорания сферической формы, выполненной в поршне, в которой создается интенсивное вращательное движение воздушного заряда (рис. 117). Направление впрыска совпадает с направлением воздушного потока, что способствует равномерному растеканию топлива по стенкам камеры и образованию на них очень тонкой жидкой пленки, с поверхности которой происходит испарение.

Начальный очаг воспламенения возникает в объеме камеры за счет попадания в него лишь относительно небольшой части капель, отражающихся от стенки. Первоначально для этого применяли форсунку с двумя сопловыми отверстиями различного диаметра, через меньшее из которых около 5% топлива впрыскивалось в центральную часть камеры. Но опыты показали, что такие же результаты достигаются и при наличии лишь одного отверстия, направленного к стенке под углом около 15°.

В связи с тем, что количество топлива, испаряющегося в объеме камеры в течение периода задержки воспламенения, мало, соответственно невелико и понижение температуры в начальных очагах смесеобразования, чем достигается сокращение задержек. Дальнейшее испарение топлива происходит постепенно с поверхности пленки уже в период сгорания, в основном за счет теплоты, передаваемой от горячих газов.

Сгорание в дизелях с М-процессом протекает очень «мягко» — достигаются примерно такие же значения  $dp/d\phi$ , как в двигателях с искровым зажиганием. И вместе с тем сгорание оказывается достаточно полным и бездымным, пределы возможного обогащения смеси, соответствующие началу дымления, здесь больше, чем в дизелях других типов, отвечают значениям  $\alpha = 1,15 \div$

<sup>1</sup> Разработан в конце 40-х годов Мейером и реализован фирмой МАН (ФРГ), по лицензиям которой подобные двигатели строятся во многих странах. В частности, ими снабжены широко используемые в СССР венгерские автобусы Икарус.

÷ 1,2, а минимальные удельные расходы топлива достигают 165 г/(л. с. · ч).

Дополнительным преимуществом М-процесса является возможность использования топлив, сильно различающихся как по испаряемости, так и по воспламеняемости — от обычных дизельных до автомобильных бензинов с октановыми числами до 70—72. При этом<sup>1</sup> согласно результатам ряда проведенных испытаний экономичность двигателей с М-процессом при работе на бензине оказывается несколько лучшей, чем при работе на дизельном топливе, хотя значения  $p_z$  и  $dp/d\phi$  при работе двигателя на бензине больше. Следует обратить внимание на то, что при работе на всех топливах по мере увеличения частоты вращения значения  $p_z$  и  $dp/d\phi$  существенно возрастают, например, от 7 до 0,2 МПа/° при  $n = 900$  об/мин до соответственно 10 и 0,45 МПа/° при  $n = 1800$  об/мин [26].

Приведенное выше свидетельствует о том, что смесеобразование в М-процессе не является чисто пленочным. В случае использования топлив с лучшей испаряемостью, а также при увеличении с ростом частоты вращения скорости вихревого движения воздушного заряда и интенсивности его турбулизации возрастает значение объемного смесеобразования и уменьшается — пленочного.

К недостаткам М-процесса относятся затрудненный пуск холодного двигателя, так как попадающее на еще не нагретые стенки топливо испаряется с трудом — необходим сильный подогрев засасываемого воздуха, а также наличие при работе двигателя на холостом ходу специфического неприятного запаха, связанного с неполным сгоранием осевшего на стенках топлива при пониженных температурах рабочего цикла, а соответственно и стенок камеры сгорания.

Следует отметить, что идея пленочного смесеобразования оказалась в резком противоречии с существовавшими ранее представлениями о нежелательности попадания впрыскиваемого топлива на стенки, так как это приводит к отложениям на них кокса; но это справедливо лишь в том случае, когда отсутствует интенсивное омывание стенок воздушным потоком. Высокую полноту сгорания и пониженную склонность к дымлению (сажеобразованию) в случае М-процесса можно объяснить тем, что здесь сводится к минимуму попадание топлива в продукты сгорания с высокой температурой, где капли быстро испаряются, и пары топлива, подвергаясь крекингу без доступа воздуха, образуют сажу. При пленочном смесеобразовании основная масса топлива растекается по стенке камеры сгорания, имеющей температуру не выше 350° С, и в основном горят лишь его пары при их смешении с омывающим стенку потоком воздуха. При этом вследствие интенсивного вращательного движения газов в камере происходит как бы их сепарация — образующиеся горячие продукты с меньшей плотностью скопляются в центральной части камеры, а оста-

ющийся воздух оттесняется к стенкам, где смешивается с парами топлива, снова образуя горючую смесь.

Скорость горения топлива при его испарении с поверхности жидкой пленки в основном определяется скоростью турбулентной диффузии, которая возрастает как из-за увеличения скорости омывающего стенки воздушного вихря, так и из-за большей интенсивности турбулентности в пристеночном слое. Именно этим можно объяснить то, что значения  $p_z$  и  $dp/d\varphi$  возрастают, т. е. скорость сгорания увеличивается в большей степени, чем частота вращения коленчатого вала.

Скорость испарения топливной пленки за счет теплоты, подводимой от стенок, имеет второстепенное значение, так как температура стенок поршня увеличивается с ростом частоты вращения в значительно меньшей степени.

**Расслоение заряда.** Несколько иным путем решена задача предотвращения чрезмерно быстрого повышения давления в начальной фазе сгорания Пишингером, реализованная в 70-е годы в двигателях фирмы Дейтц [100]. Идея сводится к тому, чтобы направлением двух топливных струй параллельно стенкам особой формы наклонной цилиндрической камеры сгорания в поршне, в которой создается интенсивный воздушный вихрь с окружной скоростью до 90 м/с, осуществить расслоение заряда, локализовав так же, как в М-процессе, смесеобразование и сгорание в основном в пристеночном слое. Как показано на рис. 118, капли и пары топлива под действием центробежных сил, создаваемых воздушным

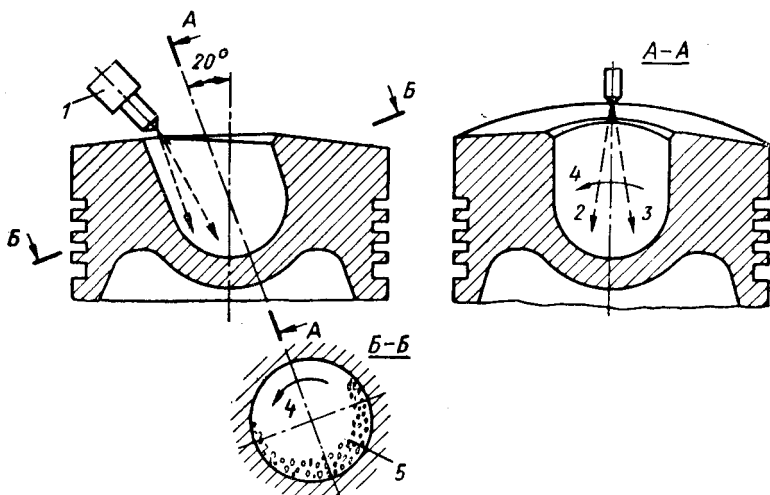


Рис. 118. Устройство камеры сгорания двигателя Дейтц:

1 — форсунка; 2 и 3 — оси топливных струй; 4 — направление воздушного вихря; 5 — пары топлива



вихрем, движутся в основном в пристеночном слое, где образуется сильно переобогащенная относительно холодная смесь, неспособная к самовоспламенению. Последнее возникает в некотором удалении от стенок в зонах, где  $\alpha \approx 1$ , но количество такой, подготовленной к воспламенению топливовоздушной смеси, даже при довольно длительных задержках оказывается относительно небольшим, в связи с чем горение развивается плавно. В него постепенно вовлекается основная масса переобогащенной смеси по мере ее смешения с воздухом, сосредоточенным в центральной части камеры сгорания, чему помогает эффект центрифугирования, т. е. имеет место явление, сходное с М-процессом. Горячие газы, образующиеся при сгорании, движутся к центру камеры, а более холодный воздух — к ее периферии, где встречается с парами топлива, которые сгорают без образования сажи, давая плавную кривую нарастания давления при низких значениях удельного расхода топлива.

### § 38. Особенности сгорания в дизелях с разделенными камерами

Мягкую работу дизелей с плавным нарастанием давления в цилиндрах и умеренными значениями  $p_2$  при работе на всех скоростных и нагрузочных режимах удается получить при впрыскивании топлива в особую камеру, отделенную от полости цилиндра одним или несколькими каналами относительно небольшого сечения. Таким путем можно обеспечить благоприятные условия для развития как начальных, так и завершающих фаз процесса сгорания.

Энергия перетекания воздуха из цилиндра в дополнительную камеру на такте сжатия обеспечивает в ней хорошие условия смесеобразования в начальных стадиях процесса. Истечение же с высокой скоростью частично сгоревших и горящих газов из дополнительной камеры в полость цилиндра способствует быстрому завершению сгорания. Как правило, дополнительные камеры снабжаются горячими вставками с затрудненным теплоотводом в рубашку цилиндра. Температура этих вставок при работе двигателя на полных нагрузках может достигать  $600\text{--}700^\circ\text{C}$ , что способствует быстрому испарению топлива и сокращению задержек воспламенения. Как было показано на рис. 114, в вихрекамерных и предкамерных дизелях достигаются наименьшие значения  $\tau_i = 0,3 \div 0,4$  мс, что крайне важно при работе двигателей на высоких скоростных режимах.

Все вместе взятое позволяет применять в двигателях более простые и надежные, не склонные к закоксуванию штифтовые форсунки с одним сопловым отверстием относительно большого диаметра, а также использовать пониженные давления впрыска, что снижает требования к топливной аппаратуре. Одновременно

также снижаются требования к испаряемости и цетановому числу топлива.

Конструкции разделенных камер могут быть весьма разнообразными. В свое время (20-е и 30-е годы) отдельными авторами и фирмами было опробовано очень большое число самых разных вариантов подобных камер, включая и ряд несколько иных решений, таких, как камеры с воздушными аккумуляторами, акро-камеры и др.

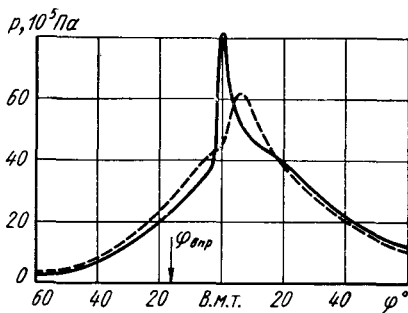
В дальнейшем положение несколько стабилизировалось и в основном используются два типа предкамер: относительно небольшого объема (20—30% общего объема камеры сжатия) с узкими сопловыми отверстиями, создающими значительные перепады давления между предкамерой и цилиндром, и так называемые вихревые камеры большого объема (до 60% всего пространства сжатия), но с меньшими перепадами давления. В первом случае улучшение смесеобразования в предкамере достигается в основном за счет создания в ней интенсивной беспорядочной турбулентности. Во втором случае движению воздуха сообщается определенным образом организованный вихревой характер, согласованный с направлением струи впрыскиваемого топлива. Примеры наиболее типичных конструкций предкамеры и вихревой камеры схематически показаны на рис. 109. Подробный анализ процессов в двигателях с разделенными камерами различных типов содержится в книге Н. Р. Брилинга и др.

В предкамерах малого объема с высокой скоростью сгорает лишь относительно небольшая часть топлива от всего количества, подаваемого на полных нагрузках, и хотя давление в предкамере при этом повышается весьма быстро и достигает высоких значений, это не вызывает жесткой работы двигателя вследствие дросселирования газов в сопловых отверстиях и относительно медленного догорания их в основной камере. Скоростями сгорания можно управлять в широких пределах, выбирая соответствующее число сопловых отверстий предкамеры, их диаметр и направление. При этом достигаются желаемые скорости смещения выбрасываемых из предкамеры продуктов неполного сгорания с воздушным зарядом основной камеры. Типичные индикаторные диаграммы изменения давления в предкамере и в цилиндре приведены на рис. 119.

Высокие скорости истечения (сотни метров в секунду), соответствующие большим перепадам давления между предкамерой и цилиндром, приводят к значительным гидравлическим потерям и увеличенной отдаче тепла в стенки камеры и днище поршня. Также сильно затягивается, охватывая значительную часть такта расширения, процесс догорания остающейся в предкамере сильно обогащенной смеси по мере ее вытекания в цилиндр. В результате всего этого двигатели с предкамерами отличаются относительно низкой топливной экономичностью. Значения  $dp/d\varphi$  не превышают  $(2,5 - 3) \cdot 10^5$  Па/° при  $p_z = 60 \div 65 \cdot 10^5$  Па.

Рис. 119. Типичные диаграммы изменения давления в дизеле с предкамерой с большим перепадом давления:

сплошная линия — давление в предкамере, штриховая линия — давление в цилиндре



Благодаря тангенциальному направлению воздушного потока в вихревых камерах удается достигнуть хорошего смешения при значительно меньших перепадах давления (рис. 120). Соответственно также значительно ниже и скорости вытекания в цилиндр продуктов сгорания из вихревой камеры, но это компенсируется большей их массой. Кроме того, само переобогащение смеси в вихревой камере оказывается не таким значительным — даже на максимальных нагрузках состав смеси, отнесенный ко всему поданному топливу и лишь к воздуху, находящемуся в вихревой камере, отвечает значениям  $\alpha_{\text{вк}} \geq 0,7$ . Благодаря этому пределы общего возможного обогащения смеси в вихрекамерных дизелях, отвечающие началу дымления, больше чем в дизелях других типов, отвечают значениям  $\alpha_{\text{общ}} = 1,2 \div 1,25$ .

Специально проведенными исследованиями было показано, что наилучшие результаты достигаются при использовании вихревой камеры с соединительным каналом, расширяющимся в сторону полости цилиндра с углом раствора  $20\text{—}25^\circ$ . Это объясняется тем, что при втекании воздуха из цилиндра через суживающийся канал, струя получается компактной, слабо турбулизированной, что обеспечивает создание в дополнительной камере организованного вихря и способствует сокращению задержки воспламенения. При истечении же горящих газов из вихревой камеры в цилиндр через расширяющееся сопло турбулизация потока резко усиливается, что способствует более быстрому завершению процесса диффузионного догорания.

Следует отметить, что в удачно выполненных конструкциях вихрекамерных дизелей

с каналами именно такой формы, минимальные удельные расходы топлива достигают  $175 \text{ г/(л. с.}\cdot\text{ч.)}$ , а значения  $dp/d\phi$

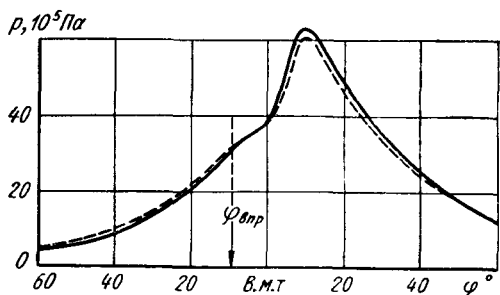


Рис. 120. Типичные диаграммы изменения давления:

сплошная линия — в вихревой камере; штриховая линия — в цилиндре  $n = 1500 \text{ об/мин}$

не превышают  $(3-3,5) \cdot 10^5 \text{ Па/}^\circ$  при  $p_2 = 65 \div 70 \cdot 10^5 \text{ Па}$ . Весьма неплохие результаты получены с предкамерой низкого перепада давления, разработанной фирмой MWM, где центральное отверстие также выполнено в форме диффузора (рис. 121).

Недостатком раздельных камер является трудность пуска холодного двигателя вследствие усиленной теплоотдачи в процессе перетекания воздуха в дополнительную полость, где должно возникнуть воспламенение. Выходом является применение специальных свечей накаливания в виде нагреваемых электрическим током спиралей 1 (см. рис. 106, е), что в условиях эксплуатации не всегда удобно.

Кроме того, усложняется конструкция головок цилиндров, причем наличие в них отверстий, в которых размещаются сильно нагретые вставки, нередко приводит к образованию трещин.

В то же время именно дизели с разделенными камерами наиболее пригодны для использования на легковых автомобилях вместо бензиновых двигателей, почти не уступая последним по скоростным и весовым показателям и обладая лишь не намного большей жесткостью работы. Весьма существенно то, что в вихрекамерных и предкамерных дизелях благодаря наличию поршней с плоскими днищами и относительно невысоким значением  $p_2$  масса деталей кривошипно-шатунного механизма может быть примерно такой же, как в двигателях легкого топлива с высокой степенью сжатия. В ряде современных вихрекамерных дизелей максимальная частота вращения достигает 4500 об/мин.

Дополнительным преимуществом вихрекамерных дизелей является существенно меньшее содержание в отработавших газах окислов азота (подробнее см. § 44).

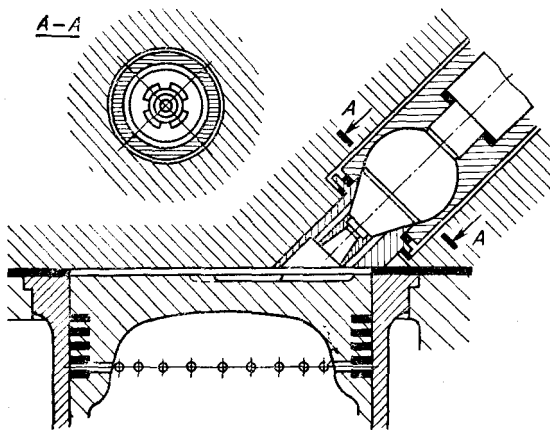


Рис. 121. Предкамера MWM с малым перепадом давления

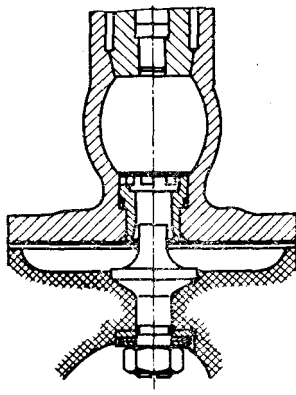


Рис. 122. Предкамера с изменяющимся сечением соплового отверстия [87]

Оригинальная конструкция предкамерного дизеля показана на рис. 122.

Сопловое отверстие узкого кольцевого сечения, обеспечивающее высокие скорости поступления воздуха в предкамеру и истечения из нее горящих газов в полость цилиндра, сохраняется здесь лишь тогда, когда это нужно — в период нахождения поршня вблизи в. м. т. В остальное время газообмен между предкамерой и цилиндром осуществляется в отсутствие значительных перепадов давления, а соответственно без дополнительных затрат энергии. Высокая температура изготовленной из жаропрочной стали бобышки, укрепленной на днище поршня, обеспечивает сокращение задержек воспламенения, а плавные очертания основания этой бобышки способствуют хорошему смешению горящих газов с находящимся в цилиндре воздухом. К сожалению, подобное устройство применимо лишь в случае головок цилиндров с четырьмя клапанами — двумя впускными и двумя выпускными, что несколько ограничивает возможности его широкого использования.

ОБРАЗОВАНИЕ ТОКСИЧНЫХ ВЕЩЕСТВ  
ПРИ СГОРАНИИ В ДВИГАТЕЛЯХ

## § 39. Краткая характеристика состояния вопроса

Непрерывное быстрое увеличение количества автомобилей во всем мире привело к тому, что в целом ряде технически развитых стран, особенно в больших городах, автомобильный транспорт с двигателями внутреннего сгорания стал одним из основных источников загрязнения воздушного бассейна, угрожающего здоровью населения и пагубно влияющего на растительность.

Камеры сгорания поршневых двигателей по существу представляют собой химические реакторы, выполненные далеко не рационально с точки зрения обеспечения высокой полноты сгорания и однородного состава образующихся продуктов. Процесс сгорания в быстроходных двигателях развивается в нестационарных условиях в течение коротких отрезков времени в небольших замкнутых объемах, окруженных относительно холодными стенками. При этом горячая смесь, даже в бензиновых двигателях с внешним смесеобразованием, как правило, не бывает вполне однородной по своему составу — в ней содержатся капельки топлива, продолжающие испаряться в такте сжатия и даже в процессе сгорания. Что же касается дизелей, то здесь эта неоднородность оказывается крайне высокой, местные значения  $\alpha$  могут колебаться в пределах от нуля до бесконечности.

Необходимо учитывать также то обстоятельство, что сгорание отдельных частей рабочего заряда протекает в существенно различных условиях. Первые его порции горят еще в процессе сжатия, основная часть в условиях  $V \approx \text{const}$ , а завершается сгорание в такте расширения, когда давления и температуры быстро уменьшаются. Но даже при сгорании вполне однородной смеси при постоянном объеме температура сгоревших газов оказывается существенно различной в разных зонах камеры.

Согласно ряду исследований, в отработавших газах двигателей внутреннего сгорания может содержаться более ста различных химических соединений — продуктов неполного сгорания, частичного окисления и термического разложения топлива, в той или иной мере вредных для здоровья людей. При достигаемых в пламени высоких температурах происходит также образование токсичных окислов азота.

В связи с ограниченным объемом книги не будем касаться вопросов, относящихся к биологическим особенностям действия тех или иных токсичных компонентов продуктов сгорания и вводимых в 70-е годы в законодательном порядке в разных странах ограничений на допустимое содержание этих компонентов в отра-

ботавших газах автомобильных двигателей, тем более, что эти ограничения еще находятся в стадии становления.

Как и в предыдущих разделах книги, также не будем вдаваться в детали истинного кинетического механизма образования различных токсичных веществ в процессе горения, который очень сложен и изучен еще далеко недостаточно, а ограничимся рассмотрением лишь некоторых особенностей и закономерностей образования нескольких основных токсичных продуктов, содержащихся в отработавших газах двигателей в наибольших количествах и представляющих наибольшую опасность. К ним относятся:

окись углерода (угарный газ CO);

окислы азота (NO, NO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O<sub>4</sub>), которые принято обозначать условным символом NO<sub>x</sub>;

несгоревшие или неполностью сгоревшие углеводороды — пары используемого топлива и многочисленные продукты его частичного окисления и крекинга (условное обозначение CH);

канцерогенные вещества, вызывающие заболевание раком, к которым относятся некоторые тяжелые ароматические соединения, в основном адсорбируемые на поверхности образующихся в процессе сгорания мелких сажевых частиц, выбрасываемых в атмосферу в виде дыма;

окислы серы, образующиеся при сгорании сернистых топлив;

окислы свинца, выбрасываемые в атмосферу при работе автомобильных двигателей на бензинах с присадками ТЭС.

Согласно действующим у нас санитарным нормам длительно допустимая концентрация окиси углерода, еще практически не оказывающая отрицательного воздействия на человеческий организм, составляет 1 мг CO на 1 м<sup>3</sup> воздуха (приблизительно одна миллионная доля). Токсичность двуокиси азота NO<sub>2</sub> в 10 раз выше, чем токсичность CO, т. е. ее концентрация в воздухе не должна превышать одной десятимиллионной доли по объему, а токсичность формальдегида (НСНО) в 70 раз выше, чем CO.

Принято считать, что токсичность несгоревших углеводородов в среднем в 1,5 раза меньше, чем CO, однако здесь возможны существенные ошибки, так как токсичность отдельных компонентов автомобильных бензинов весьма различна — ароматические и особенно олефиновые углеводороды значительно более токсичны, чем насыщенные — парафиновые и нафтенновые. Токсичность промежуточных продуктов окисления топлива — альдегидов

$\left( R-C \begin{array}{l} \text{H} \\ \text{O} \end{array} \right)$  и кетонов  $\left( \begin{array}{l} R \\ R \end{array} \right) C=O$  крайне велика. Обычно приме-

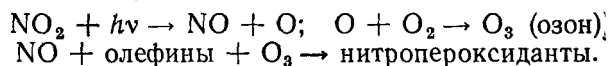
няемые методы анализа дают лишь суммарное содержание CH в отработавших газах, хотя действительный состав несгоревших и неполностью сгоревших углеводородов может быть существенно различным в зависимости от режимов работы двигателя, его теплового состояния, степени изношенности и ряда других факторов.

Токсичность канцерогенных веществ практически не поддается оценке. Хотя их концентрации в отработавших газах обычно очень малы и не вызывают непосредственных признаков отравления, но опасность состоит в том, что, попадая в легкие вместе с дымом, эти вещества накапливаются в организме, способствуя заболеванию раком.

Тем же свойством накапливаться в организме обладают и окислы свинца, приводя к тяжелым последствиям для здоровья людей. Но в связи с тем, что как в нашей стране, так и за рубежом, предполагается полное запрещение использования этилированных автомобильных бензинов, проблема отравления окислами свинца, по-видимому, будет разрешена. В какой то мере это относится и к сернистым соединениям, которые приносят вред не только людям и всей окружающей среде, но и самим двигателям, вызывая их усиленный износ. Поэтому необходимо строго ограничивать содержание серы в моторных топливах, подвергая их соответствующей очистке. К сожалению, в отношении всех других токсичных компонентов, содержащихся в отработавших газах двигателей внутреннего сгорания таких радикальных решений пока не предвидится.

Помимо прямого вредного воздействия на человеческий организм некоторые из выбрасываемых двигателями в атмосферу токсичных компонентов могут вызывать так называемые вторичные эффекты — приводить к образованию ядовитого фотохимического тумана (смога).

Как показали исследования, причиной образования смога является сложное взаимодействие выбрасываемых автомобильными двигателями в атмосферу окислов азота и непредельных углеводородов. Под влиянием солнечных лучей происходит диссоциация молекул  $\text{NO}_2$  с образованием  $\text{NO}$  и озона, в результате взаимодействия которых с олефинами образуются токсичные сложные нитроперекисные соединения, в частности пероксиацетилнитрат, по следующей схеме:



Присутствие последних в воздухе в количествах более  $0,2 \text{ мг/м}^3$  вызывает конденсацию водяных паров, причем сами эти соединения оказываются сосредоточенными в поверхностном слое образующихся таким путем мельчайших капелек тумана, придавая ему токсичные свойства.

#### **§ 40. Особенности образования отдельных токсичных компонентов при сгорании в двигателях**

Как отмечалось в гл. I, кинетический механизм окисления и горения углеводородов крайне сложен, включает целый ряд последовательных элементарных стадий, конкурирующих между



собой, а нередко и сопряженных цепных реакций. В связи с этим пока можно говорить лишь о приближенных схемах образования тех или иных продуктов неполного сгорания в двигателях и частичного окисления топлива. Дополнительные осложнения вносят такие факторы, как неоднородность смеси по составу, различие температур в отдельных зонах камер сгорания, связанное как с Махе-эффектом, так и с наличием в них, с одной стороны, горячих поверхностей (тарелки выпускных клапанов), а с другой стороны, относительно холодных стенок, в непосредственной близости от которых пламя затухает.

**Оксид углерода.** Образование CO в основном происходит при горении обогащенных смесей, т. е. в условиях недостатка окислителя, но CO может получаться и при наличии избытка кислорода в результате диссоциации молекул CO<sub>2</sub> при высоких температурах (выше 2000 К), а также в пристеночных слоях, где температуры еще достаточны для развития начальных стадий окислительных реакций, но еще недостаточны для сгорания CO в CO<sub>2</sub>.

При горении обогащенных смесей соотношение между парциальными давлениями CO<sub>2</sub>, паров H<sub>2</sub>O, CO и H<sub>2</sub> определяются константой равновесия  $K_T = (p_{CO} \cdot p_{H_2O}) / (p_{CO_2} \cdot p_{H_2})$ , зависящей от температуры пламени; чем последняя выше, тем больше значение  $K_T$ . Закалка продуктов реакции, т. е. отсутствие дальнейшего изменения их относительных концентраций при охлаждении продуктов сгорания, происходит при  $T \leq 1000$  К [51]. Это приводит к тому, что в двигателях концентрации CO, как правило, успевают достигнуть равновесных значений, отвечающих температуре конца расширения, в результате чего содержание CO в отработавших газах двигателей легкого топлива почти не зависит от таких факторов, как степень сжатия, частота вращения коленчатого вала, угол опережения зажигания, и практически является однозначной функцией  $\alpha$  при условии, что имеет место достаточно равномерное распределение смеси по составу между отдельными цилиндрами, а также интенсивное перемешивание продуктов сгорания в процессе их расширения и выпуска.

Типичная зависимость концентрации CO = f( $\alpha$ ) в бензиновом двигателе при работе на средних нагрузках приведена на рис. 123. Отклонения от этой кривой в слу-

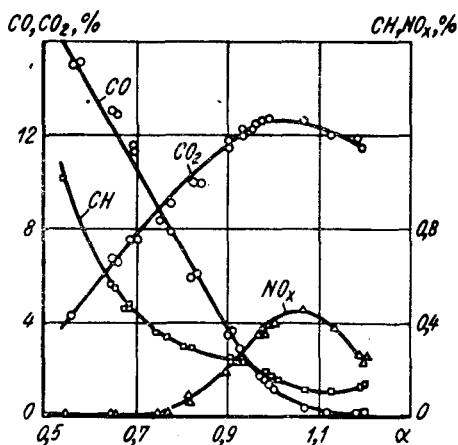


Рис. 123. Концентрация токсичных веществ в отработавших газах бензинового двигателя в зависимости от коэффициента избытка воздуха [96]

чае разных двигателей и различных условий их работы обычно не превышают нескольких десятых процента, если пропуски воспламенения отсутствуют. При наличии последних концентрации СО уменьшаются и одновременно возрастают концентрации СН. Наличие 0,5—1,0% СО при значении  $\alpha = 1$  раньше обычно объясняли неравномерностью распределения смеси между отдельными цилиндрами, но сравнительно недавно путем выполнения тщательных расчетов с помощью ЭВМ было показано, что это определяется условиями химического равновесия с учетом констант скоростей образования и распада до 18 различных образующихся в процессе горения конечных и промежуточных веществ и продуктов их диссоциации [105]. Содержание СО снижается до десятых долей процента лишь при значениях  $\alpha = 1,1 \div 1,15$ ; дальнейшее увеличение  $\alpha$  в обычных двигателях с искровым зажиганием снова приводит к некоторому увеличению концентраций СО в отработавших газах вследствие замедленного и неполного сгорания сильно обедненных смесей, в особенности в пристеночных слоях в условиях быстрого снижения температур и давлений в такте расширения.

Содержание СО в отработавших газах дизелей, которые всегда работают при значениях  $\alpha > 1$ , очень невелико и обычно не превышает 0,2—0,3%.

**Углеводороды.** В нормальном работающем двигателе при отсутствии пропусков воспламенения несгоревшие, но, как правило, частично разложившиеся углеводороды в основном сохраняются в пристеночных, относительно холодных слоях смеси. Убедительное подтверждение этому дают результаты опытов, в которых производился стробоскопический отбор проб газов из камеры сгорания в начале такта расширения. Как показано на рис. 124, концентрация СН в отработавших газах существенно возрастает по мере уменьшения объема газа, отбираемого за один рабочий цикл, когда через отборочный клапан в основном успевают пройти лишь газы, находящиеся в пристеночном слое.

Не менее интересны результаты опытов, в которых пробы отбирались из выпускного патрубка в различные моменты по углу поворота коленчатого вала. Из рис. 125 видно, что концентрация СН в отбираемых пробах увеличивается более чем в 10 раз в самом конце такта выпуска, когда поршень приближается к в. м. т. и в основном происходит выталкивание из цилиндра той части газов, которые находились в пристеночных слоях, в то время как в начале такта выпуска в первую очередь вытекают с высокой скоростью практически полностью сгоревшие газы из основного объема цилиндра. В обоих случаях концентрации СН выражены, как это обычно принято в зарубежной литературе, в частях на миллион (чнм), т. е. в десятитысячных долях процента по объему.

В бензиновых двигателях с хорошо организованными процессами смесеобразования и сгорания при работе на всех нагрузочных режимах и на холостом ходу при значениях  $\alpha$ , лежащих

СН, чнм

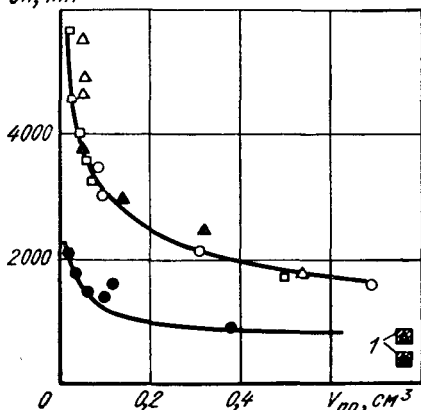


Рис. 124. Зависимость концентрации углеводородов СН в частях на миллион (чнм) от объема пробы  $V_{пр}$  отбираемой из камеры сгорания за один цикл (две серии испытаний) [34]:

1 — средняя концентрация СН в отработавших газах

СН, чнм

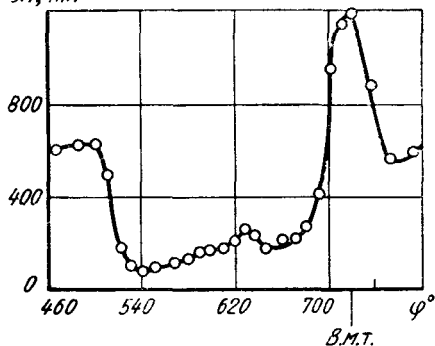


Рис. 125. Изменение содержания СН в выпускном патрубке двигателя с искровым зажиганием в различные моменты по углу поворота коленчатого вала [34]

в пределах 0,9—1,1, концентрация СН в отработавших газах обычно не превышает 400 чнм (0,04% по объему). Если рассматривать в качестве топлива гексан, то при  $\alpha = 1$  отношение числа молей  $C_6H_{14}$  к числу молей продуктов его полного сгорания составляет приблизительно 2%. Это означает, что остается несгоревшим около 2% топлива, а соответственно и горючей смеси. Предполагая, что эта несгоревшая смесь равномерно распределена по всей поверхности относительно холодных стенок цилиндра представляется возможным примерно оценить толщину пограничного слоя, в котором горения не происходит.

Рассмотрим как и ранее (см. стр. 167) двигатель с размерностью цилиндров  $100 \times 100$  мм,  $V_h = 785$  см<sup>3</sup>; открытая поверхность гильзы цилиндра при положении поршня в н. м. т. составляет  $F_{гд} = \pi DS = 314$  см<sup>2</sup>. Предположим, что средняя температура газов в пограничном слое равна 500 К, в то время как температура газов в конце такта расширения  $T_b = 1500$  К. При этом плотность смеси в пограничном слое будет выше плотности продуктов сгорания в объеме цилиндра приблизительно в 3 раза.

Соответственно толщина пограничного слоя, в котором содержится 2% несгоревшей смеси составит

$$\delta = \frac{0,02V_h}{3F_{гд}} = \frac{0,02 \cdot 785}{3 \cdot 314} = 0,017 \text{ см.}$$

Это хорошо согласуется с результатами прямых оптических измерений толщины зоны гашения пламени у стенок [95] и свидетельствует о том, что отрицательное влияние увеличенной площади вытеснителей, где зазор обычно равен толщине прокладки между головкой и блоком цилиндров, т. е. около 1,5 мм, на

характеристики активного тепловыделения [77] следует объяснять не затуханием пламени, а лишь замедлением горения вследствие слабой турбулизации смеси в таких «защемленных объемах».

При наличии сильного дросселирования содержание СН в отработавших газах возрастает, что вызывается рядом причин, а именно: уменьшением в связи с падением давления скорости и полноты горения как вследствие снижения скоростей химических реакций, так и существенно меньшей интенсивности турбулентности, а также увеличением относительной величины теплоотдачи, так как теплопроводность газов от давления не зависит, а температура стенок ниже.

Следует, однако, отметить, что в двигателях с удачно сконструированными камерами сгорания и хорошо отрегулированными карбюраторами увеличение выхода СН при работе на малых нагрузках и холостом ходу не особенно велико. Хотя процесс сгорания существенно замедляется, но все же практически успевает завершиться до начала открытия выпускных клапанов.

Особенно сильно увеличивается концентрация СН в выпускных газах двигателей легкого топлива на режимах принудительного холостого хода (торможения двигателем), когда разрежения во впускном трубопроводе превышают 500—550 мм рт. ст. При этом резко ухудшаются условия воспламенения смеси искрой не только вследствие низких давлений, но также сильного увеличения концентрации остаточных газов. Появляются регулярные пропуски воспламенения, которое оказывается возможным лишь после того, как цилиндр будет «продут» свежей смесью.

По данным ряда исследований, на режимах принудительного холостого хода в отработавших газах может содержаться непрореагировавшее или частично разложившееся и окислившееся топливо в количествах до 30% и более общего его расхода (рис. 126). По-видимому, единственным радикальным выходом является автоматическое прекращение подачи топлива через систему холостого хода при достижении некоторой предельной величины разрежения во впускном тракте, но двигатель при этом остывает, что может отрицательно сказываться на его приемистости.

В дизелях положение значительно лучше, так как давление сжатия на режимах холостого и принудительного холостого хода практически остается таким же, как на режимах больших нагрузок, а содержание в остаточных газах  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  уменьшается. Но вследствие снижения температуры стенок камер сгорания происходит увеличение задержек воспламенения, в связи с чем успевают образоваться зоны с переобедненной смесью, уже практически не способной гореть. А разбавление таких зон избыточными количествами воздуха приводит к полному прекращению химических реакций и соответственно к увеличению выхода СН.

Снизить их концентрацию в отработавших газах удастся, как отмечалось в § 36, за счет некоторого дросселирования дви-

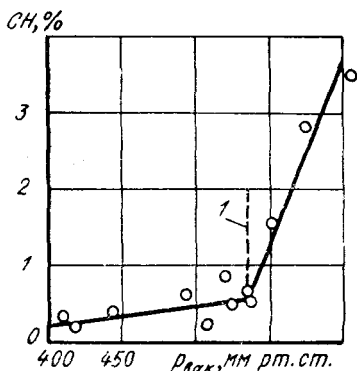


Рис. 126. Выделение несгоревших углеводородов (в % расхода топлива) в зависимости от разрежения во впускном коллекторе карбюраторного двигателя [34]

1 — начало пропусков воспламенения

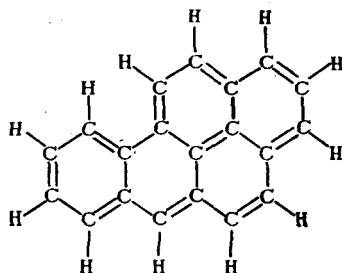


Рис. 127. Структурная схема молекулы бенз(а)пирена

гателя при сохранении той же цикловой подачи топлива, что приводит к уменьшению общего значения  $\alpha$ , слабо влияя на длительности задержек воспламенения.

**Канцерогенные вещества.** Хотя канцерогенными свойствами обладает ряд полициклических ароматических углеводородов, но отличается особенно высокой биологической активностью и обнаруживается в выпускных газах двигателей внутреннего сгорания в наиболее заметных количествах (в отдельных случаях до  $0,5 \text{ мг/м}^3$ ) и поэтому представляет наибольшую опасность бенз(а)пирен  $\text{C}_{20}\text{H}_{12}$  (рис. 127).

Бенз(а)пирен (сокращенно БаП) представляет собой кристаллическое вещество, сходное с нафталином, с температурами плавления  $179^\circ \text{C}$  и кипения около  $310^\circ \text{C}$ ; начинает заметно возгоняться при  $70^\circ \text{C}$ . Образуется в результате пиролиза тяжелых фракций моторных топлив и смазочного масла при сравнительно умеренных температурах ( $400\text{--}700^\circ \text{C}$ ) в условиях сильного недостатка кислорода. При температурах свыше  $1000^\circ \text{C}$  БаП разлагается на водород и сажу, так что его образование и сохранение возможно лишь в относительно холодных пристеночных слоях, в частности на поверхности гильз цилиндров, покрытых масляной пленкой.

Существенное значение смазочного масла в образовании БаП подтверждается тем, что с увеличением износа деталей цилиндропоршневой группы, вызывающего повышенный расход масла, содержание БаП в отработавших газах может увеличиваться в десятки и даже сотни раз [29]. В ряде работ показано определя-

ющее влияние присадки масла к бензину на концентрацию BaP в выпускных газах двухтактных двигателей.

BaP хорошо адсорбируется и прочно удерживается в порах образующихся в процессе сгорания мелких сажевых частиц и практически только вместе с ними, т. е. в виде дыма, выбрасывается в атмосферу и именно в таком виде может попадать в легкие. Следует, однако, отметить, что содержание BaP в сажевых частицах может колебаться в крайне широких пределах в зависимости от типа двигателей и режимов их работы. Сажа бензиновых двигателей содержит существенно больше BaP, чем сажа дизелей, хотя само ее количество во втором случае значительно больше.

**Сажевые частицы.** Как отмечалось в § 23, выделение в процессе сгорания твердого углерода в виде мелких сажевых частиц, образующих черный дым<sup>1</sup>, происходит в результате пиролиза, а также окислительного крекинга углеводородных молекул в зонах сильно переобогащенной смеси при условии, что температуры в этих зонах достаточно высоки. Именно такие условия создаются в дизелях при горении капелек жидкого топлива, когда в одних зонах факела распыла местные значения состава смеси близки к стехиометрическим, и соответственно температуры пламени максимальны, в то время как в смежных зонах имеет место значительный недостаток кислорода.

Результаты ряда исследований показывают, что обильное образование сажи в дизелях в основном происходит в фазе замедленного диффузионного горения, когда продолжающие поступать из форсунки капли топлива встречают на своем пути уже не воздух, а продукты сгорания ранее впрыснутых его порций.

При наличии достаточно большого коэффициента избытка воздуха ( $\alpha > 1,4 \div 1,5$ ) и интенсивной турбулизации или организованного перемешивания рабочего заряда большая часть образовавшихся сажевых частиц успевает сгорать в самом цилиндре в такте расширения (рис. 128). Догорание сажи может продолжаться также и в выпускном тракте.

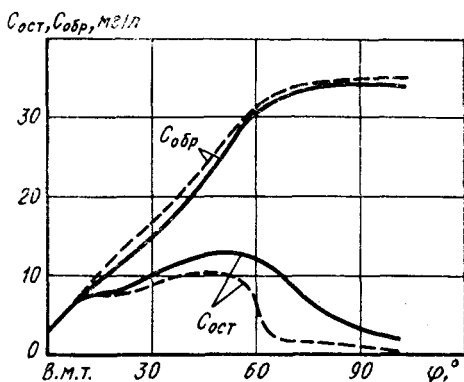
Наиболее склонны к сажеобразованию тяжелые ароматические углеводороды, но в дизелях иногда можно наблюдать такое явление, когда топливо, содержащее значительное количество ароматиков, образует меньше дыма, чем чисто парафиновое. Причиной является большая длительность периода задержки ароматизированного топлива, вследствие чего больший отрезок времени отводится на образование в камере сгорания достаточно однородной смеси до начала горения.

Наряду с чисто механическим загрязнением воздуха — уменьшением его прозрачности и неприятным запахом, наличие дыма в отработавших газах двигателей всегда сопряжено с опасностью

<sup>1</sup> Выбрасываемый двухтактными двигателями, а также сильно изношенными четырехтактными белый или синеватый дым в основном состоит из мельчайших капелек смазочного масла, т. е. должен быть отнесен к несгоревшим углеводородам (СН).

Рис. 128. Количество сажи, образующейся ( $C_{обр}$ ) и оставшейся ( $C_{ост}$ ) в цилиндре дизеля ( $p_i = 0,71$  МПа):

сплошные линии — дизельное топливо; штриховые линии — то же, с присадкой 0,05% ЦТМ [53]

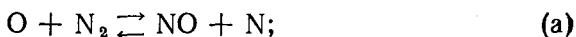


содержания в нем канцерогенных веществ. В связи с этим в законодательных ограничениях на токсичность автомобильных двигателей, принятых в ряде стран, как правило, предусмотрено нормирование

содержания в отработавших газах твердых сажевых частиц.

Эффективный путь снижения образования сажи и дыма в дизелях сводится к такой организации процесса смесеобразования, при которой впрыснутое жидкое топливо или его пары были бы отделены от самой зоны горения, отвечающей значениям  $\alpha = 0,9 \div 1,0$ . Некоторые из таких способов смесеобразования были рассмотрены в § 37.

**Оксиды азота.** В отличие от всех других, содержащихся в ОГ ДВС токсичных компонентов, являющихся продуктами неполного сгорания, частичного окисления и термического разложения топлива, образование окислов азота непосредственно с реакциями горения не связано, а имеет термическую природу. В результате диссоциации молекул  $O_2$  и  $N_2$  на атомы при высоких температурах, достигаемых в пламени, образование окиси азота в основном может происходить в следующих цепных реакциях:



Определяющей является реакция (а), скорость которой зависит от концентрации атомарного кислорода. Последняя увеличивается при наличии в продуктах сгорания свободного  $O_2$ , т. е. с обеднением смеси, и зависит от температуры. По данным Я. Б. Зельдовича и др. [40] энергия активации образования  $NO$  превышает  $5 \cdot 10^5$  кДж/кмоль. Это означает, что повышение  $T_2$  от 2500 до 2600 К приводит при прочих равных условиях, к увеличению скорости реакции в 2,6 раза, а снижение  $T_2$  от тех же 2500 до 2300 К уменьшает скорость образования  $NO$  в 8 раз.

Несколько слабее, но также очень сильно зависит от температуры скорость разложения  $NO$  как в обратных реакциях (а) и (б), так и в реакции  $NO + NO = N_2 + O_2$ . В результате этого при быстром охлаждении продуктов сгорания в такте расширения происходит «замораживание» содержания в них  $NO$

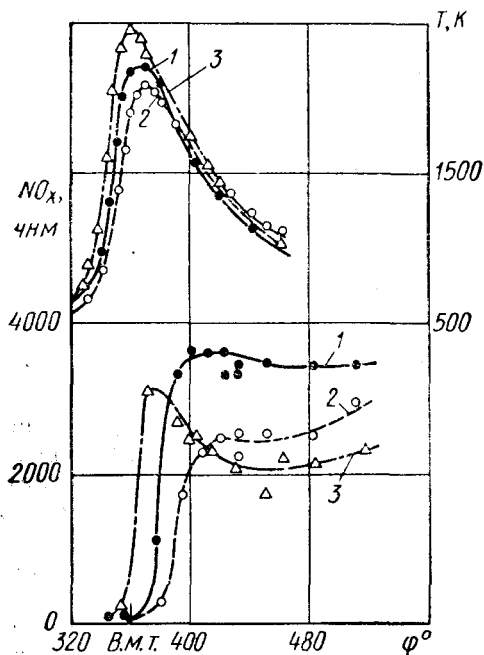


Рис. 129. Изменения температуры и концентрации NO в цилиндре по фазе цикла при различных значениях коэффициента избытка воздуха [34]:

$$1 - \alpha = 1,09; \quad 2 - \alpha = 0,99; \\ 3 - \alpha = 0,87$$

на уровне, близком к тому, который отвечает максимальным значениям  $T_2$ . Наблюдаются некоторые отличия при сгорании обедненных и обогащенных смесей. В первом случае концентрации NO стабилизируются на достигнутом уровне, тогда как во втором — они несколько снижаются в начале такта расширения (рис. 129). Скорее всего это связано с разложением NO вследствие ее взаимодействия с CO ( $\text{NO} + \text{CO} = \text{CO}_2 + \text{N}$ ),

но вопрос пока исследован недостаточно.

Все вместе взятое приводит к тому, что при сгорании однородных смесей в двигателях легкого топлива максимальные концентрации  $\text{NO}_x$  в отработавших газах обычно соответствуют значениям  $\alpha = 1,05 \div 1,1$  (см. рис. 123). При обогащении смеси до  $\alpha \approx 0,95$  температуры сгорания увеличиваются, но содержание свободного, а соответственно, и атомарного кислорода уменьшается; при дальнейшем ее обогащении происходит быстрое снижение выхода NO также и вследствие уменьшения  $T_2$ . При обеднении смеси свободный кислород находится в избытке и на выход NO влияет лишь снижение  $T_2$ .

Непосредственно в зоне пламени образуется только NO и лишь в дальнейшем, при наличии свободного кислорода, происходит сравнительно медленное окисление NO в  $\text{NO}_2$ . В дизелях, где значения  $\alpha$  всегда существенно больше единицы, это окисление частично протекает в самих цилиндрах и выпускном тракте, в результате чего содержание NO в отработавших газах составляет в среднем около 90 % от всех окислов азота ( $\text{NO}_x$ ). В отработавших газах двигателей легкого топлива с искровым зажиганием содержание  $\text{NO}_2$  обычно не превышает 1 % содержания NO [34]. Дальнейшее доокисление NO в  $\text{NO}_2$  происходит уже в атмосфере и может длиться в течение десятков часов. В связи с тем, что под



влиянием солнечных лучей идет обратный процесс разложения  $\text{NO}_2$  на  $\text{NO}$  и атомарный кислород, то  $\text{NO}$  и  $\text{NO}_2$  присутствуют в атмосфере в примерно равных пропорциях.

Увеличение выхода  $\text{NO}_x$  в двигателях легкого топлива вызывают все факторы, способствующие повышению максимальных температур сгорания, а именно: увеличение опережения зажигания, повышение степени сжатия, усиленный подогрев смеси, а также увеличение скоростей сгорания за счет большей турбулизации смеси. Влияние скоростного режима двигателя на выход окислов азота оказывается противоречивым. Это связано с тем, что при повышении частоты вращения сокращается время, отводимое на образование  $\text{NO}$ , но в такой же степени увеличивается ее «закалки», причем одновременно повышается тепловое состояние двигателя, что способствует образованию  $\text{NO}$ .

В связи с крайне сильным влиянием температуры на образование  $\text{NO}$  решающее влияние оказывают не температуры газов в камере сгорания  $\bar{T}_2$ , а местные повышенные их значения. Этим объясняется тот факт, что в дизелях с открытыми и полуразделенными камерами сгорания общее содержание  $\text{NO}_x$  в отработавших газах в условиях эксплуатации оказывается примерно таким же, как в бензиновых двигателях с искровым зажиганием. Хотя средние термодинамические температуры сгорания в дизелях существенно ниже, но всегда имеются зоны с местными значениями  $\alpha$ , близкими к единице, причем температуры сгоревших газов в этих зонах выше, чем в бензиновых двигателях, вследствие более высокой степени сжатия.

В двигателях легкого топлива, даже при наличии вполне равномерного состава смеси во всем объеме камер сгорания, концентрации  $\text{NO}$  в зонах свечей зажигания существенно выше, чем в удалении от них вследствие наличия Махе-эффекта (см. § 17).

#### **§ 41. Оценка суммарной токсичности отработавших газов двигателей**

Хотя сам характер вредного воздействия на человеческий организм отдельных токсичных компонентов, содержащихся в продуктах сгорания, существенно различен, но согласно принятой в СССР методике оценки допустимых концентраций токсичных веществ они должны быть разбавлены такими количествами чистого воздуха, чтобы практически не вызвать ощутимых отрицательных эффектов. При таком подходе к нормированию безопасных концентраций тех или иных газообразных токсичных продуктов представляется возможным оценить общую относительную токсичность многокомпонентной системы путем суммирования токсичности отдельных ее составляющих, приведенных к токсичности какой-либо одной из них, например к токсичности  $\text{CO}$ .

Если в отработавших газах содержится  $x\%$   $\text{CO}$ ,  $y\%$   $\text{NO}_x$  и  $z\%$   $\text{CH}_4$ , причем известно, что токсичность  $\text{NO}_x$  в 10 раз выше,

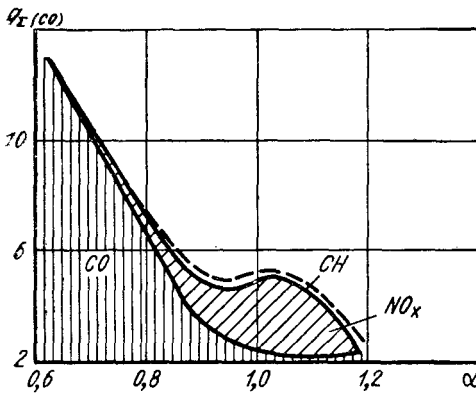


Рис. 130. Изменение суммарной (приведенной к СО) токсичности бензинового двигателя от состава смеси и относительного значения в ней отдельных компонентов

а токсичность СН в 1,5 раза ниже, чем токсичность СО, то общая токсичность этих газов может быть приравнена к содержанию в них СО в количестве  $(x + 10y + 0,67z) \%$ .

На рис. 123 был представлен типичный характер изменения в зависи-

мости от состава смеси содержания в отработавших газах бензинового двигателя СО, СН и  $\text{NO}_x$  при его работе с полностью открытой дроссельной заслонкой. Описанным выше способом представляется возможным выразить соответствующие изменения в зависимости от  $\alpha$  как общей, приведенной к СО токсичности этого двигателя ( $q_{\Sigma}(\text{CO})$ ), так и относительной доли в общей токсичности отдельных компонентов, как показано на рис. 130. Видно, что при значениях  $\alpha < 0,85$  токсичность в основном определяется содержанием СО, в то время как при  $\alpha > 1,0$  она практически целиком определяется содержанием окислов азота. При  $\alpha = 0,9 \div 0,95$  значение СО и  $\text{NO}_x$  в общей токсичности отработавших газов оказывается примерно одинаковым.

Влияние СН очень мало, но это наблюдается при работе бензиновых двигателей на нагрузках, близких к полным. На режимах сильного дросселирования удельный вес СН в общей токсичности отработавших газов существенно возрастает, особенно если в них содержатся такие крайне ядовитые продукты неполного окисления топлива, как альдегиды и кетоны. Одновременно с этим токсичность, создаваемая  $\text{NO}_x$ , снижается вследствие уменьшения температур сгорания, связанного как с пониженными скоростями последнего, так и с увеличением теплоотдачи в стенки.

Токсичность дизелей при их работе на средних нагрузках практически целиком определяется содержанием в отработавших газах окислов азота. На больших нагрузках к ним добавляются сажевые частицы. На малых нагрузках образование  $\text{NO}_x$  уменьшается, но зато увеличивается содержание несгоревших углеводородов.

В роторно-поршневых двигателях вследствие пониженных температур сгорания, связанных с относительно большой его продолжительностью (см. § 34) и увеличенной теплоотдачей в стенки содержание  $\text{NO}_x$  в отработавших газах оказывается существенно пониженным. Но по тем же самым причинам велики концентрации СН.

При использовании в качестве топлива в двигателях с искровым зажиганием сжиженных газов (смесей пропана и бутана) общая токсичность отработавших газов существенно уменьшается, причем это относится к содержанию в них всех токсичных веществ.

Вследствие более широких пределов эффективного обеднения смеси, высокой равномерности ее состава в отдельных цилиндрах, при полном отсутствии капель неиспаренного топлива, содержание в отработавших газах CO, CH и особенно сажевых частиц оказывается меньшим, чем при работе тех же двигателей на бензине. При прочих равных условиях также довольно существенно (почти вдвое) снижается содержание NO<sub>x</sub> [34] вследствие несколько меньших температур пламени у пропана и бутана по сравнению с более тяжелыми алканами, цикланами и особенно с олефинами (см. ниже табл.) и меньших скоростей сгорания газовоздушных смесей, а соответственно и более низких максимальных температур рабочего цикла двигателя даже при оптимальных углах опережения зажигания. Теоретические температуры сгорания T<sub>z</sub> °С различных углеводородов в стехиометрических смесях с воздухом при постоянном давлении (T<sub>0</sub> = 0° С) следующие [32]:

Пропан . . . . .	2110	Пентан . . . . .	2189
Бутан . . . . .	2118	Толуол . . . . .	2211
Октан . . . . .	2128	Ксилол . . . . .	2206
Циклогексан . . . . .	2140	Бензол . . . . .	2258
Циклопентан . . . . .	2153		

Но в связи с тем, что меньшая склонность сжиженных газов к детонации позволяет повысить степень сжатия, оба указанных фактора могут потерять свое значение. Согласно результатам испытаний, проведенных в НАМИ [27], содержание NO<sub>x</sub> в отработавших газах двигателя ЗИЛ-130 (ε = 6,7) и его газовой модификации ЗИЛ-138 (ε = 8,5) примерно одинаково.

## ПУТИ УЛУЧШЕНИЯ ПРОЦЕССОВ СГОРАНИЯ В ДВИГАТЕЛЯХ И СНИЖЕНИЯ ИХ ТОКСИЧНОСТИ

### § 42. Способы улучшения сгорания и снижения токсичности в двигателях легкого топлива с однополостными камерами

В современных бензиновых двигателях с хорошо организованными процессами смесеобразования и сгорания и низким уровнем механических потерь удается достигнуть в условиях стендовых испытаний на установившихся режимах исключительно высокой топливной экономичности. Так, например, в двигателе спортивного автомобиля Форд-Лотус ( $V_h = 1,5$  л,  $\varepsilon = 9,65$ , четыре карбюратора, по одному на каждый из цилиндров) минимальный удельный расход топлива при полностью открытой дроссельной заслонке и  $n = 4000$  об/мин составил  $g_c = 166$  г/(л. с. ч.), смесь — одинаковая во всех цилиндрах ( $\alpha = 1,2$ ) [59]. В восьмицилиндровом V-образном двигателе ГАЗ-13 минимальные значения  $g_c$  достигают 175 г/(л. с. ч.).

Такие низкие удельные расходы топлива, приближающиеся к удельным расходам дизелей, отвечают значениям  $\alpha$ , лежащим вблизи пределов устойчивой работы. В условиях эксплуатации такие обедненные регулировки при отсутствии специальных мероприятий оказываются недопустимыми, так как двигатель при этом не обладает должной приемистостью. По мере уменьшения нагрузки индикаторный к. п. д. бензиновых двигателей снижается, что связано с рассмотренным в § 26 отрицательным влиянием дросселирования на стабильность зажигания, а также на скорость и полноту тепловыделения, и приводит к необходимости обогащать смесь до значений  $\alpha < 1$ .

К числу мероприятий, способствующих улучшению протекания рабочего процесса в двигателях легкого топлива, относятся:

**Интенсификация электрозажигания.** Использование транзисторных или тиристорных схем позволяет повысить энергию искрового разряда и обеспечивает большую крутизну фронта нарастания высокого напряжения между электродами свечи. Последнее способствует уменьшению влияния на характеристику разряда отложений на изоляторах свечей нагара, а также наличия в искровом промежутке капелек неиспаренного топлива. Все это обеспечивает большую стабильность воспламенения на малых нагрузках и переходных режимах, а соответственно позволяет расширить пределы возможного обеднения смеси и улучшить приемистость двигателя.

Дополнительные преимущества с точки зрения обеспечения постоянства заданного момента зажигания во всех цилиндрах

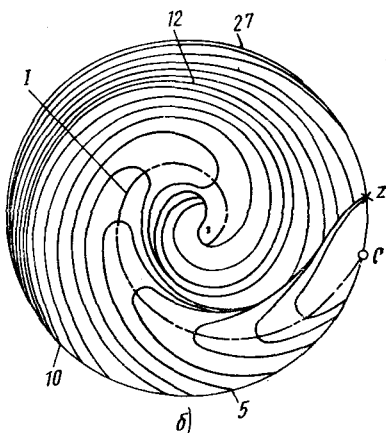
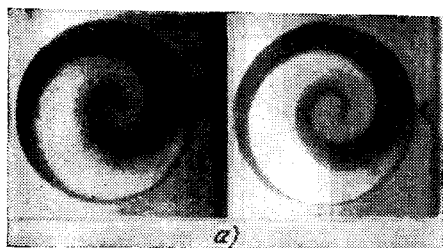


Рис. 131. Распространение пламени в плоской цилиндрической камере сгорания при окружной скорости вихря 75 м/с:

*a* — примеры кинорегистраций; *b* — мгновенные положения фронта пламени через интервалы времени  $10^{-4}$  с; *I* — примерный путь пламени от точки зажигания; *z* — точка зажигания [101]

двигателя на любых скоростных режимах дает применение бесконтактных электронных прерывателей вместо механических.

**Завихривание рабочего заряда.** Оно может осуществляться за счет тангенциального направления впускных патрубков или их выполнения в форме улитки и позволяет создать устойчивое вращательное движение горючей смеси в камере сгорания, если последняя также имеет форму тела вращения. При этом создаются условия, благоприятствующие более быстрому и стабильному развитию начального очага пламени, хотя процесс завершения сгорания может несколько затягиваться.

Кинематографирование через прозрачную крышку цилиндра показало [101], что даже в том случае, когда свеча зажигания расположена сбоку, начальный очаг горения при наличии вихря очень быстро переносится в центр камеры, откуда затем фронт пламени начинает распространяться равномерно во все стороны в радиальных направлениях (рис. 131).

Исследования с использованием быстро вращающейся цилиндрической бомбы с прозрачными торцовыми стенками, по отношению к которым смесь оказывалась неподвижной, показали, что перенос к центру камеры начального очага пламени, значительно менее плотного, чем свежая смесь, происходит под действием центробежных сил, причем этот перенос происходит по логарифмической спирали за 0,6 полного оборота вихря независимо от его угловой скорости [57]. Однако действие тех же центробежных сил, препятствуя диффузии сгоревших газов в радиальном направлении, замедляет процесс догорания периферийных слоев

смеси. Устранить этот нежелательный эффект представляется возможным, используя камеры сгорания в виде углубления в поршне, окруженного кольцевым вытеснителем.

**Впрыск топлива.** Замена карбюрации впрыском строго заданных цикловых доз бензина непосредственно во впускные патрубки каждого цилиндра позволяет не только обеспечить равномерность его распределения, но также исключить время, необходимое для стабилизации топливной пленки на стенках впускного тракта, что существенно улучшает приемистость двигателя, особенно когда он еще не прогрет. Одновременно с этим благодаря отсутствию подогрева впускного трубопровода и уменьшению его гидравлического сопротивления возрастает коэффициент наполнения, а соответственно и максимальная мощность двигателя.

Влияние впрыска на удельные расходы топлива противоречно — в одних случаях достигается некоторая экономия, в других — она отсутствует. Объясняется это тем, что процесс смесеобразования при впрыске переносится внутрь самих цилиндров, вследствие чего смесь может получаться не вполне однородной. Реализация в полной мере всех преимуществ впрыска требует согласования направления топливных струй с потоком воздуха, втекающего в цилиндр, и характером образующихся в нем вихрей с тем, чтобы обеспечить наличие благоприятного для развития сгорания расслоения заряда (подробнее об этом см. ниже).

Благодаря улучшению при впрыске равномерности распределения топлива не только между отдельными цилиндрами, но и между последовательными циклами, особенно на переходных режимах, удается снизить содержание в отработавших газах СО и СН на основных эксплуатационных режимах ( $\alpha > 1$ ), но концентрации  $\text{NO}_x$  при этом не изменяются. Однако их легче снизить за счет обогащения смеси, которое при впрыске оказывается более одинаковым во всех цилиндрах.

Хотя стоимость систем впрыска топлива с электронным или механическим управлением дозированием оптимальных цикловых подач в зависимости от нагрузки двигателя, его теплового состояния, а также от атмосферных условий, выше, чем карбюраторов, но, по мнению ведущих зарубежных специалистов, будущее принадлежит впрыску.

**Изменение способа дросселирования.** Существенного увеличения скорости и воспроизводимости сгорания при работе двигателя на режимах малых нагрузок и на холостом ходу удается достигнуть при замене дросселирования обычным путем на входе во впускной тракт двигателя дросселированием в самих клапанных щелях. Это достигается изменением высоты подъема клапана с помощью соответствующего кулисного устройства. При подобном дросселировании скорость воздуха, втекающего в цилиндр на режимах малых нагрузок, становится равной скорости звука, что вызывает интенсивную турбулизацию заряда и позволяет существенно улучшить воспроизводимость циклов и расширить

пределы возможного обеднения смеси [60]. Однако достигаемое снижение удельного расхода топлива при этом оказывается незначительным, что связано с увеличенной теплоотдачей в стенки вследствие излишне высокой турбулентности. Кроме того, подобные системы дросселирования слишком сложны и их широкое практическое использование вряд ли возможно.

Сходный, хотя и несколько меньший эффект достигается при дросселировании на входе во впускные патрубки каждого из цилиндров, например, с помощью передвижной шиберной заслонки с соответствующим образом спрофилированными отверстиями [55]. Это устройство требует очень точного изготовления вследствие необходимости одинакового дросселирования всех цилиндров.

**Расслоение заряда.** Одним из путей улучшения показателей рабочего процесса двигателей легкого топлива при работе на частичных нагрузках, давно привлекавшим к себе внимание большого числа исследователей, является такое распределение топлива в камере сгорания, при котором в зоне свечи зажигания находилась бы обогащенная смесь, а по мере удаления от свечи смесь постепенно обеднялась.

Способы осуществления такого расслоения заряда весьма разнообразны. Оно может достигаться как соответствующим образом организованным впрыском топлива непосредственно в камеру сгорания в конце такта сжатия, так и отдельной подачей в зону свечи карбюрированной обогащенной смеси, а в основной объем цилиндра — обедненной смеси или чистого воздуха.

Так, например, в двигателе Тексако (рис. 132) легкое топливо впрыскивается в направлении воздушного вихря, и его пары воспламеняются расположенной на некотором расстоянии от форсунки свечой, между электродами которой создается длительный разряд, состоящий из серии последовательных искр. Этим обеспечивается поддержание как-будто бы стационарного факела пламени в течение всего периода впрыска. В дальнейшем сгорание завершается вследствие турбулентного смешения продуктов сгорания обогащенной смеси в этом факеле с заполняющим камеру чистым воздухом.

В двигателе Вицкого (рис. 133) топливо впрыскивается под некоторым углом против направления воздушного вихря, в результате чего капли и пары топлива скапливаются в средней части камеры, где воспламеняются обычной свечой.

Преимущество одного и другого способов в том, что при работе двигателя на малых нагрузках процесс сгорания локализуется лишь в относительно небольшой части камеры, причем, так же как в дизелях, не требуется дросселирования, т. е. имеет место термодинамически более выгодное качественное регулирование мощности.

В двигателе Боудри (рис. 134) через один и тот же впускной клапан по основному тракту в цилиндр засасывается чистый

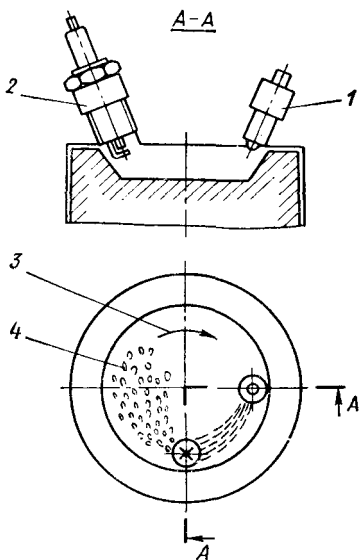


Рис. 132. Схема организации смесеобразования и сгорания в двигателе Тексако:

1 — форсунка; 2 — свеча зажигания;  
3 — направление воздушного вихря;  
4 — факел пламени [108]

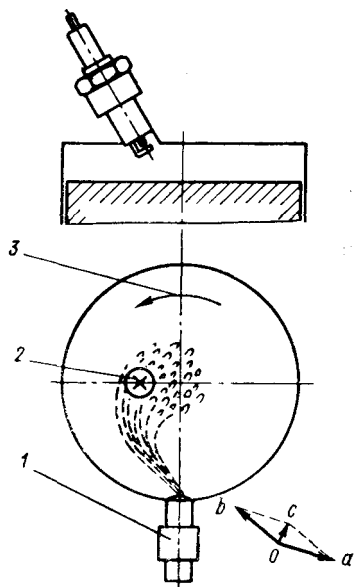


Рис. 133. Схема организации смесеобразования и сгорания по способу Вицко [110]:

1 — форсунка; 2 — свеча зажигания;  
3 — направление воздушного вихря;  
a — направление вихря; b — направление впрыска; c — траектория движения каплей и паров топлива

воздух, а по дополнительной трубке небольшого сечения поступает сильно обогащенная карбюрированная смесь, которая, частично смешиваясь с воздушным вихрем, увлекается им в зону свечи.

Несмотря на большое число реализованных в опытных конструкциях целого ряда других вариантов расслоения заряда и достигаемое при этом существенное уменьшение удельных расходов топлива на частичных нагрузках, ни одна из таких систем не получила до сих пор широкого распространения по следующим причинам. Крайне трудно обеспечить оптимальное распределение смеси по составу в однополостной камере сгорания при различных нагрузочных и скоростных режимах работы двигателя. Чрезмерное переобогащение смеси в зоне свечи снова ухудшает условия воспламенения, а ее переобеднение в зонах, удаленных от свечи, может приводить к замедленному догоранию до полного погасания пламени в тех объемах, где состав смеси выходит за пределы горючести ( $\alpha \geq 1,7 \div 1,8$ ).

Не менее трудно совместить расслоение заряда на частичных нагрузках с требованием достаточно высокой его однородности



Рис. 134. Схема двигателя Бюдри [84]:

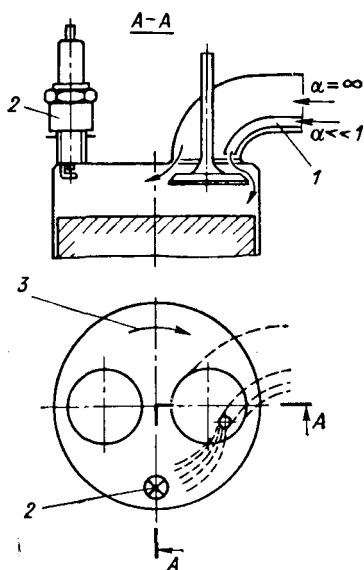
1 — трубопровод богатой смеси; 2 — свеча зажигания; 3 — направление вихря

на полных, без чего неизбежно снижение максимальной мощности двигателя. В этом отношении двигателям со значительным расслоением заряда присущи те же недостатки, что и дизелям, а именно: невозможность эффективного использования для сгорания всего поступившего в цилиндры воздуха, наличие дымления при работе на больших нагрузках.

Тем не менее наличие умеренного расслоения, при котором в зоне свечи поддерживается обогащенная смесь, а в удаленных от нее зонах камеры сгорания состав смеси не выходит за пределы

горючести, является весьма желательным. При этом расширяются пределы общего эффективного обеднения смеси, соответственно достигается экономия топлива на частичных нагрузках и снижается содержание в отработавших газах  $\text{CO}$ ,  $\text{CH}$  и канцерогенных веществ. Однако концентрация окислов азота уменьшается незначительно, так как в расслоенном заряде всегда имеются зоны, где значения  $\alpha$  лежат в пределах 1,0—1,1, наиболее благоприятствующих образованию  $\text{NO}$ , а на режимах малых нагрузок и холостого хода увеличиваются концентрации  $\text{CH}$ .

**Снижение токсичности ценой уменьшения мощности и топливной экономичности.** Существенного снижения образования  $\text{NO}$  в обычных двигателях легкого топлива удастся достигнуть уменьшением углов опережения зажигания, а также степени сжатия при одновременном использовании на всех эксплуатационных режимах только обогащенных топливных смесей ( $\alpha > 0,9$ ). Получаемые при этом увеличенные содержания в отработавших газах  $\text{CO}$ , а на некоторых режимах — также  $\text{CH}$  устраняют, применяя те или иные термические или каталитические дожигатели, устанавливаемые в выпускном тракте. При этом к отработавшим газам подмешиваются необходимые для сгорания  $\text{CO}$  в  $\text{CO}_2$  и  $\text{CH}$  в  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  количества воздуха, или подаваемого под небольшим избыточным давлением от специальной воздуходувки, или подсасываемого за счет создаваемого выпускными газами эжектирующего эффекта. К настоящему времени разработан целый ряд конструкций подобных дожигателей, довольно широко применяемых на зарубежных автомобилях.



Другой путь уменьшения образования NO основан на снижении температур сгорания разбавлением рабочей смеси инертными газами. Наибольший эффект достигается при впрыске во впускной тракт двигателя воды, которая снижает температуры сгорания, действуя не только как инертный разбавитель, но вследствие высокой теплоты испарения существенно уменьшая температуру смеси в конце сжатия. Многочисленные испытания, проведенные в 40-х годах на авиационных двигателях, показали, что впрыск воды в количестве до 50% расхода топлива не сказывается отрицательным образом на скорости и полноте сгорания, одновременно резко снижая склонности двигателей к детонации. К сожалению, применение данного способа на автомобилях и тракторах в зимнее время исключено. Кроме того, вода обязательно должна быть дистиллированной, так как без этого вследствие отложения минеральных солей быстро выходит из строя аппаратура впрыска и сильно увеличивается износ двигателя.

Слабее, чем впрыск воды, но также существенно снижает образование NO подача во впускной тракт двигателя очищенных от твердых частиц и несколько охлажденных отработавших газов, отбираемых из выпускного тракта, т. е. их частичная рециркуляция. На рис. 135 показано изменение в зависимости от количества рециркулирующих газов (в молях по отношению к количеству молей потребляемых двигателем воздуха) относительного содержания в них  $\text{NO}_x$  и расчетных температур сгорания.

Однако мощность двигателя при этом значительно снижается не только из-за уменьшения коэффициента наполнения, но и вследствие ухудшения сгорания. Соответственно также увеличивается удельный расход топлива и возрастает содержание в отработавших газах CH.

Следует подчеркнуть, что каждое из перечисленных мероприятий в отдельности еще не способно обеспечить снижение токсичности обычных бензиновых двигателей с искровым зажиганием до норм, предусмотренных в США на 1976 г. для легковых автомобилей при их испытании по Федеральному ездовому циклу. Согласно этим нормам требуется снижение выброса CO в 18 раз, CH — в 30 раз и  $\text{NO}_x$  в 10 раз по сравнению с выбросом тех же компонентов

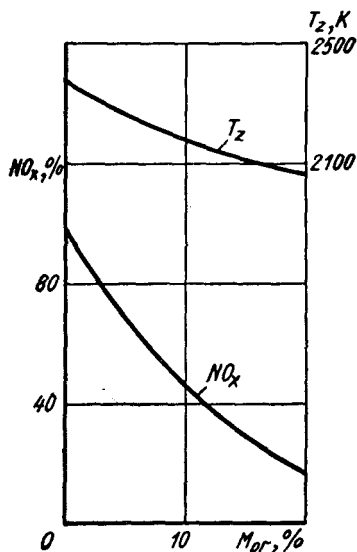


Рис. 135. Влияние рециркуляции отработавших газов на максимальную температуру цикла и концентрацию  $\text{NO}_x$  [93]

средним автомобилем выпуска до 1966 г., в котором не применялось никаких мер для снижения токсичности, и примерно в 7 раз по сравнению с тем, чего можно достигнуть тщательной регулировкой карбюраторов и других систем.

Удовлетворить нормам 1976 г. можно лишь при одновременном использовании нескольких путей, например рециркуляция отработавших газов с одновременным обогащением смеси и последующим дожиганием CO и CH, или уменьшения углов зажигания, использования обогащенных смесей и также применения дожигания.

Во всех случаях снижение токсичности сопровождается уменьшением максимальной мощности двигателя и увеличением расхода топлива на 10% и более [97].

Восстановление NO можно осуществить, используя реакцию  $NO + CO = CO_2 + N$ , которая идет в случае применения соответствующих катализаторов. Судя по имеющимся данным, такие катализаторы уже разработаны, но при этом в отработавших газах необходимо иметь примерно равные количества NO и CO, что соответствует  $\alpha \approx 1,0$ , причем такой состав смеси нужно строго выдерживать на всех режимах.

#### § 43. Использование в двигателях легкого топлива двухполостных камер

Рассмотренные в § 42 затруднения в реализации расслоения заряда, как средства улучшения топливной экономичности и снижения токсичности двигателей с искровым зажиганием, в значительной мере отпадают в случае разделения камеры сгорания на две полости, одна из которых, где расположена свеча, заполняется обогащенной смесью, а другая — обедненной смесью или чистым воздухом. Целый ряд различных вариантов подобных конструкций известен давно, еще с начала 20-х годов, но вследствие дополнительных тепловых потерь, связанных с увеличенной поверхностью стенок, а также затрат энергии на перетекание газов, такие камеры распространения не получили.

Однако в последнее время интерес к ним снова возрос в связи с тем, что именно таким путем удается достигнуть существенного снижения токсичности двигателя. Наличие в дополнительной камере обогащенной, и к тому же в большей степени разбавленной остаточными газами смеси, препятствует образованию в ней окислов азота, а процесс дожигания продуктов неполного сгорания такой обогащенной смеси в результате их смешения с воздухом, находящимся в цилиндре, происходит уже при существенно пониженных температурах в такте расширения.

Опыты, проведенные в Висконсинском университете [99], показали, что наибольшее снижение выброса  $NO_x$  (почти в 10 раз) достигается в том случае, когда объем дополнительной камеры составляет около половины всего объема камеры сжатия.

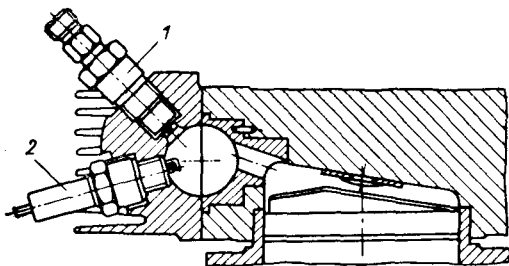


Рис. 136. Камера сгорания бензинового двигателя VW с расслоением заряда:

1 — форсунка; 2 — свеча зажигания

На рис. 136 показано устройство двигателя VW с воздушным охлаждением с шарообразной вихревой камерой, сходной с используемыми в дизелях; ее объем составляет около 25%  $V_c$ . На малых нагрузках топливо впрыскивается только в вихревую камеру в начале такта сжатия, а в цилиндр подается чистый воздух; на больших нагрузках в него поступает обедненная карбюраторная смесь; дросселирование отсутствует. На рис. 137 показано изменение в зависимости от общего коэффициента избытка воздуха значений  $p_e$ ,  $g_e$  и содержания токсичных компонентов в отработавших газах. При значениях  $\alpha > 1,1$  концентрации CO и СН весьма малы, а концентрация  $NO_x$  хотя и монотонно увеличивается по мере увеличения нагрузки, но в общем она также очень невелика — даже при  $\alpha = 1$  не превышает 0,8 мг/л, т. е. почти в 10 раз меньше, чем в обычных бензиновых двигателях с повышенными степенями сжатия. Однако удельный расход топлива чрезмерно высок. Возможно, что это связано с низким механическим к. п. д. использовавшейся одноцилиндровой установки.

Оригинально решена проблема глубокого расслоения заряда в двигателе, разработанном В. М. Кушулем [52]. Как показано схематически на рис. 138, двигатель имеет расположенные рядом спаренные цилиндры, сообщающиеся между собой тангенциальным каналом в полости головки. Цилиндр I заполняется через соответствующий впускной клапан обогащенной бензо-воздушной смесью, в то время как в цилиндр II через другой клапан впускается чистый воздух. Движение поршней происходит со сдвигом по фазе — поршень цилиндра II отстает от поршня цилиндра I на 22—30° угла поворота коленчатого вала, что достигается соответствующим расположением цапфы прицепного шатуна.

Первый цилиндр имеет камеру сгорания, объем которой, включая и объем соединительного канала, отвечает степени сжатия около 6,5. Второй цилиндр камеры сгорания практически не имеет и при подходе в нем поршня к в. м. т. почти весь воздушный заряд вытесняется в камеру сгорания цилиндра I. Общая степень сжатия, отнесенная к обоим цилиндрам, а соответственно

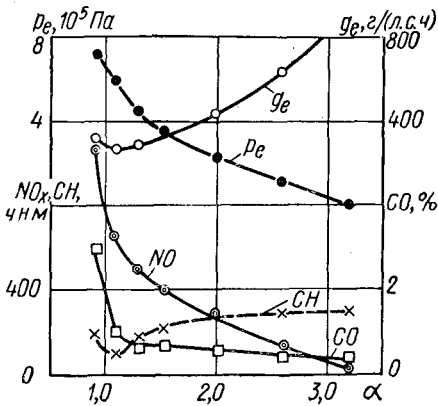


Рис. 137. Влияние коэффициента избытка воздуха  $\alpha$  на  $p_e$ ,  $g_e$  и содержание токсичных составляющих в двигателе VW [89]

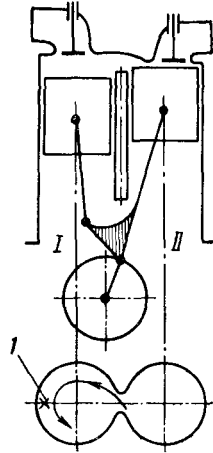


Рис. 138. Схема двигателя конструкции В. М. Кущуль:

I, II — цилиндры;  
1 — свеча

и степень расширения, составляет около 10. Воспламенение смеси искрой свечи, установленной в камере сгорания цилиндра I, осуществляется за  $15\text{--}20^\circ$  угла поворота коленчатого вала до прихода в нем поршня в в. м. т., когда давление сжатия в обоих цилиндрах примерно одинаково. Затем во время сгорания богатой смеси в цилиндре I в него вдувается воздух из цилиндра II, что вызывает сильную турбулизацию горящих газов и энергичное дожигание продуктов неполного сгорания обогащенной смеси.

На режиме максимальной нагрузки состав смеси в цилиндре I отвечает значению  $\alpha \approx 0,5$ , соответственно общий состав смеси, отнесенный к обоим цилиндрам,  $\alpha \approx 1$ . Регулирование нагрузки в пределах от максимальной до половинной осуществляется путем обеднения смеси в цилиндре I до  $\alpha = 1$ , чему отвечает  $\alpha_2 = 2$ ; дальнейшее уменьшение мощности достигается дросселированием обоих впускных трактов. Но несмотря на очень быстрое сгорание и соответственно высокую степень фактического расширения ( $\epsilon_{\text{расш}} = \epsilon_{\text{сж}} = 10$ ), удельные расходы топлива получаются не такими низкими, как этого можно было бы ожидать [ $g_{e \text{ min}} \approx \approx 200 \text{ г/(л. с. ч.)}$  по регулировочным характеристикам,  $g \approx \approx 220 \text{ г/(л. с. ч.)}$  по внешней скоростной характеристике]. Видимо, здесь сказываются увеличенная теплоотдача в стенки и потери энергии на перетекание газов. Литровая мощность двигателя, отнесенная к обоим цилиндрам, также получается заниженной, так как не представляется возможным использовать для сгорания весь воздух, заключенный в цилиндре II.

Дополнительное преимущество двигателя Кушуля состоит в практически полном отсутствии в нем детонации, что связано с интенсивной турбулизацией горящей смеси при наличии высокой ее кинетической неоднородности. Но работает двигатель жестко.

**Форкамерно-факельное зажигание.** Это зажигание, разработанное еще в конце 30-х годов А. С. Соколиком, А. Н. Воиновым и Л. А. Гуссаком, по-видимому, дает наиболее рациональное решение проблемы эффективного использования в двигателях легкого топлива сильно обедненных смесей с сохранением максимальной мощности на том же уровне, как при обычном искровом зажигании и существенном снижении расхода топлива на частичных нагрузках. Принцип факельного зажигания состоит в том, что воспламенение рабочей смеси в основной камере сгорания двигателя осуществляется не непосредственно искрой свечи, а факелом пламенных газов, образующихся при сгорании очень небольшого количества обогащенной смеси в особой форкамере, отделенной от основной камеры одним или несколькими узкими сопловыми отверстиями. Объем форкамеры очень невелик — составляет 3—4% всего объема камеры сжатия. В форкамере расположены свеча зажигания и небольшой дополнительный впускной клапан, открывающийся одновременно с основным впускным клапаном общим приводом (рис. 139).

Через дополнительную впускную систему, питаемую особой секцией карбюратора, в форкамеру подается сильно обогащенная смесь такого состава, чтобы в результате ее смешения с обедненной

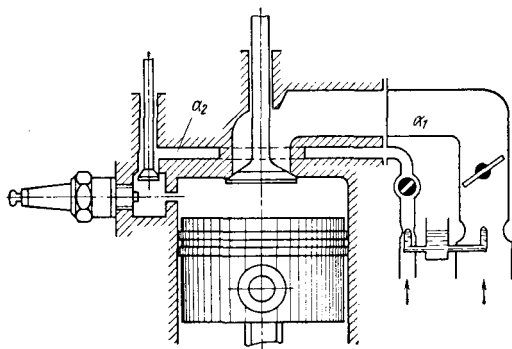
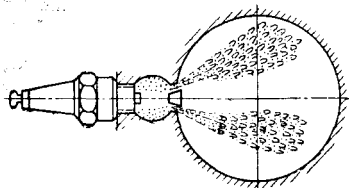


Рис. 139. Схематическое устройство двигателя с форкамерно-факельным зажиганием



смесью, поступающей из цилиндра в процессе сжатия, в форкамере образовалась богатая смесь состава  $\alpha_{\phi} = 0,6 \div 0,8$ , обеспечивающая наиболее благоприятные условия воспламенения и развития начального очага горения. Давление в форкамере быстро повышается, и сгоревшие и еще продолжающие гореть активные пламенные газы выбрасываются с высокими скоростями в основную камеру сгорания.

На границах вытекающих факелов происходит энергичное смешение пламенных газов со смесью в основной камере, в результате чего она воспламеняется одновременно в ряде точек. Такое энергичное воспламенение в значительных объемах приводит к тому, что в основной камере оказываются способными гореть с достаточно высокими скоростями сильно обедненные смеси при  $\alpha = 1,5 \div 1,6$ . Воспламеняются и значительно более бедные смеси, но достаточно быстрое их сгорание наблюдается лишь в зоне действия форкамерных факелов, дальнейшее же догорание затягивается и оказывается неполным.

Состав смеси, образующийся в форкамере к концу такта сжатия ( $\alpha_{\phi}$ ), может быть приближенно подсчитан исходя из того, что заполняющая форкамеру к концу такта впуска богатая смесь состава  $\alpha_2$  смешивается с  $(\varepsilon - 1)$  объемами обедненной смеси состава  $\alpha_1$ , поступающей в форкамеру из цилиндра через сопловые отверстия. Соответственно

$$\frac{1}{\alpha_{\phi}} = \frac{1/\alpha_2 + (\varepsilon - 1)/\alpha_1}{\varepsilon}.$$

Так, например, для того чтобы при степени сжатия  $\varepsilon = 8$  и  $\alpha_1 = 1,5$  получить  $\alpha_{\phi} = 0,7$ , необходимо заполнить форкамеру смесью состава  $\alpha_2 = 0,15$ . В более точных расчетах необходимо учитывать гидравлическое сопротивление сопловых отверстий и степень сжатия, отвечающую моменту подачи искры на свечу.

Регулярность воспламенения и скорость сгорания в форкамерах оказываются исключительно высокими; индикаторные диаграммы многих десятков последовательных циклов практически сливаются в одну, причем интервал времени от момента проскакивания искры до достижения максимума давления в форкамере, при работе двигателя на полных и средних нагрузках обычно не превышает  $5-6^\circ$  угла поворота коленчатого вала. Это можно объяснить не только наличием в форкамере обогащенной смеси, но и ее интенсивной мелкомасштабной турбулизацией ( $l' \approx d_{\text{сop}}$ ), а также тем, что сгорание развивается в условиях небольшого полузамкнутого объема ( $V \leq \text{const}$ ), что уменьшает рассеивание энергии искрового разряда и потери тепла на расширение. Давление в форкамере быстро возрастает, и продолжающие догорать газы выбрасываются с большой скоростью из сопловых отверстий в основную камеру.

На рис. 140 представлены серии осциллограмм изменения давления в форкамере и цилиндре в большом числе последова-

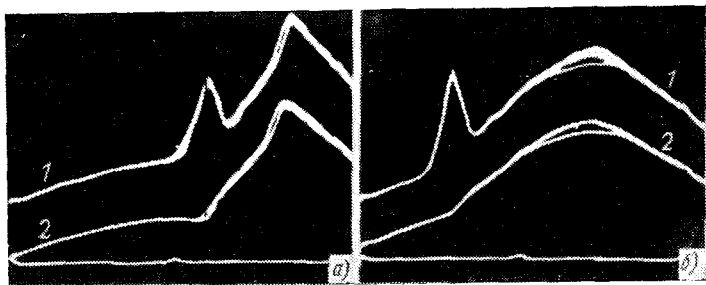


Рис. 140. Индикаторные диаграммы большого числа последовательных циклов двигателя с факельным зажиганием при различных составах смеси:

$a - \alpha_{\Sigma} = 1,2$ ;  $b - \alpha_{\Sigma} = 1,5$ ; 1 — давление в форкамере; 2 — давление в цилиндре

тельных рабочих циклов двигателя. Видно, что разброс в скоростях сгорания в отдельных циклах практически отсутствует.

На рис. 141 приведены схемы развития сгорания при факельном зажигании, построенные на основании многощелевых фоторегистраций в случае относительно большого и вдвое меньшего диаметра соплового отверстия, и соответственно при различных скоростях истечения горящих газов. В первом случае горение начинается непосредственно возле сопла, во втором — первичный очаг воспламенения возникает недалеко от центра основной камеры. Цифрами указаны средние скорости распространения пламени на различных участках.

В случае жестко работающих форкамер достигается существенное снижение склонности двигателя к детонации вследствие ускоренного сгорания из-за создаваемой при выбрасывании газов из форкамеры турбулизации смеси в основной камере. Но при этом на индикаторных диаграммах появляются вибрации давления, сходные с наблюдаемыми в дизелях в начале 1-й фазы сгорания (см. рис. 112). Причина возникновения этих вибраций — одновременное воспламенение в основной камере значительных объемов «подготовленной» смеси в результате ее энергичного турбулентного смещения с выбрасываемыми из форкамеры активными пламенными газами.

Высокая регулярность воспламенения и быстрое сгорание сильно обедненных смесей в основной камере при факельном зажигании позволяют использовать в довольно широких пределах качественное регулирование мощности обеднением смеси при полном открытии дроссельной заслонки. Целесообразным оказывается начинать дросселирование двигателя при обеднении смеси



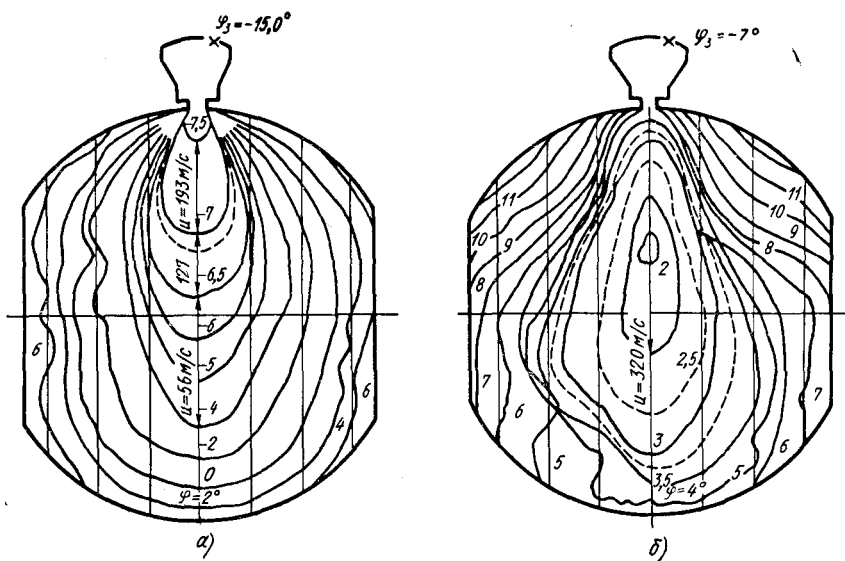


Рис. 141. Схемы распространения пламени в основной камере сгорания при факельном зажигании:

*a* — в случае «мягко» работающей форкамеры (сопловое отверстие  $d_c = 8$  мм); *б* — в случае «жестко» работающей форкамеры ( $d_c = 4$  мм). Объем форкамеры 5%  $V_c$ ;  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_\phi = 0,9$

до  $\alpha_\Sigma \approx 1,5$  (чему отвечает значение  $N_e \approx 0,65N_{e \max}$ ), сохраняя такой же состав смеси на меньших нагрузках и лишь незначительно обогащая ее на режимах холостого хода (до  $\alpha_\Sigma \approx 1,2$ ). Это приводит к существенной экономии топлива на частичных нагрузках при практически таком же его удельном расходе на максимальной мощности, как в аналогичном двигателе с обычным искровым зажиганием.

На рис. 142 сопоставлены характеристики по составу смеси сходных двигателей с обычным искровым и форкамерно-факельным зажиганием. Видно, что в отличие от искрового зажигания, при котором, начиная с  $\alpha = 1,2$ , значения удельных расходов топлива резко возрастают, при факельном зажигании значения  $g_i$  достигают минимума при  $\alpha_\Sigma = 1,6$  и с дальнейшим обеднением смеси до  $\alpha_\Sigma = 2$  увеличиваются незначительно.

Все вместе взятое приводит к экономии топлива в условиях эксплуатации в среднем на 10%, хотя конструкция двигателя и карбюратора несколько усложняются. Одновременно существенно снижается токсичность отработавших газов. Вследствие того, что на основных эксплуатационных режимах состав смеси отвечает значениям  $\alpha = 1,4 \div 1,6$ , содержание в отработавших газах CO, и NO<sub>x</sub> в несколько раз меньше, чем в двигателях с обычным

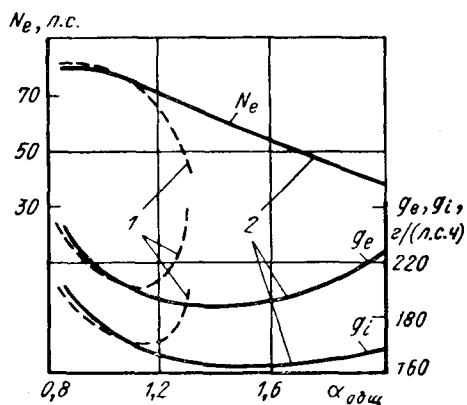


Рис. 142. Характеристики по составу смеси при зажигании:

1 — форкамерно-факельном; 2 — искровом

искровым зажиганием. Однако на режимах больших нагрузок выход  $NO_x$  оказывается несколько повышенным, что объясняется высокой скоростью сгорания при факельном зажигании смесей со значениями  $\alpha = 1,1 \div 1,2$ , а на режимах холостого хода

существенно увеличиваются концентрации несгоревших углеводородов в основной камере вследствие появления пропусков воспламенения.

Причиной этих пропусков является, как это не парадоксально на первый взгляд, именно повышенная скорость сгорания при факельном воспламенении смеси в основной камере, что требует применения на режимах холостого хода более глубокого дросселирования, чем при обычном искровом зажигании. Соответственно увеличивается концентрация остаточных газов, которые при факельном зажигании не содержат горючих компонентов ( $CO, H_2$ ), так как  $\alpha > 1$ . Все это приводит к резкому ухудшению условий воспламенения смеси искрой в форкамере.

В недавно выпущенном японской фирмой Хонда двигателе с факельным зажиганием это затруднение в какой-то мере устранено установкой в форкамере плохо охлаждаемой футорки (рис. 143), увеличением диаметра соплового отверстия и отказе от перекрытия фаз выпуска и впуска, что приводит к уменьшению концентрации остаточных газов на режимах глубокого дросселирования.

Временное разобшение камеры сгорания на две полости. Как показано на рис. 144, это разобшение достигается за счет наличия выступов на днищах

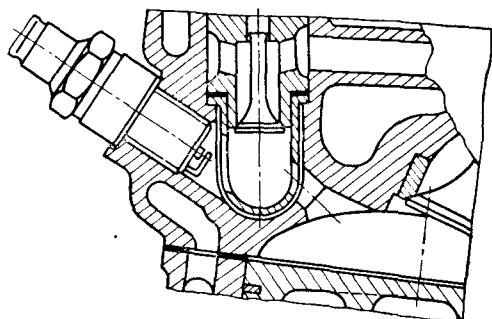


Рис. 143. Устройство форкамеры с горячей вставкой в двигателе фирмы Хонда

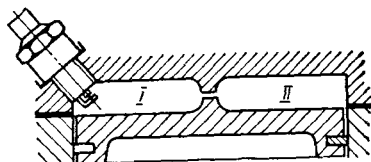


Рис. 144. Схема двигателя с разобщенной камерой сгорания на две полости во время нахождения поршня вблизи в. м. т.:

I, II — полости

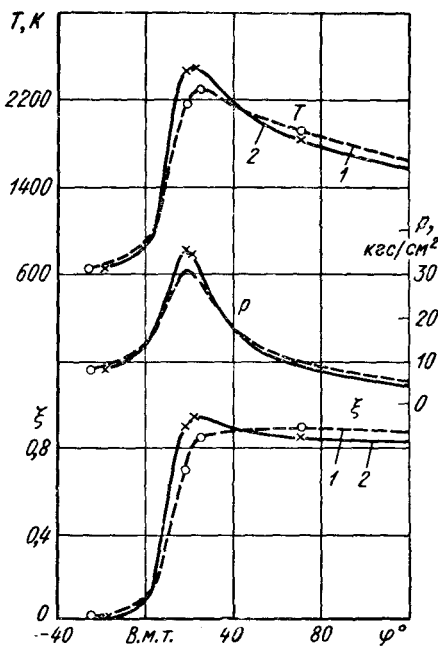


Рис. 145. Сопоставление индикаторных диаграмм и характеристик активного тепловыделения [73]:

1 — в обычном двигателе; 2 — в двигателе с разобщаемой камерой

головки цилиндра и поршня, в результате чего при зажигании смеси искрой в полости I и повышении в ней давления происходит ускоренное перетекание как еще не воспламенившейся, так и уже горячей смеси в полость II через образуемую указанными выступами узкую щель. За счет этого во II полости создаются условия, в некоторой мере сходные с имеющими место при факельном зажигании!

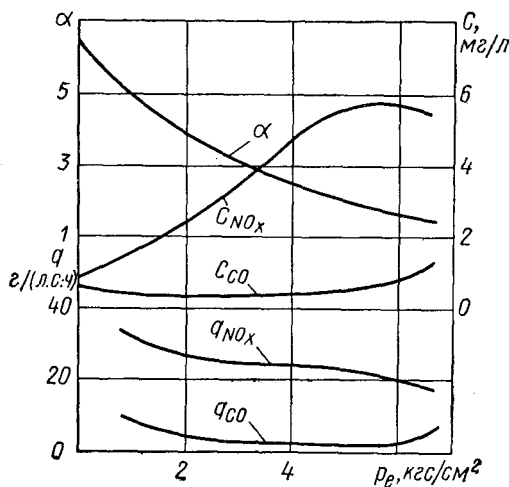
Как показано на рис. 145, подобное устройство способствует повышению коэффициента активного тепловыделения, а соответственно некоторому увеличению мощности двигателя при наличии в обеих полостях смеси одинакового (экономического) состава. Если же осуществить расслоение заряда за счет подачи в зону свечи обогащенной смеси, а в полость II — обедненной, то представляется возможным несколько расширить пределы общего эффективного обеднения и соответственно еще больше повысить индикаторный к. п. д. двигателя на частичных нагрузках.

Достоинством данного способа является наличие лишь кратковременного разделения камеры на две полости именно в тот период, когда это полезно для сгорания, тогда как в остальное время какие-либо потери, связанные с перетеканием газов, отсутствуют.

## § 44. Пути снижения токсичности дизелей

Основными токсичными компонентами отработавших газов дизелей являются окислы азота и выбрасываемые в атмосферу в виде дыма мелкие сажевые частицы, на поверхности которых может быть адсорбировано то или иное количество бенз(а)пирена. Содержание CO и CH в отработавших газах дизелей обычно очень невелико. Хотя концентрации  $\text{NO}_x$  в отработавших газах дизелей в среднем примерно вдвое ниже, чем карбюраторных двигателей, но общий выброс окислов азота в расчете на единицу мощности оказывается примерно одинаковым. Объясняется это тем, что в дизелях на эксплуатационных режимах средние значения  $\alpha \geq 2$  против  $\alpha \approx 1$  в карбюраторных двигателях, в соответствии с чем общее количество газов, выбрасываемых дизелями в атмосферу, примерно вдвое больше.

Типичный характер изменения в зависимости от нагрузки дизеля весового содержания в отработавших газах окислов азота (в пересчете на  $\text{N}_2\text{O}_5$ ) и окиси углерода показан в верхней части графика рис. 146. Видно, что по мере увеличения  $p_e$  образование  $\text{NO}_x$  сначала монотонно возрастает, достигает максимума при  $p_e = 5,5 \cdot 10^5$  Па, а затем несколько снижается. Как отмечалось в § 40, образование NO в камере сгорания дизеля в основном происходит в тех зонах, где местные значения состава смеси отвечают  $\alpha = 1,0 \div 1,2$ . При работе на малых нагрузках такие зоны также существуют, но в связи с небольшим количеством впрыскиваемого топлива их объем незначителен, причем происходит быстрое разбавление этих зон большими количествами избыточного воздуха, а соответственно температуры в них не достигают больших значений.



С повышением нагрузки двигателя общий объем указанных зон возрастает вследствие увеличения цикловой подачи топлива при одновременном уменьшении количества избыточного воздуха, что и вызывает прогрессивное увеличение образования  $\text{NO}_x$ . Так продолжается до тех пор, пока в связи с даль-

Рис. 146. Изменение содержания  $\text{NO}_x$  и CO в отработавших газах дизеля с камерой сгорания ЦНИДИ и удельного их выделения в зависимости от нагрузки [72]

нейшим увеличением цикловой подачи в зоны горения не начинают поступать избыточные количества топлива, а доступ в них воздуха оказывается очень затрудненным. Это приводит сначала к замедлению образования  $\text{NO}$ , а при еще большем увеличении нагрузки — к снижению ее концентрации в отработавших газах.

В нижней части того же графика показано изменение в зависимости от нагрузки удельного выделения окислов азота и окиси углерода, из чего следует, что несмотря на сильное уменьшение концентрации  $\text{NO}_x$  при работе дизеля на малых нагрузках, его токсичность, отнесенная к единице полезной работы, увеличивается. То же самое относится и к выбросу  $\text{CO}$ .

Существенного снижения концентрации  $\text{NO}_x$  в отработавших газах дизелей можно достигнуть за счет уменьшения угла начала впрыска, что связано с уменьшением максимальных температур сгорания вследствие более позднего его развития по фазе цикла в основном уже в такте расширения. Но это сопровождается существенным увеличением удельных расходов топлива.

По тем же причинам увеличивается образование  $\text{NO}_x$  при сокращении продолжительности впрыска топлива (рис. 147), т. е. имеет место полная аналогия с влиянием на образование  $\text{NO}_x$  изменения углов опережения и скорости сгорания в карбюраторных двигателях. Так же как в последних, влияние изменения частоты вращения на образование  $\text{NO}_x$  в дизелях оказывается довольно неопределенным. Но в среднем наблюдается тенденция к некоторому увеличению их содержания в отработавших газах как при высоких, так и при низких скоростных режимах. Первое можно объяснить повышением с ростом частоты вращения общего теплового состояния камеры сгорания, а соответственно и температур пламени. Увеличение образования  $\text{NO}_x$  при низкой частоте вращения (чего в двигателях легкого топлива не наблюдается), здесь, видимо, вызвано особенностью смесеобразования — возможностью более длительного сохранения зон с местными значениями  $\alpha = 1 \div 1,2$  в связи с меньшей интенсивностью турбулентности.

В дизелях с разделенными камерами сгорания образование  $\text{NO}_x$  существенно меньше, чем в дизелях с открытыми и полуразделенными камерами. Особенно низкие концентрации  $\text{NO}_x$  в отработавших газах наблю-

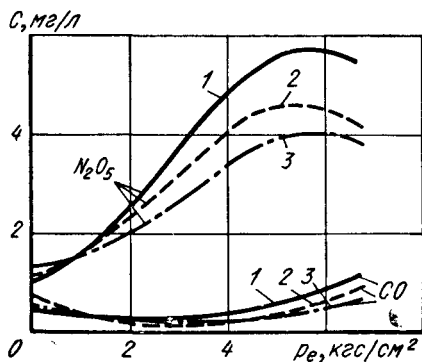


Рис. 147. Влияние продолжительности впрыска топлива на содержание окислов азота и  $\text{CO}$  в отработавших газах дизеля [12]

1 — диаметр плунжера 10 мм; 2 — то же, 8 мм; 3 — то же, 6,5 мм

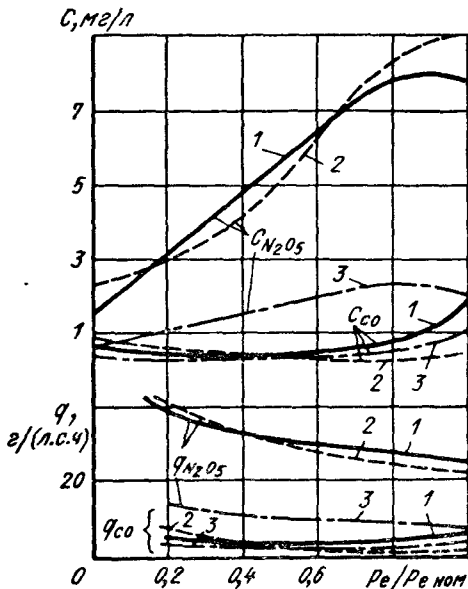


Рис. 148. Влияние типа камеры сгорания на содержание в отработавших газах оксидов азота и СО [72]:

1 — двигатель ЯМЗ-236; 2 — двигатель Д-108 с камерой ЦНИДИ; 3 — двигатель СМД-14 с вихревой камерой

даются в вихрекамерных дизелях (рис. 148), где как первая, так и в значительной мере вторая фазы сгорания развиваются в дополнительной камере в условиях интенсивного перемешивания при значениях  $\alpha$ , существенно меньших единицы, при которых образование NO практически исключено, а процесс догорания происходит в полости цилиндра в такте расширения уже при сильно пониженных температурах.

В дизелях с предкамерами малого объема снижение образования  $NO_x$  не так велико, так как здесь основная фаза сгорания в значительной мере развивается уже в полости цилиндра.

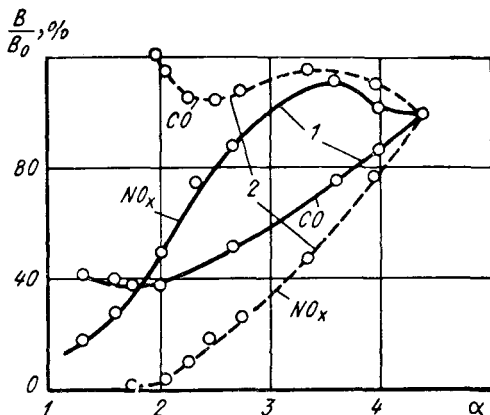
Полуразделенные камеры, в том числе с пленочным и пристеночным смесеобразованием, не дают особых преимуществ с точки зрения выделения  $NO_x$  по сравнению с открытыми камерами с объемно-струйным смесеобразованием. Это вполне понятно, так как и в том, и в другом случаях горение в основном локализуется в зонах с местными значениями  $\alpha \approx 1$ , где создаются условия, благоприятствующие образованию NO.

Так же как и в двигателях легкого топлива с искровым зажиганием, в дизелях удается достигнуть существенного уменьшения выхода  $NO_x$  снижением максимальных температур пламени путем разбавления засасываемого воздуха какими-либо инертными газами ( $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $N_2$ ). Наиболее простым и практически сравнительно легко реализуемым способом является использование частичной рециркуляции отработавших газов, отбираемых из выпускного тракта, которые после их очистки от твердых сажевых частиц и некоторого охлаждения добавляются к засасываемому двигателем воздуху. Но при этом вследствие уменьшения коэффициента наполнения снижается максимальная мощность двигателя, увеличиваются удельный расход топлива и дымность выпуска.

Влияние рециркуляции отработавших газов на образование  $NO_x$  и СО оказывается существенно различным в зависимости от нагрузки (значений  $\alpha$ ), а также от температуры перепускаемых

Рис. 149. Влияние рециркуляции 15% охлажденных и неохлажденных отработавших газов на выход  $\text{NO}_x$  и  $\text{CO}$  при различных составах смеси [72]:

1 — перепуск без охлаждения; 2 — перепуск с охлаждением;  $B/B_0$  — относительное изменение концентрации токсичных компонентов



газов. Как показано на рис. 149, охлажденные газы вызывают значительно большее снижение  $\text{NO}_x$ , но увеличивают содержание  $\text{CO}$ , в то время как рециркуляция неохлажденных газов снижает выброс  $\text{CO}$ . В связи с существенно различным влиянием рециркуляции остаточных газов на разных нагрузках необходимо применение автоматических дозирующих устройств, обеспечивающих оптимальную подачу этих газов в зависимости от режима работы двигателя. Примерно такой же эффект, как рециркуляция неохлажденных отработавших газов, достигается дросселированием воздуха на всасывании.

Если принять в качестве ограничения увеличение удельного расхода топлива в пределах 5—10%, то, по данным ЦНИДИ, снижение образования (в %) окислов азота в дизелях с открытыми и полуразделенными камерами сгорания за счет отдельных мероприятий составляет:

Дросселирование воздуха на всасывании . . . . .	15—25
Снижение степени сжатия . . . . .	25—35
Применение более легких фракций топлива . . . . .	25—35
Увеличение продолжительности впрыска . . . . .	25—35

По-видимому, наиболее простым решением вопроса является использование разделенных (вихревых) камер сгорания, за счет чего достигается снижение образования  $\text{NO}_x$  в 3—4 раза при увеличении  $g_e$  не более чем на 7—8%.

### § 45. Способы расширения многотопливности дизелей<sup>1</sup>

Проблема использования в двигателях внутреннего сгорания топлив различного фракционного состава в первую очередь связана с задачей расширения и наиболее рационального использования топливных ресурсов.

<sup>1</sup> Более глубоко данный вопрос разработан в монографии И. И. Гершмана и А. П. Лебединского [26].

В 30-х годах делались попытки создания многотопливных или, как их тогда называли, «всеядных» двигателей с впрыском топлива в конце такта сжатия и искровым зажиганием. Однако распространение такие двигатели не получили в основном вследствие их низкой топливной экономичности, так как допустимые степени сжатия лимитировались появлением детонации.

Удовлетворительно разрешить проблему многотопливности в принципе позволяет только дизельный процесс, организованный таким образом, чтобы смесеобразование не предшествовало, а непосредственно сопутствовало сгоранию. Основные трудности в выполнении этого требования связаны с высокой испаряемостью и плохой воспламеняемостью легких топлив, особенно если необходимо использовать высокооктановые бензины. На режимах больших нагрузок, а соответственно при высоких температурах поршней и других деталей применение высокооктановых легких топлив приводит к существенному увеличению длительностей задержек воспламенения, образованию в период, предшествующий воспламенению, больших количеств достаточно однородной горючей смеси, что приводит к возникновению самовоспламенения взрывного типа, сопровождающемуся рождением ударных волн (см. рис. 112). На режимах малых нагрузок и холостого хода двигатель работать вообще не может, так как появляются пропуски воспламенения.

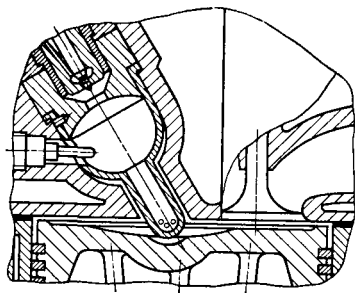
В дизелях с открытыми и полуразделенными камерами сгорания некоторого улучшения удастся достигнуть уменьшением углов опережения впрыска топлива, что способствует сокращению задержек воспламенения, но приводит к ухудшению топливной экономичности вследствие переноса большей части сгорания в такт расширения, причем работа двигателя также остается очень жесткой. Другой путь состоит в повышении степени сжатия, например, в многотопливной модификации дизеля с М-процессом до  $\epsilon = 22$ . Однако оба эти способа позволяют использовать лишь бензины со сравнительно умеренными октановыми числами — не выше 72—76.

В дизелях с разделенными камерами сгорания, особенно в предкамерных, за счет использования очень горячих вставок, температура которых достигает  $750^\circ\text{C}$  и выше, при одновременном повышении степени сжатия удается получить мягкую работу на высокооктановых бензинах. Пуск двигателя осуществляется при помощи калильных свечей, установленных в предкамерах и нагреваемых электрическим током.

Насколько существенным может быть эффект от обоих этих мероприятий, дают представление осциллограммы изменения давления в предкамере и цилиндре и соответствующих значений  $dp/d\varphi$  в базовом двигателе Даймлер-Бенц OM-321 со степенью сжатия 17,2 и сравнительно хорошо охлаждаемой предкамерой и в многотопливной модификации того же двигателя со степенью сжатия 26, причем нижняя часть предкамеры с сопловыми от-



Рис. 150. Камера сгорания многопливного дизеля Даймлер-Бенц



верстиями нигде не касается охлаждаемых стенок головки, как показано на рис. 150.

Осциллограммы, приведенные на рис. 151, сняты на базовом двигателе. Видно, что при работе на бензине Могаз [ОЧ (И) = 89] максимальные значения  $dp/d\phi$  превышают 15 МПа/°, причем как в предкамере, так и в полости цилиндра возникают сильные вибрации давления. При работе на дизельном топливе эти вибрации давления хотя и значительно слабее, но также имеют место. В многопливной модификации того же двигателя при работе на дизельном топливе вибрации давления почти отсутствуют (рис. 152, а), а при работе на бензине они меньше, чем в базовой модели при работе на дизельном топливе (см. рис. 151, а и рис. 152, б).

Примечательно, что такое значительное повышение степени сжатия привело к сравнительно небольшому увеличению максимальных давлений в цилиндре: при работе на дизельном топливе — от 7 до 9 МПа, а при работе на бензине давления возросли даже в несколько меньшей степени — от 8 до 9 МПа. Однако при работе на малых нагрузках и холостом ходу вследствие понижения температуры «горячих вставок» задержки воспламенения увеличиваются, а соответственно возрастает жесткость сгорания.

**Использование принудительного зажигания.** Радикальное разрешение проблемы воспламенения в дизеле в оптимальный момент по фазе цикла при работе на топливах с низкими цетановыми числами дает применение искрового зажигания. В дизелях фирмы MAN с М-процессом для этого используется особая свеча с удлиненными электродами, установленная в противоположном от форсунки конце сферической камеры сгорания в поршне, как показано на рис. 153. При этом для направления на свечу потока образующейся при испарении топливной пленки смеси в стенке камеры выфрезерована канавка.

Однако двигатели с таким способом воспламенения, которому присвоено название FM-процесс, широкого распространения пока не получили. По-видимому, это связано с трудностями в обеспечении оптимального момента воспламенения в широком диапазоне изменения скоростных и нагрузочных режимов, так как путь, который должны пройти пары топлива, двигаясь вдоль стенки от момента начала впрыска до искрового промежутка свечи, оказывается довольно большим.

Несколько иначе организован дизельный процесс с использованием искрового зажигания в качестве вспомогательного

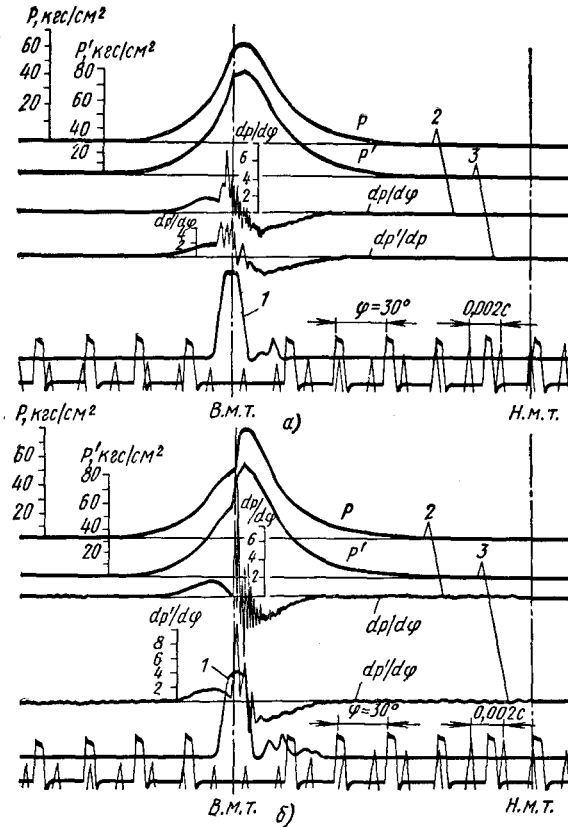


Рис. 151. Осциллограммы изменения давления и значений  $dp/d\varphi$  в предкамере и цилиндре базового двигателя Даймлер-Бенц OM-321:

*a* — дизельное топливо; *б* — бензин; 1 — ход иглы форсунки; 2 — основная камера; 3 — предкамера;  $\varphi_{впр} = 25^\circ$  до в. м. т. [26]

источника воспламенения в дизелях с пристеночным смесеобразованием фирмы Дейтц. Как показано на рис. 154, свеча особой конструкции установлена в непосредственной близости от форсунки, причем искровой промежуток защищен от прямого попадания на него каплей жидкого топлива цилиндрическим кожухом с двумя диаметрально противоположными окошками. Благодаря высокой температуре этого кожуха, доньшко которого служит заземленным электродом, падающие на его наружную поверхность капли испаряются, пары топлива смешиваются с омывающим кожух воздушным вихрем, и проникающая во внутреннюю по-

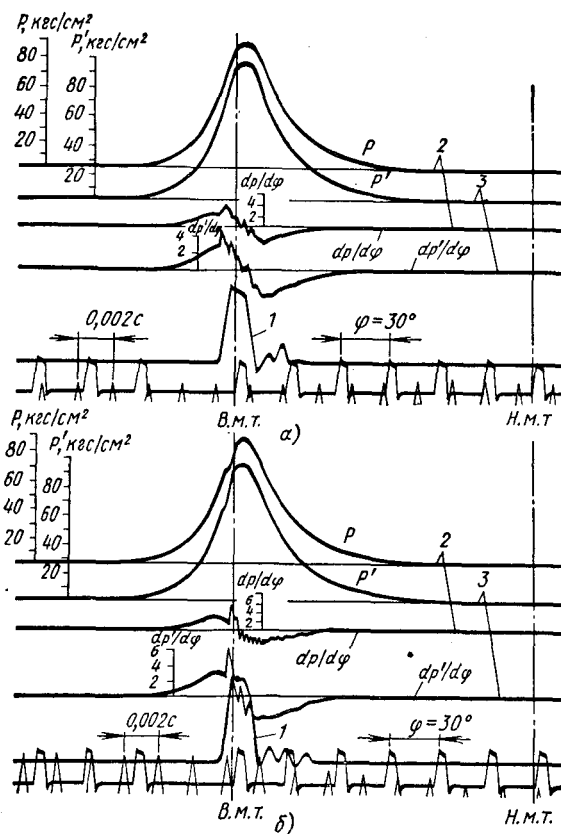


Рис. 152. Осциллограммы, аналогичные представленным на рис. 151, но в многотопливной модификации того же двигателя при  $\varphi_{впр} = 25^\circ$  до в. м. т.

(а; б; 1; 2; 3 — см. рис. 151)

лость свечи горячая смесь воспламеняется искрой. При этом используется специальная система зажигания повышенной мощности с рядом последовательных искр. С целью увеличения срока службы свечи, определяемого эрозией электродов, принудительно зажигание используется лишь тогда, когда это действительно необходимо. При работе двигателя на бензине и больших нагрузках она автоматически отключается — соответствующий выключатель связан с рейкой топливного насоса. В связи с тем, что при переходе от работы на дизельном топливе к работе на бензине требуется увеличение активного хода плунжера (вследствие меньшей удельной массы бензина и увеличенных утечек через зазор между плунжером и втулкой топливного насоса),

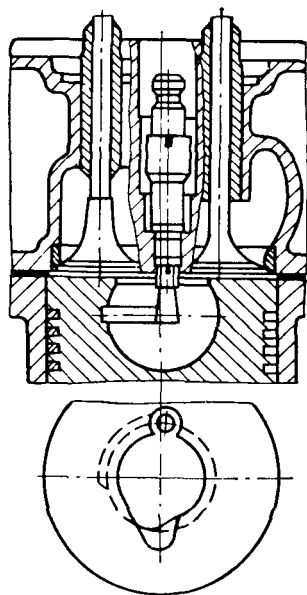


Рис. 153. Размещение свечи зажигания в камере сгорания двигателя с FM процессом

одновременно с включением электрозажигания автоматически происходит перестановка ограничителей хода рейки насоса.

Подобное использование электрического зажигания в дизеле лишь как вспомогательного средства для обеспечения оптимального момента воспламенения впрыскиваемого топлива независимо от его детанового числа при сохранении неизменными всех особенностей процессов смесеобразования и сгорания приводит к тому, что как мощностные, так и экономические показатели двигателя остаются практически одинаковыми как при работе на дизельных топливах, так и при работе на бензинах различных сортов. Этому

в значительной мере способствует наличие пристеночного смесеобразования, при котором скорость сгорания в основном определяется взаимной диффузией паров топлива и воздуха (см. § 37).

**Двухфазная подача топлива.** Получить в дизелях с открытыми и полуразделенными камерами управляемое сгорание с плавным нарастанием давления, определяемым законом подачи топлива, можно, применяя так называемый ступенчатый впрыск, когда путем придания соответствующего профиля кулачку топливного насоса или применения специальных форсунок первоначально впрыскивается небольшая часть топлива, а уже затем основная его масса. При воспламенении начальной порции топлива даже с относительно большой задержкой повышение давления оказывается незначительным, основная же доля топлива воспламеняется и горит уже по мере его поступления в цилиндр. Однако проблемы улучшения полноты сгорания при этом не решаются, конструкция же топливоподающей аппаратуры делается более сложной, поэтому подобные системы впрыска широкого распространения не получили.

Существенно улучшаются условия воспламенения и одновременно догорания при подаче в двигатель на впуске карбюрированного легкого топлива в таких количествах, чтобы цилиндр был заполнен сильно обедненной однородной топливовоздушной смесью ( $\alpha \geq 10$ ). Подобная смесь в процессе сжатия не воспламеняется, но развивающиеся в ней окислительные реакции, сопровождающиеся появлением холодного пламени, сильно облег-

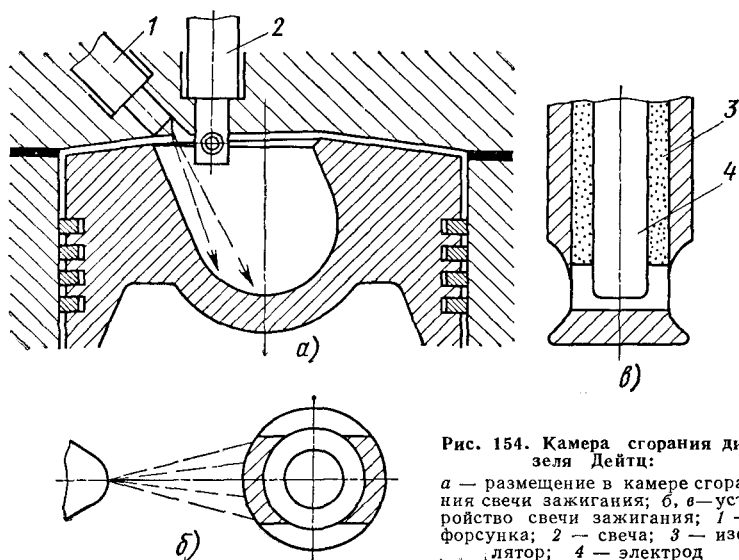


Рис. 154. Камера сгорания дизеля Дейтц:

а — размещение в камере сгорания свечи зажигания; б, в — устройство свечи зажигания; 1 — форсунка; 2 — свеча; 3 — изолятор; 4 — электрод

чают воспламенение впрыскиваемого обычным путем основного топлива. Даже при низких цетановых числах последнего задержки воспламенения оказываются ничтожно малыми, нарастание давления происходит плавно, и одновременно с этим существенно возрастает полнота сгорания. Предел начала дымления, отнесенный ко всему топливу (первичное + основное), удается снизить до значений  $\alpha = 1,2 \div 1,15$  и за счет этого повысить максимальную мощность двигателя и одновременно несколько снизить минимальные значения удельного расхода топлива [83].

Причины достигаемого таким путем уменьшения сажеобразования при диффузионном горении впрыскиваемого тяжелого топлива пока не изучены, но можно предполагать, что основное значение здесь имеет наличие в воздушном заряде активных продуктов окисления первичного топлива, которые стимулируют развитие реакций в зонах переобогащенной смеси также преимущественно по окислительному механизму в ущерб крекингу углеводородных молекул, являющемуся причиной выделения углерода в виде сажи.

К сожалению, возможности практического использования подобного двухфазного процесса ограничены тем, что на малых нагрузках двигателя при впрыске небольших количеств вторичного топлива сохраняются зоны, в которых содержится лишь очень бедная первичная смесь, не способная к самостоятельному горению ( $\alpha > 10$ ). В связи с этим общие удельные расходы топлива на малых нагрузках возрастают, и в отработавших газах

появляются значительные количества продуктов неполного сгорания, обладающих резким запахом. В связи с этим такой смешанный процесс рационально использовать лишь как средство дополнительного повышения мощности, например, тракторных двигателей в условиях тяжелой пахоты, а также стационарных дизелей на электростанциях в часы пик.

**Присадки к дизельным топливам.** Сокращение задержек воспламенения, а соответственно более «мягкое» и управляемое сгорание в случае использования топлив с низкими цетановыми числами получается при добавлении к ним различных присадок, ускоряющих процессы предпламенного окисления, таких как перекисные соединения, нитраты и сложные эфиры. Однако в ряде случаев при этом ухудшается полнота сгорания, и дымление начинается при меньших нагрузках. В связи с этим в последнее время разработан как в зарубежных странах, так и в СССР, ряд вариантов комплексных присадок, одновременно способствующих сокращению задержек воспламенения, увеличению полноты сгорания, уменьшению дымности отработавших газов. Однако полного решения проблемы многотопливности такие присадки дать не могут.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агеев И. К., Ападизи Г. Д., Бойко А. М. Исследование показателей роторно-поршневого двигателя. М., 1970, с. 62—88. (Труды НАТИ. Вып. 205).
2. Апашев М. Д., Стечкин Б. С. О методах совместного исследования распространения пламени и изменения давления в двигателях с искровым зажиганием. М. 1957, с. 155—163 (Труды Института двигателей АН СССР. Вып. 111).
3. Аронов Д. М. Антдетонационные качества автомобильных двигателей. В кн.: Эксплуатационно-технические свойства и применение автомобильных топлив. Вып. 2. М., Автотрансиздат, 1961, с. 28—41.
4. Аронов Д. М., Малявинский Л. В. Детонационная жесткость двигателя и чувствительность топлив. В кн.: Эксплуатационно-технические свойства и применение автомобильных топлив. Вып. 3. М., Автотрансиздат; 1963, 37 с.
5. Аронов Д. М., Роберт Ю. А. Калильные числа автомобильных бензинов и масел. — «Химия и технология топлив и масел», 1967, № 7, с. 47—50.
6. Бакалейник А. М., Воинов А. Н., Лернер М. О. Особенности влияния антидетонатора ЦТМ на прдетонационные свойства нагара. — «Химия и технология топлив и масел», 1972, № 8, с. 42—44.
7. Басевич В. Я. О скорости горения распыленного топлива. В Сб.: Сгорание и смесеобразование в дизелях. АН СССР, 1960, 240 с.
8. Брзе Д. Д. Сгорание в поршневых двигателях. М., «Машиностроение», 1969, 247 с.
9. Воинов А. Н. Исследование воспламенения гомогенных топливовоздушных смесей от сжатия и от накалиной поверхности. В кн.: Сгорание и смесеобразование в дизелях. АН СССР, 1960, с. 37—51.
10. Воинов А. Н. Исследование воспламенения нагретой поверхностью в условиях двигателя. Доклады АН СССР. Т. 113, 1957, № 6, с. 1259; Т. 114, 1957, № 1, 135 с.
11. Воинов А. Н. Экспериментальное исследование детонации в двигателях. В кн.: Сгорание в транспортных поршневых двигателях. АН СССР, 1951, 212 с.
12. Воинов А. Н., Игнатович С. Н. Исследование воспламенения углеводородных смесей в условиях непрерывно продолжающегося сжатия. В кн.: Автомобили и двигатели внутреннего сгорания. М., 1972, с. 72 (Труды МАДИ. Вып. 40).
13. Воинов А. Н., Мищенко Н. И. Влияние различных систем зажигания на содержание токсичных веществ в отработавших газах бензинового двигателя. В кн.: Автотракторные двигатели внутреннего сгорания. М., 1974, с. 160—166 (Труды МАДИ. Вып. 71).
14. Воинов А. Н., Скорodelов Д. И. Анализ макрокинетических зависимостей при низко- и высокотемпературном самовоспламенении углеводородовоздушных смесей. В кн.: Двигатели внутреннего сгорания. М., 1972, с. 82—90 (Труды МАДИ. Вып. 40).
15. Воинов А. Н., Скорodelов Д. И. Изучение особенностей развития предпламенных процессов и воспламенения углеводородов различного строения.— «Кинетика и катализ», Т. VIII, вып. 3, 1967, с. 493—505.

16. **Воинов А. Н., Фастова К. Н.** Исследование причин аномальных зависимостей, детонации в двигателях от состава смеси и температуры. В кн.: Автотракторные двигатели. М. «Машиностроение», 1968, с. 220—232.
17. **Воинов А. Н., Нечаев С. Г., Румянцев И. Ф.** Исследование поверхностного воспламенения от частиц нагара в двигателях легкого топлива. — «Автомобилестроение», 1967, вып. 11, с. 15—16.
18. **Воинов А. Н., Нечаев С. Г., Туровский Ф. В.** Исследование калильного зажигания в форсированном двигателе воздушного охлаждения. — «Автомобильная промышленность», 1973, № 2, с. 16—17.
19. **Воинов А. Н., Скорodelов Д. И., Соколов Ф. П.** Исследование воспламенения углеводородовоздушных смесей при адиабатическом сжатии. — «Кинетика и катализ», Т. 5, 1964, № 3, 388 с.
20. **Воинов А. Н., Скорodelов Д. И., Соколов Ф. П.** О механизме антидетонационного действия ЦТМ. В кн.: Новый антидетонатор для бензинов. М., ЦНИИТЭНефтегаз, 1963, с. 53—65.
21. **Воинов А. Н., Ховах М. С., Читтавадги Б. С.** Влияние присадок ферроцена и ЦТМ на процессы сажеобразования при сгорании жидких топлив. В кн.: Автотракторные двигатели. Исследование рабочих процессов, систем топливоподачи и газообмена. М., «Машиностроение», 1968, с. 80—93.
22. **Воинов А. Н., Четти В. Джанардана.** Анализ воспламенения в дизеле с учетом влияния химико-кинетических и физических факторов. — «Известия вузов СССР. Машиностроение», 1970, № 4, с. 77—81.
23. **Вопросы горения.** Сборник переводных статей. М., Металлургиздат, 1963, 426 с.
24. **Гайдон А. Г., Вольфгард Х. Г.** Пламя, его структура, излучение и температура. М., Металлургиздат, 1959, 166 с.
25. **Генкин К. И., Хазанов З. С.** Исследование механизма сгорания в двигателе. Горение и взрыв (Материалы 3-го Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву). М., «Наука», 1972, с. 409.
26. **Гершман И. И., Лебединский А. П.** Многотопливные дизели. М., «Машиностроение», 1971, 22 с.
27. **Гольдблат И. И., Колубаев Б. Д., Самоль Н. Г.** О токсичности автомобильных двигателей, работающих на газообразных топливах. — «Автомобильная промышленность», 1972, № 4, с. 5—7.
28. **Гуреев А. А.** Применение автомобильных бензинов. М., «Химия», 1972, 363 с.
29. **Демочка О. И.** Пути уменьшения вредности отработавших газов карбюраторных двигателей. М., НИИНавтопром, 1968, 64 с.
30. **Дмитриевский А. В.** Особенности рабочего процесса и основные показатели двигателя Кушуля. В кн.: Автомобильные двигатели, вып. 2, М., НИИНавтопром, 1968, 62 с.
31. **Дубовик А. С.** Фотографическая регистрация быстротекущих процессов. М., «Наука», 1964, 466 с.
32. **Дубовкин Н. Ф.** Справочник по углеводородным топливам и продуктам их сгорания. М., Госэнергоиздат, 1962, 288 с.
33. **Загрязкин Н. Н., Тимошенко Ю. И.** Развитие пламени после поджигания стабилизированной и нестабилизированной смеси электрическими искрами. АН СССР, 1962, с. 110 (Труды Института двигателей, вып. VI).
34. **Звонов В. Н.** Токсичность двигателей внутреннего сгорания. М., «Машиностроение», 1973, 299 с.
35. **Зельдович Я. Б.** Теория зажигания накаленной поверхностью. — «Журнал экспериментальной и теоретической физики», Т. 9, 1938, Вып. 12, 1530 с.
36. **Зельдович Я. Б.** Теория ударных волн и введение в газодинамику. АН СССР, 1946, 185 с.
37. **Зельдович Я. Б., Компанец А. С.** Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
38. **Зельдович Я. Б., Симонов Н. Н.** К теории искрового воспламенения газовых взрывчатых смесей. — «Журнал физической химии», 1949, Т. 23, Вып. 11, 1361 с.



39. Зельдович Я. Б., Франк-Каменецкий Д. А. Теория теплового распространения пламени. — «Журнал физической химии», 1938, Т. 12, 100 с.
40. Зельдович Я. Б., Садовников П. Я., Франк-Каменецкий Д. А. Окисление азота при горении. АН СССР, 1947, 147 с.
41. Иванченко Н. Н., Семенов Б. Н., Соколов В. С. Рабочий процесс дизелей с камерой в поршне. Л., «Машиностроение», 1972, 228 с.
42. Индикаторная диаграмма, динамика тепловыделения и рабочий цикл быстрого поршневого двигателя. АН СССР, 1960, 199 с. Авт.: Б. С. Стечкин, К. Н. Генкин, В. С. Золотаревский и др.
43. Иноземцев Н. В., Кошкин В. К. Способы сгорания в двигателях. М., Машгиз, 1949, 344 с.
44. Иост В. Взрывы и горение в газах. М., ИЛ, 1952, 687 с.
45. Исследование смесеобразования и выделения тепла в дизеле с пленочным смесеобразованием. — «Автомобильная промышленность», 1974, № 5, с. 7—11. Авт.: М. М. Вихерт; И. И. Гершман, Ю. Г. Грудский и др.
46. Карпов В. П., Соколик А. С. О влиянии давления на скорость ламинарного и турбулентного горения. «Доклады АН СССР», 1960, Т. 132, № 6, 1341 с.
47. Когарко С. М. Детонация метано-воздушных смесей и пределы детонации углеводородовоздушных смесей в трубах большого диаметра. — «Журнал технической физики», 1958, Т. 28, № 9, 2072 с.
48. Когарко С. М. Исследование давления в торце трубы при нестационарном быстром горении. — «Журнал технической физики», 1958, Т. 28, 2041 с.
49. Когарко С. М. Усиление волн сжатия при взаимодействии с фронтом пламени. — «Журнал технической физики», 1960, т. 30, № 1, 110 с.
50. Колубаев Б. Д. Особенности антидетонационных характеристик сжиженных газов. — «Химия и технология топлив и масел», 1974, № 3, с. 44—47.
51. Кондратьев В. Н. Кинетика химических газовых реакций. АН СССР, 1958, 688 с.
52. Кушуль В. М. Термодинамические основы и рабочий процесс двигателя внутреннего сгорания нового типа. Л., 1962, с. 15—19 (Труды Ленинградского института авиационного приборостроения. Вып. 38).
53. Лернер М. О. Регулирование процесса горения в двигателях с искровым зажиганием. М., «Наука», 1972, 294 с.
54. Лисичкин А. М., Ганиходжаев А. А., Ножкина И. А. Феноменологические особенности самовоспламенения алкано-воздушных смесей. В кн.: Кинетика и аэродинамика процессов горения топлив. М., «Наука», 1969, с. 128—142.
55. Лобынцев Ю. И. Предпосылки к выбору оптимальной конструкции схемы перспективных систем карбюрации автомобильных двигателей. В кн.: Процессы смесеобразования и сгорания в быстроходных двигателях внутреннего сгорания. М., МАДИ, 1973, 144 с.
56. Льюис и Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. Пер. с англ. Изд. 2-е, М., «Мир», 1968, 589 с.
57. Марголин А. Д., Карпов В. П. Горение вращающегося газа. Доклады АН СССР, 1974, т. 216, № 3, 346 с.
58. Махов В. З., Ховах М. С. Исследование влияния присадок к топливу на процесс образования и сгорания сажи в цилиндре дизеля. В кн.: Снижение загрязнения воздуха в городе выхлопными газами автомобилей. М., НИИНавтопром, 1971, с. 111—118.
59. Морозов К. А., Черняк Я. Б., Синельников Н. И. Особенности рабочих процессов высокооборотных карбюраторных двигателей. М., «Машиностроение», 1971, 100 с.
60. Назаров М. М. О возможности интенсификации процесса сгорания в бензиновых двигателях. В кн.: Автотракторные двигатели внутреннего сгорания. М., 1974, 148 с. (Труды МАДИ, Вып. 71).
61. Нечаев С. Г. О природе поверхностного воспламенения в двигателях легкого топлива. — «Известия вузов СССР», «Машиностроение», 1967, № 8, с. 69—73.
62. Основы горения углеводородных топлив. М., ИЛ, 1960, 663 с.

63. Петров Э. А., Талантов А. В. Исследование основных характеристик горения однородной смеси в открытом турбулентном потоке. «Известия вузов. Авиационная техника». 1959, № 3, 91 с.
64. Прудников А. Г. Об определении средних параметров турбулентного факела пламени. — «Известия АН СССР. Энергетика и автоматика», 1960, № 1, 43 с.
65. Свиридов Ю. Б. Смесеобразование и сгорание в дизелях. Л., «Машиностроение», 1972, 222 с.
66. Свиридов Ю. Б., Рябов Д. И. Экспериментальное исследование процесса горения распыленных топлив в бомбе постоянного объема. В кн.: Сгорание и смесеобразование в дизелях. АН СССР, 1960, 89 с.
67. Семенов Е. С. О распределении тепла между зонами подогрева и реакции в сферических пламенах. ПМТФ, № 6, 1962, 105 с.
68. Семенов Н. Н. О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности. АН СССР, 1958, 686 с.
69. Семенов Е. С., Соколик А. С. Исследование турбулентности в цилиндре поршневого двигателя. Известия АН СССР, 1958, № 8, 130 с.
70. Семенов Е. С., Соколик А. С. Характеристики сферических пламен в стадии формирования. Доклады АН СССР. 1962, Т. 145, № 2, 369 с.
71. Сербинов А. И. Роль физических и химических процессов при самовоспламенении распыленных жидких топлив. В кн.: Двигатели с воспламенением от сжатия. М. Машгиз, 1951, 89 с.
72. Смайлис В. И. Малотоксичные дизели. Л. «Машиностроение», 1974, 126 с.
73. Соболев Л. М., Чернов Ю. И. Сравнительный анализ характеристик тепловыделения двигателя с искровым зажиганием и факельным дожиганием. Кострома, 1972, с. 11—15 (Труды костромского сельскохозяйственного института Караваево. Вып. 40).
74. Соколик А. С. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. АН СССР, 1960, 427 с.
75. Соколик А. С., Воинов А. Н. Дизопропиловый эфир как моторное топливо. — «Техника воздушного флота», 1938, № 1, с. 34—55.
76. Стечкин Б. С. Об индикаторном к. п. д. двигателя внутреннего сгорания. В кн.: Автотракторные двигатели. М., «Машиностроение», 1968, с. 4—9.
77. Сухарева Л. С. Влияние вытеснителей над поршнем на работу карбюраторного двигателя. — «Автомобильная промышленность», 1962, № 12, 6 с.
78. Тодес О. М. Теория теплового взрыва. — «Журнал физической химии», 1937, т. 13, 868 с.
79. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. АН СССР, 1947, 367 с.
80. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. АН СССР, 1963, 254 с.
81. Шетинков Е. С. Физика горения газов. М. «Наука», 1965, 739 с.
82. Affleck W. S., Bright P. E., Ellison R. J. Run-on in gasoline engines. Proceedings Institutions Mechanical Engineers. 1968—69, vol. 183, N 1, Part, 2A, p. 21—51.
83. Alperstein M., Swim W. O., Schweitzer P. M. Fumigation Kills smoke-improves diesel performance. — «SAE Trans», 1958, vol. 66, p. 574.
84. Boudry I. Nouveau procede de combustion permettant ameliorer le rendement et de reduire les emissions d'imbrules des moteurs d'allumage commande. Proc. 7 th. Worde. Petrol Congress. Mexico, 1967, vol. 7.
85. Bowditch F. W. A new tool for combustion research — a quartz piston engine. SAE Transactions, 1961, v. 69, p. 17.
86. Bowditch F. W., Stebar R. F. Autoignition associated with hot Starting. SAE Transaction, v. 66. 1958, p. 179—185.
87. Brisson R., Ecomard A., Eyzat P. Nouvelle chambre de combustion pour Moteur Diesel. Entropie, N 48, 1972, p. 13—24.
88. Chetty V. I., Voinov A. N. An Analysis of the Chemico-Kinetic Nature of ignition of Liquid Fuels and the Effect of Physiscal Factors. Combustion and Flame 18, 1972, p. 417—427.

89. **Decker G., Brandstetter W.** Erste Ergebnisse mit dem VW — Schichtladungsverfahren. MTZ, 1973, N 10, p. 317—322.
90. **Downs D., Pignéguy I. H.** An experimental investigation into pre-ignition in the Spark-ignition engine. Proc. Jast. Mech. Eng. 190 (1951), part IV, p. 125—149.
91. **Downs D., Theobald F. B.** The Effekt of Fuel Characteristics and Engine operationg Conditions on Preignition. IME. Automobile Division Proceedings, 1963—1964.
92. **Duval A. Guibet J. C.** Contribustion a l'etude de preallumage dans les moteurs d'automobile. SYA, v. XLIV (1971), N 8/9, p. 403—428.
93. Evaluattion of Exhaust Recirculation for Control of Nitrogen oxides Emission — SAE Paper 700146, 1970, 9 p. Aut: W. Glass e. o.
94. **Euzat P., Guibet J. C.** A New Look at Nitrogen Oxides Formation in Internal Combustion Engines. — SAE, Paper 680124, 1968, 17 p.
95. **Hitler D. Z., Hawkin L. R.** Emission Control by Engine Design and Development. SAE. Paper 680110, 1968, p. 13.
96. **Huls T. A., Meyers P. S., Uyehara O. A.** Spark Ignition Engine Operation and Design for Minimum Exhaust Emission. — SAE, Paper 660405, 1966, 18 p.
97. Un programme de recherche international sur la limitation des emissions polluantes des automobiles par L. I. Mac Cabe Ing. de L'Automobile N 8—9, p. 473—487.
98. Nakamura Iosito. Better breathiny and burning boost small engine power. SAE. I. v. 73, 1965, N 10, 44.
99. **Newhall H. K., El — Messiri I. A.** A Combustion Chamber Designed for Minimum Engine Exhaust Emission. — SAE, Paper 700491, 1970.
100. **Pischinger F.** Ein neues Brennverfahren fur Fahrzeugdieselmotoren.— MTZ, 1966, N 10.
101. **Pischinger A., Taucar G.** Der Mechanismus der Verbrennung im Gemischwirbel. MTZ, 1973, N 6, p. 175—181.
102. **Pischinger A., Pischinger E.** Bombenversuche Über die Diesel—Verbrennung unter motorischen Bedingungen.— MTZ, 1959, v. 20, N 1—5.
103. **Pitesky I., Wiebe R.** Iron pentocarbonyl as antiknock agent in alcohol motor fuels. Ind Engng. Chem. 1945, v. 37, N 7, p. 557.
104. **Rounds F. G., Bennett P. A., Nebel G. I.** Some effects of engine fuel variables on exhaust — gas Hydrocarbon content. «SAE Trans», 1955, v. 63, 91 p.
105. **Starkman E. S.** Eliminating exgaust CO and NO-its possible. — SAE, 1969, 77, N 7, p. 28—29.
106. **Taylor C. F., Taylor E. S., Livengood I. C.** Ignition of Fuels by Rapid compression. — SAE, Quartly Transactions, vol. 4, N 2, 1950, p. 232—270.
107. **Tomsik V. I.** Surface Ignition Behavior of Fuels. — SAE Transactions, 1962, p. 74—91.
108. **Mitchell E.** Texaco Combustion Process (TCP). — SAE, Peper n 680042, 11 p.
109. **Witzky I. E.** Sichtbarmachung die Verbrennung in einem Motor mit geschichteter Ladung. — MTZ, 1967, N 1, 21 p.
110. **Witzky I. E., Clark I. M.** A Study of the Swirl Stratified Combustion Process. — SAE, Paper 660392, 1966, 22 p.
111. **Withrow L. L., Bowdith F. W.** Flame photographs of autoignition induced by combustion-chamber deposits. «SAE Quartery. Transection, 1952, v. 6, N 4, 724 p.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие ко 2-му изданию . . . . .	3
Часть первая	
ОСНОВЫ ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ	
Введение . . . . .	6
Глава I. Классификация разновидностей горения . . . . .	9
Глава II. Краткие сведения из химической кинетики . . . . .	14
§ 1. Химическая кинетика — учение о скоростях и механизме химических превращений . . . . .	14
§ 2. Основные положения и законы формальной кинетики . . . . .	17
§ 3. Цепные реакции . . . . .	24
Глава III. Процессы воспламенения . . . . .	32
§ 4. Самовоспламенение однородных смесей . . . . .	32
§ 5. Методы исследования самовоспламенения . . . . .	41
§ 6. Особенности самовоспламенения углеводородовоздушных смесей . . . . .	47
§ 7. Развитие завершающих стадий самовоспламенения . . . . .	58
§ 8. Действие антидетонаторов на процессы самовоспламенения . . . . .	64
§ 9. Особенности самовоспламенения в процессе продолжающегося сжатия горючей смеси . . . . .	67
§ 10. Воспламенение распыленных жидких топлив . . . . .	70
§ 11. Воспламенение накаливаемыми поверхностями . . . . .	79
§ 12. Воспламенение электрической искрой . . . . .	89
Глава IV. Распространение пламени . . . . .	98
§ 13. Ламинарные пламена . . . . .	98
§ 14. Тепловая теория распространения ламинарного пламени . . . . .	103
§ 15. Влияние различных факторов на нормальную скорость распространения пламени . . . . .	110
§ 16. Турбулентное горение . . . . .	114
§ 17. Некоторые особенности сгорания в замкнутых объемах . . . . .	126
Глава V. Детонация . . . . .	130
§ 18. Краткие основы теории ударной и детонационной волн . . . . .	130
§ 19. Развитие химических реакций во фронте детонационной волны . . . . .	135
§ 20. Особенности детонации в условиях двигателя . . . . .	138
Глава VI. Горение неоднородных смесей . . . . .	143
§ 21. Диффузионное горение . . . . .	143
§ 22. Горение капель распыленного жидкого топлива . . . . .	148
§ 23. Выделение углерода при диффузионном горении . . . . .	152

Часть вторая  
СГОРАНИЕ В ДВИГАТЕЛЯХ

<b>Глава VII. Процессы воспламенения и сгорания в двигателях легкого топлива</b> . . . . .	156
§ 24. Нормальное сгорание в двигателях легкого топлива . . . . .	155
§ 25. Характеристики активного тепловыделения . . . . .	165
§ 26. Особенности сгорания в двигателях легкого топлива . . . . .	170
§ 27. Развитие предпламенных реакций, их влияние на показатели рабочего процесса, самовоспламенение при выключенном электрозажигании . . . . .	176
§ 28. Детонационное сгорание . . . . .	180
§ 29. Влияние различных факторов на склонность двигателей к детонации . . . . .	184
§ 30. Современное состояние проблемы борьбы с детонацией в форсированных автомобильных двигателях . . . . .	189
§ 31. Калильное зажигание — его разновидности и проявления . . . . .	191
§ 32. Склонность различных топлив к калильному зажиганию . . . . .	196
§ 33. Тепловые характеристики свечей зажигания . . . . .	200
§ 34. Особенности процесса сгорания в роторно-поршневых двигателях (РПД) . . . . .	203
<b>Глава VIII. Сгорание в дизелях</b> . . . . .	206
§ 35. Общий анализ; отдельные фазы процесса . . . . .	206
§ 36. Преимущества и недостатки дизельного процесса . . . . .	214
§ 37. Различные способы организации смесеобразования и сгорания в дизелях с полуразделенными камерами . . . . .	219
§ 38. Особенности сгорания в дизелях с разделенными камерами . . . . .	225
<b>Глава IX. Образование токсичных веществ при сгорании в двигателях</b>	230
§ 39. Краткая характеристика состояния вопроса . . . . .	230
§ 40. Особенности образования отдельных токсичных веществ при сгорании в двигателях . . . . .	232
§ 41. Оценка суммарной токсичности отработавших газов двигателей . . . . .	241
<b>Глава X. Пути улучшения процессов сгорания в двигателях и снижения их токсичности</b> . . . . .	244
§ 42. Способы улучшения сгорания и снижения токсичности в двигателях легкого топлива с однополостными камерами . . . . .	244
§ 43. Использование в двигателях легкого топлива двухполостных камер . . . . .	251
§ 44. Пути снижения токсичности дизелей . . . . .	260
§ 45. Способы расширения многотопливности дизелей . . . . .	263
Список литературы . . . . .	271

ИБ № 440

Алексей Николаевич Воинов

**СГОРАНИЕ В БЫСТРОХОДНЫХ ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЯХ**

Редактор издательства *Л. И. Степанова*

Художественный редактор *Н. А. Парцевская*

Технический редактор *Ф. П. Мельниченко*

Корректор *А. А. Снастина*

Переплет художника *Е. Г. Шубенцова*

---

Сдано в набор 12/V 1976 г. Подписано к печати 1/X 1976 г.  
Т-15670 Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага типографская № 1  
Усл. печ. л. 17,5 Уч.-изд. л. 18,8 Тираж 4000 экз.  
Заказ 979 Цена 1 р. 26 к.

---

Издательство «Машиностроение», 107885, Москва,  
Б-78, 1-й Басманный пер., 3

---

Ленинградская типография № 6 Союзполиграфпрома  
при Государственном комитете Совета Министров СССР  
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли  
193144, Ленинград, С-144, ул. Монсеенко, 10