

# 燃 烧

熊谷清一郎 著



岩波全書 291

1976年12月20日 第1刷発行 ©

СЭЙИТИРО КУМАГАИ

# ГОРЕНИЕ

ПЕРЕВОД С ЯПОНСКОГО  
канд. физ.-мат. наук С. К. ОРДЖОНИКИДЗЕ  
и канд. физ.-мат. наук Б. С. ЕРМОЛАЕВА



МОСКВА, ИЗДАТЕЛЬСТВО «ХИМИЯ», 1979

Кумаган С.

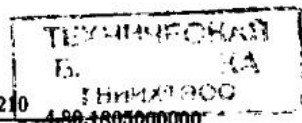
Горение: Пер. с японского. — М.: Химия, 1980. — 256 с., ил.

Сэйитиро Кумаган — один из ведущих специалистов Японии в области горения, имеющий многолетний опыт научно-исследовательской и преподавательской деятельности в Токийском университете.

В книге жато и строго изложены основы теории горения и обобщены основные экспериментальные результаты, полученные при изучении процессов горения. Рассмотрены фундаментальные вопросы воспламенения (пределы воспламенения, самовоспламенение, искровое зажигание, зажигание накалиной поверхностью) и горения (пламя и его распространение, перемешанные и диффузионные пламена, скорость горения, газодинамика горючей смеси и т. д.), методы измерения скорости горения, воздействие на горение акустических полей и поля силы тяжести, горение одиночных капель и аэрозвсей.

Книга предназначена для научных работников и инженеров, занимающихся исследованием процессов горения, а также будет полезна студентам и аспирантам технических вузов, специализирующихся в областях науки и техники, связанных с процессами горения.

256 с., 15 табл., 143 рис., список литературы 146 ссылок.



8953

К 20503—210  
050(01)—79

- © Иванами Сёттен  
Паблишерс, 1976 г.
- © Перевод на русский язык.  
Издательство «Химия», 1979 г.

Предисловие . . . . .	8
<i>Глава 1. Введение . . . . .</i>	<i>11</i>
1.1. Горение и пламя . . . . .	11
1.2. Химические и физические аспекты процесса горения . . . . .	12
1.3. Распространение пламени . . . . .	13
1.4. Кинетические и диффузионные пламена . . . . .	14
1.5. Стационарные и нестационарные пламена . . . . .	15
1.6. Искровое зажигание . . . . .	16
1.7. Зажигание накалиной поверхностью и факельное зажигание . . . . .	17
1.8. Самовоспламенение . . . . .	17
1.9. Гидродинамика газовой смеси и горение . . . . .	19
1.10. Горение и сила тяжести . . . . .	20
1.11. Горение и загрязнение атмосферы . . . . .	21

<i>Глава 2. Пределы воспламенения . . . . .</i>	<i>23</i>
<i>Литература . . . . .</i>	<i>27</i>

<i>Глава 3. Искровое зажигание . . . . .</i>	<i>29</i>
3.1. Процесс зажигания . . . . .	29
3.2. Электрическая искра . . . . .	32
3.3. Охлаждающее влияние электродов . . . . .	37
3.4. Эффективность зажигания, воспламеняемость и вероятность зажигания . . . . .	40
3.5. Зажигание емкостной искрой . . . . .	41
3.6. Зажигание комбинированной искрой . . . . .	48
3.7. Искровое зажигание потока газовой смеси . . . . .	51
3.8. Измерение энергии искры . . . . .	54
<i>Литература . . . . .</i>	<i>61</i>

<i>Глава 4. Зажигание накалиной поверхностью . . . . .</i>	<i>62</i>
4.1. Температура зажигания . . . . .	62
4.2. Зажигание накалиной поверхностью микротел . . . . .	66
4.3. Зажигание потока газовой смеси с помощью накалиных тел . . . . .	66
<i>Литература . . . . .</i>	<i>74</i>

<b>Глава 5. Самовоспламенение</b> . . . . .	<b>75</b>
5.1. Флуктуации задержки воспламенения . . . . .	75
5.2. Физическая и химическая задержки . . . . .	79
5.3. Самовоспламенение струи распыленного горючего . . . . .	83
5.4. Самовоспламенение предварительно перемешанных газов . . . . .	89
5.5. Температура воспламенения . . . . .	105
<i>Литература</i> . . . . .	110

<b>Глава 6. Измерение скорости горения</b> . . . . .	<b>112</b>
6.1. Стационарное пламя горелки . . . . .	112
6.1.1. Измерение скорости горения по углу наклона пламени . . . . .	113
6.1.2. Измерение скорости горения по площади поверхности пламени . . . . .	115
6.2. Сферические пламена . . . . .	118
6.2.1. Метод мыльного пузыря . . . . .	118
6.2.2. Метод сферической бомбы . . . . .	121
6.3. Измерение скорости горения в турбулентных потоках . . . . .	125
<i>Литература</i> . . . . .	128

<b>Глава 7. Механизм распространения пламени</b> . . . . .	<b>129</b>
7.1. Распространение ламинарного пламени . . . . .	129
7.2. Влияние различных факторов на скорость ламинарного горения . . . . .	139
7.2.1. Зависимость от начальной температуры . . . . .	139
7.2.2. Зависимость от состава смеси . . . . .	141
7.2.3. Зависимость от давления . . . . .	142
7.2.4. Влияние влажности и добавок . . . . .	143
7.2.5. Влияние акустического поля . . . . .	146
7.3. Турбулентное распространение пламени . . . . .	149
7.3.1. Пламя при мелкомасштабной турбулентности . . . . .	150
7.3.2. Пламя при крупномасштабной турбулентности . . . . .	152
7.3.3. Турбулентность, генерируемая пламенем . . . . .	159
<i>Литература</i> . . . . .	165

<b>Глава 8. Диффузионные пламена</b> . . . . .	<b>168</b>
<i>Пламена на горелках</i> . . . . .	169
8.1. Ламинарные и турбулентные диффузионные пламена . . . . .	169
8.2. Высота ламинарного диффузионного пламени . . . . .	171
8.3. Высота турбулентного диффузионного пламени . . . . .	176
8.4. Форма диффузионного пламени . . . . .	180
<i>Горение капель жидкого горючего</i> . . . . .	185
8.5. Условия горения жидких капель . . . . .	186
8.6. Время сгорания капли жидкого горючего . . . . .	188
8.7. Процесс горения жидких капель . . . . .	192
8.8. Испарение жидкой капли . . . . .	198
8.9. Теория горения жидкой капли . . . . .	203

8.10. Влияние конвекции на горение капли . . . . .	207
8.11. Влияние подвешивающей нити на горение жидкой капли . . . . .	215
8.12. Горение подвешенной капли в условиях невесомости . . . . .	218
8.13. Горение свободной капли в условиях невесомости . . . . .	227
<i>Литература</i> . . . . .	233

<b>Глава 9. Горение распыленного горючего</b> . . . . .	<b>235</b>
9.1. Установка, создающая облако жидкого горючего по методу расширения . . . . .	236
9.2. Основные характеристики распыленного горючего . . . . .	238
9.3. Распространение пламени по распыленному горючему . . . . .	241
9.3.1. Время сгорания смеси . . . . .	241
9.3.2. Максимальное давление . . . . .	243
9.3.3. Скорость распространения пламени . . . . .	244
9.3.4. Скорость горения . . . . .	244
9.3.5. Обсуждение явления . . . . .	245
9.4. Структура пламени в распыленном горючем . . . . .	247
<i>Литература</i> . . . . .	251
<i>Предметный указатель</i> . . . . .	252

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Начало научных исследований процессов горения следует отнести, по-видимому, к 1660 г. — к экспериментам представителей оксфордской школы во главе с Робертом Бойлем, отбросившим идеализм древнегреческих натурфилософов, считавших, что «пламя — это элемент».

Однако во времена Бойля связь науки с практической деятельностью человечества была слабая. Это была эпоха господства в науке флогистонной теории, которую выдвинули химики средневековья — алхимики. Развитие науки в последующие века было неравномерно связано с развитием производства, и исследования горения являются полным тому подтверждением.

Окончательная победа над заблуждениями флогистонной теории и переход исследований в области горения на правильную научную основу стали возможными лишь в середине 18 века в результате бурного развития химии газов. В то время вследствие развития промышленности окрепла связь науки с производством, что послужило объективным стимулом дальнейшего развития науки.

25 мая 1812 г. в Англии на одной из угольных шахт произошел взрыв, унесший жизнь 92 человек. После этой катастрофы в г. Сандерлеиде (Англия) было учреждено общество по предотвращению аварий на угольных шахтах. А двумя годами позже по поручению этого общества в Королевском научном обществе сэром Хэмфри Дэви был выполнен ряд исследований пламени. В дальнейшем ученые и инженеры Америки и Европы, связанные с каменноугольной промышленностью и занимающиеся исследованиями в целях борьбы с авариями в шахтах, заложили фундамент науки о горении.

Вначале внимание исследователей горения было направлено на химические аспекты, т. е. на изучение преобразования веществ при горении. Однако для практического использования горения было необходимо исследовать и физику горения, т. е. изучить явления распространения пламени и воспламенения, температуру и излучение газов сгорания. В конце 19 века Маляр и Ле-Шателье начали исследования распространения пламени с помощью фотосъемки. С началом этих исследований изучение горения вступило в новый важный этап.

Одними из первых объектов исследований процессов горения в промышленности были доменные печи. В 1838 г. в Германии Букзен исследовал доменные газы на металлургических заводах Векерхагена.

В связи с изобретением во второй половине 19 века двигателей внутреннего сгорания расширяются исследования горения, постепенно выделившись в отдельную область знаний, получившую название физика горения. Эта область науки бурно развивается в начале нынешнего века, когда были построены самолеты и все более интенсивно развивались автомобильная и авиационная промышленности. Изучение горения в двигателях внутреннего сгорания не только способствовало усовершенствованию последних, но и внесло важный вклад в науку о горении. В конце 19 века в двигателях внутреннего сгорания стали использовать искровое зажигание, однако научные исследования явления зажигания были начаты лишь приблизительно в 1910 г. Торнтоном. Большой вклад в этой области сделали ученые-электротехники.

В связи с невозможностью подробно изложить в предисловии историю исследований горения, автор рекомендует читателям книгу Бона и Тауненда «Пламена и горение в газах» (Bone W. A., Townend D. T. A. «Flames and Combustion in Gases», London, 1927), описывающую историю этих исследований после Р. Бойля до первой четверти нашего века. Можно обратиться и к еще одной полезной книге, в которой изложена история исследований горения с древних времен до середины нынешнего столетия, а именно, к книге Сведберга «История материализма».

В настоящее время изучение горения успешно развивается в областях фундаментальных исследований и практического применения процессов горения. Заметный качественный и количественный скачок в развитии этих исследований произошел перед самым началом второй мировой войны в связи с разработкой реактивных и ракетных двигателей. Интенсивные исследования этих областей продолжаются и сегодня.

Данная книга предназначена для специалистов, интересующихся и исследующих процессы горения. В ней изложены фундаментальные основы, которые необходимо знать при практическом использовании процессов горения. В книге не затронуты химические аспекты горения, так как автор не является специалистом в этих вопросах. Книга носит характер учебного пособия; основной задачей автор считал объяснение физического смысла рассматриваемых явлений. По этой причине автор избегал включения в изложение разделов, связанных с математическим анализом, например, теории скорости горения. Некоторые важные с практической точки зрения аспекты исследований, такие как устойчивость пламени, температура и излучение продуктов сгорания, не включены в книгу из-за ограниченности ее объема. Нельзя, разумеется, рассказать все о горении в одной небольшой книге. Эта книга, по-видимому, будет в определенной степени полезна студентам, изучающим горение, и инженерам, занимающимся практическими вопросами и не нуждающимся в углубленном изучении фундаментальных аспектов горения.

Поскольку технические термины в области горения не стандартизированы, автор употреблял привычные ему термины, отдавая предпочтение наиболее употребительным. Физические и химические термины книги соответствуют, по возможности, терминам «Физико-химического словаря Иванами».

В заключение автор книги выражает признательность гг. М. Макино и С. Кобаяси за большую помощь при издании книги.

*Автор*

20 октября 1976 г.

## 1.1. ГОРЕНИЕ И ПЛАМЯ

Что такое горение? На этот вопрос нельзя дать краткий ответ, поскольку явление, именуемое горением, очень многообразно. Оно находит широкое применение в различных областях науки и техники. Целью данной монографии является возможно более полное описание процессов горения и их использования в технике. В одной вводной части книги нельзя ответить на вопрос, что такое горение, но следует уточнить, в каком смысле мы будем употреблять термин «горение». Термин «горение» применяется вообще в весьма широком смысле; в данной книге мы будем иметь в виду процессы, связанные с наличием пламени. Точнее, будем называть горением интенсивные химические реакции, сопровождаемые свечением и тепловыделением. В большинстве случаев такие химические реакции являются окислительными реакциями. Вещество, которое окисляется кислородом или воздухом, содержащим кислород, называется горючим. Термин «интенсивные» будет применяться для характеристики реакций, отличающихся от других окислительных, но не интенсивных реакций, примером которых является коррозия железа при контакте его с воздухом. Эти реакции либо не сопровождаются выделением тепла, либо тепловой эффект незначителен и, в связи с этим, отсутствует свечение\*.

Для пламени характерно наличие свечения и тепловыделения. Из сказанного выше очевидно, что пламя служит внешним проявлением интенсивных

\* Иногда термин «горение» применяют в широком смысле — ко всем окислительным реакциям вообще.

реакций окисления вещества. Различают два типа пламени — холодное и горячее. Процесс окисления является многостадийным процессом, где средним стадиям окислительных реакций сопутствует холодное пламя, а конечным стадиям — горячее пламя. Появление холодного пламени означает не более, чем частичное высвобождение энергии реагентов, при этом свечение и тепловыделение весьма слабые. Большая часть энергии выделяется, когда появляется горячее пламя. При практическом использовании горения всегда имеют в виду горячее пламя, которое обычно называют просто пламенем.

Итак, термин пламя означает, что речь идет об окислительных реакциях. Продукты этих реакций называются продуктами сгорания. Если температура реакции снижается до такой степени, что свечения не наблюдается, то считается, что отсутствует и пламя. Смесь горючего с воздухом или кислородом, необходимая для процесса горения, называется горючей газовой смесью или просто горючей смесью.

При горении конденсированных веществ совершенно не обязательно наличие пламени. Один из видов такого горения называется беспламенным горением, или тлением. При тлении процессы свечения и тепловыделения малоинтенсивны, преобладает в основном свечение красного цвета, идут не очень интенсивные химические реакции.

## 1.2. ХИМИЧЕСКИЕ И ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ

Горение является одним из видов химических реакций, поэтому исследования его проводили, по существу, с давних времен в рамках одной из областей химической науки. Однако при горении происходят и физические процессы, такие как тепло- и массоперенос. Поэтому естественно, что горение должно рассматриваться в химическом и физическом аспектах. Например, можно сказать, что процесс самовоспламенения (см. раздел 1.8) гомогенной газовой смеси является именно химической реакцией, однако различные реально наблюдаемые процессы самовоспламенения обусловлены и физическими явлениями.

Важнейшими факторами, определяющими характер горения диффузионных пламен (см. раздел 1.4), являются такие физические процессы, как диффузия, смешение. Скорость распространения пламени в гомогенной газовой смеси в большей степени определяется теплопередачей и диффузией, чем скоростью химических реакций.

На ранних стадиях исследований процессов горения обычно изучали преобразование веществ при горении. С расширением областей использования процессов горения исследования горения стали носить скорее физический, чем химический, характер, поскольку в большинстве случаев изменение параметров горения в значительной степени определяется физическими процессами.

## 1.3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ

Движение пламени по газовой смеси называется распространением пламени. При этом газовая смесь делится на две части — сгоревший газ, через который пламя уже прошло, и несгоревший газ, который вскоре войдет в область пламени. Граница между этими двумя частями горячей газовой смеси называется фронтом пламени. Распространение пламени бывает двух типов: детонационная волна и волна горения. Детонационная волна является одним из видов ударной волны, распространение которой сопровождается тепловыделением благодаря химическим реакциям во фронте пламени. При этом имеется разница давлений перед и за фронтом волны (фронтом пламени); скорость распространения детонационной волны превышает скорость звука. Волна горения характеризуется тем, что пламя распространяется посредством теплопередачи и диффузии активных молекул от фронта пламени, последовательно преобразовывая несгоревший газ в продукты сгорания. Скорость распространения волны горения значительно ниже скорости звука, а разностью величин давлений перед и за фронтом волны можно пренебречь. В данной книге уделим основное внимание рассмотрению волны горения при наличии горячего пламени, называя это просто распространением пламени.

Распространение пламени (горение) возможно не в любой газовой смеси, а только в такой, состав, давление и температура которой находясь в определенном интервале значений. Эти ограничения называются пределами воспламенения. В частности, при рассмотрении состава горючей смеси следует учитывать, что пламя не будет распространяться, когда соотношение компонентов смеси выходит за эти пределы, т. е. больше или меньше определенных величин. Первая из этих величин называется верхним пределом воспламенения, а вторая — нижним. Пределы воспламенения обычно указываются в единицах концентрации, поскольку в этом случае их числовые значения слабо изменяются в зависимости от температуры и давления.

Скорость горения определяется как нормальная (к фронту пламени) составляющая скорости перемещения пламени по еще не сгоревшей (исходной) газовой смеси. Скорость горения отличается при этом от скорости пространственного движения пламени, т. е. от скорости распространения пламени относительно наблюдателя. Поскольку в общем случае фронт пламени может двигаться вследствие движения потока газовой смеси и расширения продуктов сгорания, скорость распространения пламени представляет собой сумму скоростей этих потоков и скорости горения.

Скорость распространения пламени можно наблюдать непосредственно. Она может равняться нулю (стационарное пламя), но скорость горения, пока существует пламя, считать равной нулю нельзя.

#### 1.4. КИНЕТИЧЕСКИЕ И ДИФFUЗИОННЫЕ ПЛАМЕНА

Большинство процессов горения сопровождается образованием пламени в газовой смеси и делится на два типа по способу приготовления газовой смеси. Если горючее (в виде газа или пара) предварительно, еще до начала горения, смешано с воздухом или кислородом, то горючую смесь называют гомогенной, а пламя — кинетическим. Типичным примером кинетического пламени является пламя бунзеновской горелки. Если горючее распыляется в воздухе или

кислороде и перемешивается с ними в процессе горения, то пламя называется диффузионным. Например, если прекратить подачу воздуха в бунзеновскую горелку, а из нее только выпускать струю горючего, которое распыляется и перемешивается с окружающим воздухом или кислородом, то образуется неоднородная, так называемая гетерогенная газовая смесь, горение которой будет отличаться от рассмотренного выше типа горения. Пламя такого типа горения по своему характеру\* отличается от кинетического пламени. Это типичный пример диффузионного пламени. Диффузионные пламена наблюдаются не только в описанном примере бунзеновской горелки, но и при горении жидких топлив в виде отдельной малой капли, аэрозоля, жидкой поверхности и, кроме того, при горении твердых топлив. Естественно, что в кинетическом пламени диффузия не отсутствует, но процесс горения ею не контролируется. В диффузионных же пламенах диффузия является определяющим фактором горения.

Различия между кинетическими и диффузионными режимами горения весьма четкие, однако на практике часто наблюдаются и промежуточные случаи. Например, сформировав сначала в бунзеновской горелке чисто кинетическое пламя, а затем постепенно снижая подачу воздуха до нуля, можно наблюдать переходный процесс вплоть до образования чисто диффузионного пламени. Все типы пламени от кинетических до диффузионных наблюдаются в реальных устройствах и установках, использующих процессы горения как источники светового излучения или тепла.

#### 1.5. СТАЦИОНАРНЫЕ И НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПЛАМЕНА

По типу распространения в газовой смеси пламена можно разделить на стационарные и нестационарные. Стационарное пламя характерно для бунзе-

\* Характеризуется при сгорании углеводородсодержащих топлив сравнительно широкой зоной реакции и образованием продуктов неполного сгорания, в частности сажи. Поскольку частицы сажи обуславливают сильное свечение пламени, в старину диффузионные пламена использовались для освещения. Их можно применять и в качестве источника тепла.

новской горелки, где пространственное положение пламени фиксировано. Нестационарное пламя перемещается в пространстве. Для получения стационарных пламен необходима стабилизация пламени, т. е. удерживание его на каком-либо предмете. Стабилизация достигается установкой такого предмета в потоке на выходе из сопла горелки или другого устройства. Приспособление, выполняющее такие функции на реальных теплоэнергетических установках, называется стабилизатором пламени.

Как кинетические, так и диффузионные пламена могут быть стационарными или нестационарными. В реальных теплоэнергетических установках стационарные пламена имеют место при непрерывном сгорании в различных горелках, газовых турбинах, а нестационарные — при прерывистом сгорании, например в двигателях внутреннего сгорания.

#### 1.6. ИСКРОВОЕ ЗАЖИГАНИЕ

При искровом зажигании с помощью электрической искры в газовой смеси возникает нестационарное самораспространяющееся пламя. При успешном зажигании искровой разряд инициирует узкий очаг пламени, возникающий почти мгновенно, развивающийся при некоторых условиях в самораспространяющееся пламя. Однако при зажигании может наблюдаться и кратковременное локальное распространение пламени, которое затем охлаждается и гаснет. Это случай неудачного искрового зажигания, называемого отказом зажигания. Условия, определяющие характер искрового зажигания, зависят от характеристик газовой смеси и электрической искры. Для газовой смеси основными характеристиками являются ее состав, температура, давление, динамическое состояние смеси — покой или течение, причем в случае течения смеси определяющими для зажигания искрой являются параметры этого течения. Электрическая искра характеризуется энергией, параметрами разряда, полярностью, длиной искроного промежутка.

Искровое зажигание газовой смеси можно рассматривать в двух аспектах — в плане применения

его в системах зажигания, например в двигателях внутреннего сгорания, либо в плане борьбы с ним, например с целью предотвращения взрыва рудничного газа.

#### 1.7. ЗАЖИГАНИЕ НАКАЛЕННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ И ФАКЕЛЬНОЕ ЗАЖИГАНИЕ

При соприкосновении газовой горючей смеси с твердой поверхностью или накаленной проволокой, нагретых до температуры выше 1000°С, при определенных условиях может произойти воспламенение и возникнуть самораспространяющееся пламя. Этот процесс называется зажиганием накаленной поверхностью. Возможность такого зажигания определяется свойствами газовой смеси и накаленной поверхности. Основные характеристики газовой смеси указаны выше, а накаленная поверхность характеризуется температурой, площадью и состоянием поверхности, видом материала.

Зажигание с помощью открытого пламени называется факельным зажиганием. Воспламенение при зажигании накаленной поверхностью, факельном и искровом инициируется локальным введением в нагретую газовую смесь нагретого до высокой температуры тела или другого высокотемпературного источника зажигания, которое и вызывает формирование самораспространяющегося пламени. Такой тип воспламенения называется вынужденным воспламенением или просто зажиганием. Другой тип воспламенения, рассматриваемый ниже, называется самовоспламенением.

Зажигание накаленной поверхностью и факельное зажигание широко применяют в качестве обычных средств зажигания. В двигателях внутреннего сгорания такие средства зажигания не используют.

#### 1.8. САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ

При определенных условиях, даже если в газую горючую смесь не вводить источник зажигания (электрическую искру или накаленную поверхность), может возникнуть горение и пламя. Такой процесс



называется самовоспламенением. На практике самовоспламенение возникает при самых различных условиях, в частности при быстром подъеме температуры и давления, сжатии однородной газовой смеси или впрыскивании жидкого топлива в нагретый до высокой температуры сжатый воздух. Если в первых случаях происходит самовоспламенение однородной газовой смеси, то во вторых — самовоспламенение гетерогенной газовой смеси, образовавшейся благодаря испарению и смешению с окружающим воздухом капель аэрозоля горючего при впрыскивании.

Характерным для всех реальных процессов самовоспламенения является то, что между моментом создания определенных температуры и давления газовой смеси и моментом самовоспламенения проходит некоторое время, называемое временем задержки самовоспламенения (воспламенения). Время задержки самовоспламенения зависит от давления и температуры. С уменьшением температуры время задержки самовоспламенения быстро возрастает, а ниже некоторой температуры самовоспламенение практически отсутствует, поскольку в этих условиях химические реакции в газовой смеси не могут ускоряться. Минимальная температура, при которой еще возникает самовоспламенение, называется температурой воспламенения. Время задержки самовоспламенения обладает еще одной особенностью — для его значений характерны статистические флуктуации. Описанная выше температурная зависимость определена для среднего значения времени задержки, а конкретное значение его при заданной температуре является неопределенным.

При впрыске жидкого горючего в нагретый до высокой температуры сжатый воздух в величину времени задержки самовоспламенения входит время, необходимое для таких физических процессов, предшествующих образованию газовой смеси, как распыление, теплопередача, испарение, диффузия, смешение. Поэтому эту составляющую времени задержки самовоспламенения называют временем физической задержки, а время, необходимое для химических процессов после образования газовой смеси, — временем химической задержки. Конечно, четко разде-

лить обе составляющие практически нельзя, поскольку периоды прохождения физических и химических процессов взаимно перекрываются. Интересна возможность разделения этих процессов, основанная на значительном различии их температурных зависимостей.

### 1.9. ГИДРОДИНАМИКА ГАЗОВОЙ СМЕСИ И ГОРЕНИЕ

Горение газовой смеси зависит от ее гидродинамического состояния. В частности, весьма важным фактором является наличие или отсутствие турбулентности. Если она есть, горение называется турбулентным, если нет — ламинарным. Параметрами, характеризующими турбулентность, являются интенсивность и масштаб турбулентности. Эти параметры оказывают влияние на горение любой газовой горючей смеси.

Скорость горения невозмущенного однородного пламени называется ламинарной скоростью горения. Она зависит от состава, температуры и давления газовой смеси и является характеристической величиной для каждой данной газовой смеси. В отличие от нее, турбулентная скорость горения определяется не только составом, температурой и давлением газовой смеси, а в значительной степени турбулентностью, в частности ее интенсивностью. Если интенсивность турбулентности не слишком высока, то во фронте пламени макроскопических изменений не наблюдается. При этом с увеличением интенсивности турбулентности турбулентная скорость горения незначительно начинает превышать прежнюю (ламинарную) скорость горения. Когда интенсивность турбулентности становится достаточно высокой, фронт пламени изменяет свою форму — из гладкого превращается в искривленный, неровный с выпуклостями и впадинами. При этом турбулентная скорость горения значительно возрастает, вызывая увеличение интенсивности турбулентности и часто в десятки раз превышает ламинарную скорость горения.

Турбулентность сильно сказывается на характере диффузионных пламен. Например, в случае пламени

бузеновской горелки без турбулизации потока наблюдаем ламинарное диффузионное пламя с ровными границами, высота факела которого увеличивается с ростом линейной или массовой скорости потока. При турбулизации потока пламя бузеновской горелки становится турбулентным диффузионным пламенем, его границы теряют гладкость, пламя становится колеблющимся, высота же пламени с увеличением скорости потока почти не изменяется.

При вынужденном воспламенении, или, иначе говоря, зажигании (искровом или накалиной поверхностью), играет роль скорость движения источника зажигания и газовой смеси относительно друг друга: а именно, трудность или легкость зажигания зависит от того, покоится или движется газовая смесь, а когда движется, то от ее скорости, наличия турбулентности и величины ее интенсивности. Гидродинамическое состояние газовой смеси является также важным фактором при различных типах самовоспламенения.

#### 1.10. ГОРЕНИЕ И СИЛА ТЯЖЕСТИ

Большинство процессов горения происходит вблизи земной поверхности под воздействием силы тяжести. При горении в воздухе высокотемпературные газообразные продукты сгорания поднимаются вверх под действием подъемной силы в поле силы тяжести. Возникает естественная (свободная) конвекция. Образуется восходящий поток воздуха, увлекающий с собой вверх газообразные продукты сгорания, тем самым способствуя дальнейшему процессу горения. По иному происходит горение в невесомости, т. е. в отсутствие сил тяжести, что имеет место, например, при полете по инерции космического корабля. Поскольку в невесомости естественная конвекция не может возникнуть, а искусственная конвекция не оказывает особого влияния, перемещения газообразных продуктов сгорания и воздуха могут происходить только путем диффузии. При этом, так же как при горении твердых тел, подвод кислорода становится недостаточным, газообразные продукты сгорания обволакивают горящее тело, подавляют и «душат» про-

цесс горения. Вспомним о трагическом случае с американским космическим кораблем «Аполлон-1», когда небольшое возгорание во внутренних отсеках космического корабля на пусковой установке при подготовке к старту мгновенно привело к пожару и катастрофе. Если бы космический корабль уже находился в состоянии невесомости, вероятность такой катастрофы практически равнялась бы нулю. Таким образом, сила тяжести играет свою незримую, но весьма значительную роль в процессах горения.

Непосредственно выявить воздействие силы тяжести на процессы горения, к сожалению, невозможно, поскольку оно скрыто за вторичными явлениями и проявляется опосредованно. Поэтому при фундаментальных исследованиях горения необходимы эксперименты в невесомости, где не действует сила тяжести.

#### 1.11. ГОРЕНИЕ И ЗАГРЯЗНЕНИЕ АТМОСФЕРЫ

С незапамятных времен человек сжигает различные виды природных ресурсов в качестве топлива, используя для сжигания атмосферный воздух, который также входит в число природных ресурсов. Использование горения в качестве источника света и тепла приносит огромную пользу, но имеются у этого явления и свои отрицательные стороны, а именно, вредное влияние на живой мир, включая и человека, из-за вредных и ядовитых компонентов, постоянный выброс которых в атмосферу загрязняет ее. В составе продуктов сгорания много различных веществ, выброс которых становится большой проблемой. С развитием индустриализации сильно растет потребление углеводородных топлив, получаемых из нефти, в состав продуктов сгорания которых входят такие вредные и ядовитые вещества, как оксид углерода (CO), различные углеводороды, оксиды азота (NO<sub>x</sub>), диоксид серы, серная кислота, соединения свинца и другие.

Выбросы сернистого газа и серной кислоты не страшны при использовании малосернистых топлив, но в промышленности, к сожалению, топлива с большим содержанием серы применяют в больших коли-

чествах. Очень опасны и соединения свинца; они представляют серьезную угрозу, так как алкилсвинцовые соединения типа тетраэтилсвинца (ТЭС), добавляемые ранее в качестве антидетонатора исключительно в авиационные бензины, теперь широко используются в качестве антидетонационной присадки к автомобильным бензинам. Соединения свинца выбрасываются в атмосферу в виде оксидов свинца в составе продуктов сгорания или в виде крайне ядовитого несгоревшего ТЭС. Этого можно избежать, если не использовать ТЭС в качестве антидетонационных добавок к бензину.

Токсичность (ядовитость) оксида углерода хорошо известна, а различные углеводороды и оксиды азота (в основном при горении образуется NO, превращающийся при взаимодействии с воздухом в NO<sub>2</sub>) токсичны уже сами по себе и еще более опасны при совместном присутствии в атмосфере, так как являются причиной образования ядовитого фотохимического смога. Кроме того, в продуктах сгорания тяжелого (нефтяного) топлива содержатся канцерогенные вещества, например бензпирен. Токсична также и сажа.

Человечество издавна направляло свои усилия на повышение эффективности использования процессов горения, но при этом, к сожалению, не прилагало таких же усилий, направленных на снижение или исключение токсичности продуктов этих процессов. А эти два аспекта практического использования процессов горения — повышение их эффективности и снижение токсичности — имеют равноценное значение. Современное стремление к повышению эффективности процессов горения без уделения должного внимания снижению токсичности может привести к тому, что человечество в недалеком будущем погубит себя.

Пределами воспламенения (распространения пламени) газовой смеси называются предельные условия, при которых еще возможно воспламенение и устойчивое распространение пламени. Этот вопрос уже был затронут в разд. 1.3. Пределы воспламенения определяются экспериментально и являются одной из характеристик газовой смеси. При рассмотрении состава смеси указывают верхний и нижний концентрационные пределы воспламенения, которые приведены в табл. 2.1 для наиболее распространенных топлив простого состава при комнатной температуре и атмосферном давлении [1]. С ростом температуры пределы воспламенения расширяются. Влияние давления более сложно. Так, при небольшом снижении давления от атмосферного область между верхним и нижним пределами воспламенения сужается, а ниже некоторого давления распространение пламени становится совершенно невозможным.

Эти явления можно понять, проанализировав влияние температуры и давления на скорость реакций. Область воспламенения кислородсодержащей газовой смеси шире, в частности из-за смещения верхнего предела, чем область воспламенения газоздушная смесь. Нижний предел почти не сдвигается. При замене азота воздуха кислородом для сохранения неизменным соотношения окислителя и горючего в смеси необходимо увеличить количество горючего, что означает повышение верхнего предела воспламенения смеси. Нижний предел воспламенения свидетельствует о недостатке содержащего горючего в смеси, поэтому при замене азота воздуха кислородом эта

ТАБЛИЦА 21

**Концентрационные пределы воспламенения [в % [об.]] смесей газов или паров с воздухом или кислородом при нормальных условиях [Б. Льюис, Г. Эльбе]**

Горючее	Молекулярная формула	Окислитель	Нижний предел	Верхний предел
Метан	CH <sub>4</sub>	Воздух	5,00	15,00
		Кислород	5,40	59,2
Этан	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	Воздух	3,00	12,50
		Кислород	4,10	50,5
Пропан	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	Воздух	2,12	9,35
Бутан	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	»	1,86	8,41
Пентан	C <sub>5</sub> H <sub>12</sub>	»	1,40	7,80
Гексан	C <sub>6</sub> H <sub>14</sub>	»	1,18	7,40
Гептан	C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>	»	1,10	6,70
Октан	C <sub>8</sub> H <sub>18</sub>	»	0,95	—
Нонан	C <sub>9</sub> H <sub>20</sub>	»	0,83	—
Декан	C <sub>10</sub> H <sub>22</sub>	»	0,77	5,35
Этилен	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	»	2,75	28,60
		Кислород	2,90	79,9
Пропилен	C <sub>3</sub> H <sub>6</sub>	Воздух	2,00	11,10
		Кислород	2,10	52,8
Ацетилен	C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	Воздух	2,50	80,00
Бензол	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	»	1,40	7,10
Толуол	C <sub>7</sub> H <sub>8</sub>	»	1,27	6,75
Циклопропан	C <sub>3</sub> H <sub>6</sub>	»	2,40	10,40
		Кислород	2,45	63,1
Метанол	CH <sub>3</sub> O	Воздух	6,72	36,50
Этанол	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> O	»	3,28	18,95
Метилэтиловый эфир	C <sub>3</sub> H <sub>7</sub> O	»	2,00	10,00
Этиловый эфир	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> O	»	1,85	36,50
		Кислород	2,10	82,0
Ацетон	C <sub>3</sub> H <sub>6</sub> O	Воздух	2,55	12,80
Водород	H <sub>2</sub>	»	4,00	74,20
		Кислород	4,65	93,9
Аммиак	NH <sub>3</sub>	Воздух	15,50	27,00
		Кислород	13,50	79,00
Оксид углерода	CO	Воздух	12,50	74,20
		Кислород	15,50	93,9

величина, выраженная в объемных процентах, не изменяется. Причины незначительных изменений нижнего предела обусловлены, по-видимому, изменением скорости горения из-за изменений удельной теплоемкости и коэффициента теплопередачи.

Как будет показано в гл. 3, возможность непрерывного распространения пламени в газовой смеси при ее зажигании зависит не только от свойств газовой смеси, но и от характеристик источника зажигания и реакционного сосуда. При исследовании зависимости пределов воспламенения от свойств газовой смеси необходимо использовать достаточно мощные локальные источники зажигания и достаточно большие сосуды. Если источник зажигания слабый, то распространение пламени определяется параметрами источника зажигания. В случае, если емкость сосуда, т. е. объем смеси, незначительна в сравнении с размерами источника зажигания, горение происходит в неустойчивом режиме распространения пламени. В обоих этих условиях пределы воспламенения любых смесей не определяются.

Обычно для определения используют запаянную с одного конца трубку длиной 1,2—1,8 м. Перед зажиганием стеклянную заглушку незапаянного конца трубки осторожно отодвигают (чтобы не вызвать возмущения газовой смеси) и к открытому концу трубки подводят источник зажигания (электрическая искра, открытое пламя, электрическая накаленная проволока). При этом область воспламенения имеет наибольшую ширину в случае, когда торец трубки, с которого производится зажигание, обращен вниз, и наименьшую ширину, когда этот торец направлен вверх. В горизонтальном положении трубки область воспламенения имеет размер, средний между этими двумя величинами [2]. Этот эффект обусловлен влиянием силы тяжести, о чем упоминалось в разд. 1.10. По мере увеличения диаметра трубки до некоторого значения (около 5 см) область воспламенения расширяется, но выше этого значения размер ее почти не изменяется\*. И, наоборот, с уменьшением диаметра трубки область воспламенения сужается. Причем при некотором диаметре трубки ширина области воспламенения становится равной

\* Исключением является изменение верхнего предела воспламенения в ацетилен-воздушных смесях.

нулю. В трубках с диаметром ниже этого минимального значения распространение пламени невозможно [3, 4]. Это обусловлено охлаждением пламени на стенках трубки.

Пределы воспламенения являются теми предельными условиями, при которых при касании источника зажигания газовой смеси возникает непрерывное распространение пламени. В случае зажигания искрой они являются предельными условиями искрового зажигания. Однако по мере уменьшения содержания горючего в смеси (при приближении к нижнему пределу) величина содержания горючего в смеси в качестве границы, отделяющей область воспламенения, будет неоднозначной. В этом случае будем иметь некоторый интервал значений содержания горючего. В пределах этого интервала в одних экспериментах пламя может распространяться, в других — нет. Многократное повторение экспериментов позволяет определить вероятность успешных (или неуспешных) зажигания.

В пределах упомянутого интервала эта вероятность изменяется от 100 до 0% (или от 0 до 100%). Иначе говоря, вероятность успешного (или нет) распространения пламени зависит от содержания горючего в смеси. Аналогично положение и с верхним пределом воспламенения. Поэтому, если не указана вероятность, возникает неопределенность пределов воспламенения. Знание вероятности имеет и практическое значение. Например, для предотвращения взрывов желательно иметь нулевую вероятность воспламенения, а для возникновения горения, наоборот, необходимо, естественно, иметь 100%-ую вероятность. Ширина этого интервала для простых составов сравнительно небольшая, но для смесей типа бензиновых неожиданно большая.

Так, нижний предел воспламенения октана, гептана и гексана в табл. 2.1, выраженный через массовое отношение воздуха к горючему в смеси, составляет около 27, 26 и 28 соответственно. Эксперименты, проведенные автором, показывают, что нижний предел нормальной эксплуатации двигателя с искровым зажиганием на обычном бензине без пропусков зажигания, выраженный через массовое отношение воздуха

к горючему, усредненное по всем цилиндрам двигателя, составляет для одноцилиндрового двигателя около 24, а многоцилиндрового — около 23\*.

Для охлаждения и гашения пламени, т. е. для вывода горючей газовой смеси за пределы воспламенения, применяют способ присадки к смеси негорючего порошка [5]. В экспериментах Долана использовались присадки мелкодисперсных (около 1 мкм) порошков различных солей к метано-воздушным смесям. Показано, что для достижения эффекта гашения пламени таким способом необходимо следующее. Плотность порошка должна быть такой, чтобы расстояние между частицами было меньше характеристического размера  $\eta_0$  зоны прогрева перед фронтом пламени. Погасание пламени происходит при некотором значении величины отношения площади поверхности частицы к удельному объему газовой взвеси (величина этого отношения зависит от свойств порошка и степени турбулентности пламени).

При использовании порошков веществ с температурой плавления ниже 200°C эффект гашения больше, чем при использовании более тугоплавких веществ. Наибольшей эффективностью обладают соли щелочных металлов, в частности галогениды. Соли калия более эффективны, чем соли натрия. Эффективны также (ряд снижения эффективности) соединения фтора, мода, хлора, причем галогенидсодержащие соединения более эффективны, чем карбонаты. Вещества с указанными свойствами применяют в качестве так называемых порошкообразных пламегасителей.

### Литература

1. Lewis B., von Elbe G.: Combustion, Flame and Explosions of Gases, p. 692—694, Academic Press, New York and London, 1961.

\* В этой газовой смеси кроме воздуха и паров горючего содержатся остаточные газы предыдущего цикла. Кроме того, давление и температура смеси выше нормального давления и комнатной температуры. Область воспламенения смеси в многоцилиндровом двигателе, зависящая от распределения смеси по цилиндрам, несколько уже, чем в одноцилиндровом.

- (Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. — Пер. с англ. М., Мир, 1968); cf. Coward H. F., Jones G. W.: U. S. Bur. of Mines Bull., No. 503 (1952).
2. White A. G.: J. Chem. Soc., 121, 1244 (1922); 125, 2387 (1924).
  3. Holm J. M.: Phil Mag., [7] 14, 18 (1932), 15, 329 (1933).
  4. Daniell P. J.: Proc. Roy. Soc. (London), A126, 393 (1930).
  5. Dolan J. E., Dempster P. B.: J. Appl. Chem., 5, 510 (1955); Dolan J. E.: Sixth Symposium (International) on Combustion, p. 787, Reinhold, New York, 1956; Laffitte P., Bouchet R.: Seventh Symposium (International) on Combustion, p. 504. Butterworths, London, 1959.

### 3.1. ПРОЦЕСС ЗАЖИГАНИЯ

Как отмечалось в разд. 1.6, в результате искрового зажигания (от электрической искры) в газовой смеси образуется пламя, способное к самостоятельному распространению. Процесс зажигания длится с момента начала искрового разряда до установления режима устойчивого распространения пламени. Здесь существуют по крайней мере две проблемы. Одна из них — формирование очага пламени при искровом разряде, а другая — неустойчивое распространение пламени этого очага. На рис. 3.1—3.3 показаны различные примеры развития очага пламени, или начального пламени, в процессе зажигания. Причем на рис. 3.1 и 3.2 приведены примеры успешного зажигания, а на рис. 3.3 — пример неудачного зажигания из-за недостаточной энергии искры [1]. На рис. 3.4 показана зависимость (от времени) изменения произведения скорости горения  $S$  на температуру пламени  $T$  в трех упомянутых случаях. Величина этого произведения измерена косвенным образом по измерениям скорости роста объема очага пламени и площади поверхности фронта пламени [1]. В случае устойчивого распространения пламени в использовавшихся в этих экспериментах водородсодержащей и пропановой газовых смесях значения произведения скорости горения (см/с) на температуру пламени (К) составила соответственно  $1 \cdot 10^5$  и  $9,8 \cdot 10^4$  (штриховая горизонтальная линия на рис. 3.4). О времени задержки переходного процесса при зажигании можно сделать следующие выводы. В на-

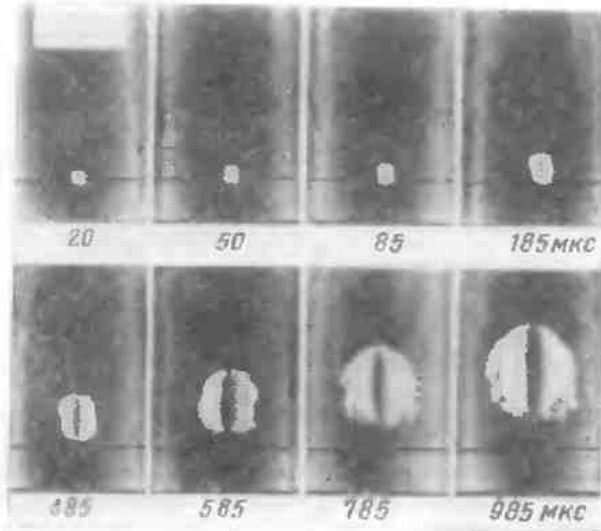


Рис. 3.1. Искровое зажигание (успешное) водород-воздушной газовой смеси (переобедненная смесь; емкостная искра с энергией 13 мДж). (Олсен и др.)

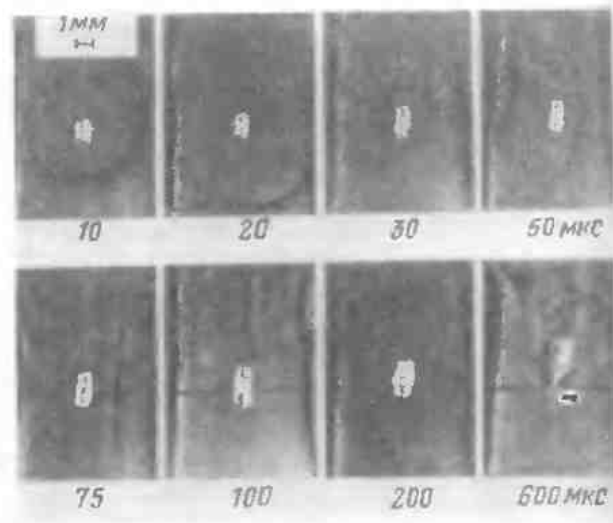


Рис. 3.3. Искровое зажигание (отказ) пропан-воздушной газовой смеси (условия те же, что и на рис. 3.2, энергия искры 5 мДж). (Олсен и др.)

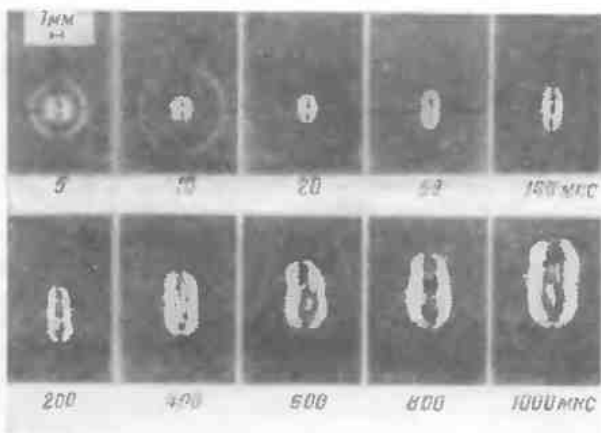


Рис. 3.2. Искровое зажигание (успешное) пропан-воздушной газовой смеси стехиометрического состава (емкостная искра с энергией 50 мДж). (Олсен и др.)

чальный период процесса зажигания произведение скорости горения на температуру пламени резко падает. Конечно, этому предшествовал, естественно, резкий подъем. При использовании водородсодержащей газовой смеси эта величина асимптотически приближается к величине, характерной для установившегося распространения пламени. Для пропановой газовой смеси предполагается, что по достижении значения, соответствующего устойчивому распространению пламени, величина этого произведения проходит через минимум. А именно, предполагается, что в процессе зажигания скорость горения или температура пламени, или обе эти величины, становятся меньше значений, характерных для устойчивого распространения пламени. В случае неудачного зажигания, приводящего к пропуску зажигания, эти величины уменьшаются ниже упомянутых характерных значений, пламя охлаждается, распространение пламени прекращается. Это показано здесь только на одном примере, однако из него ясно, что для при-

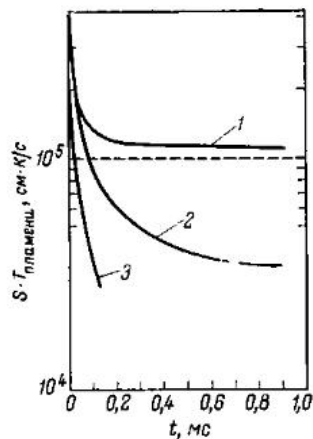


Рис. 3.4. Характеристики распространения пламени в переходном режиме при искровом зажигании (Олсен и др.): 1 — водород (успешное зажигание); 2 — пропан (успешное зажигание); 3 — пропан (отказ зажигания).

знания зажигания успешным или неудачным необходим интервал времени примерно в 1 мс. В экспериментах, результаты которых представлены на рис. 3.1—3.3, использовалась электрическая искра от разряда конденсатора. Время разряда не превышало 0,45 мкс. На рис. 3.4 изображены кривые, относящиеся к времени уже после окончания разряда. Время разряда реальной электрической искры, применяемой в устройствах зажигания двигателей внутреннего сгорания, имеет длительность до нескольких миллисекунд. Это приводит к наложению процессов электрического

разряда и роста очага пламени, что усложняет картину процесса зажигания.

### 3.2. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ИСКРА

При искровом зажигании важную роль играют свойства электрической искры, поэтому вначале остановимся немного на этих свойствах. Электрическая искра, по существу, представляет собой электрический разряд в газовой среде; она детально рассматривается в электротехнике и физике. Однако электротехнический подход здесь явно неприменим, так что рассмотрим это явление в ином аспекте.

Электрическая искра бывает двух типов, а именно, высокого и низкого напряжений. Высоковольтная искра, создаваемая каким-либо генератором высокого напряжения, пробивает искровой промежуток заранее фиксированного размера. Низковольтная искра проскакивает в точке разрыва электрической цепи, когда при прерывании тока возникает самоиндукция. Высоковольтную электрическую искру часто

называют просто искрой, а низковольтную — электрической дугой. В настоящее время в большинстве систем зажигания используют для зажигания высоковольтную искру. В первых двигателях внутреннего сгорания зажигание производилось низковольтной искрой с использованием подвижных электродов. Однако электрическая дуга, образующаяся в точке разрыва электрического тока, нередко являлась причиной аварий. Эта проблема и сегодня еще имеет большое значение.

С позиций искрового зажигания электрическую искру можно разделить на два вида — емкостную и индуктивную. Индуктивная искра образуется благодаря выделению электромагнитной энергии, накопленной в катушке индуктивности. Емкостная искра образуется благодаря выделению электростатической энергии, накопленной в конденсаторе (рис. 3.5). Иногда применяют для образования емкостной искры хорошо известный в старину электрофорный генератор и нашедший широкое применение в последнее время пьезоэлемент, генерирующий высокое напря-

жение. На практике наиболее широко применяемыми системами зажигания в двигателях внутреннего сгорания являются системы с катушками индуктивности. Как показано на рис. 3.6, в катушке индуктивности посредством железного сердечника осуществляется электромагнитная связь ее первичной и вторичной обмоток. Контактный прерыватель  $K$  в первичном контуре в замкнутом состоянии пропускает электрический ток  $I_1$ , а в разомкнутом состоянии прерывает ток. Прерыватель установлен параллельно конденсатору емкости  $C_1$ , который вместе с первичной обмот-

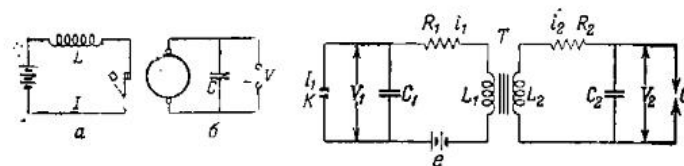


Рис. 3.5. Цепь искрового разряда с образованием индуктивной (а) и емкостной (б) искры. (В схеме цепи отсутствует сопротивление  $R$ .)

Рис. 3.6. Электрическая цепь катушки зажигания.



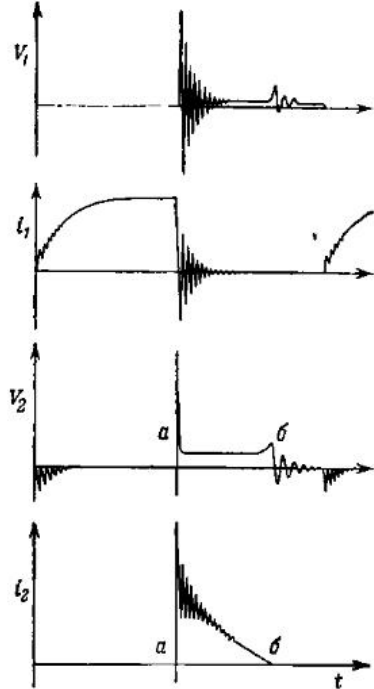


Рис. 3.7. Изменения тока и напряжения в катушке зажигания ( $V$ —напряжение;  $i$ —ток; индексы 1 и 2 относятся к первичному и вторичному контурам);  $a$ —момент начала разряда;  $b$ —окончание.

ческой энергии, при напряжении на его обкладках  $V_0$ , то

$$W = \frac{1}{2} C_1 V_0^2 \quad (3.2)$$

Из уравнений (3.1) и (3.2) следует, что

$$V_0 = I_1 \sqrt{L_1 / C_1} \quad (3.3)$$

В самом начале электрических колебаний максимальное значение напряжения  $V_0$  описывается уравнением (3.3). Например, если  $L_1 = 10$  мГ,  $I_1 = 2$  А,  $C_1 = 0,5$  мкФ, то  $V_0 = 280$  В. Если число витков в первичной и вторичной обмотках катушки индуктивности составляет  $n_1$  и  $n_2$  соответственно, то на-

кой индуктивностью  $L_1$  образует первичный электрический колебательный контур. В этом контуре ток  $i_1$  и напряжение  $V_1$  на пластинках конденсатора изменяются периодически. В контуре имеется сопротивление  $R_1$ , являющееся источником потерь энергии, что приводит в действительности к затуханию колебаний, как показано на рис. 3.7.

Накопленная до прерывания тока в катушке индуктивности электромагнитная энергия определяется уравнением

$$W = \frac{1}{2} L_1 I_1^2 \quad (3.1)$$

Если она целиком передана конденсатору, накапливающему ее в виде электростатической энергии,

пряжение на вторичной обмотке равно  $V_0(n_2/n_1)$ . Если отношение  $n_2/n_1$  составляет несколько десятков по величине, то напряжение может достигнуть более 10 000 В и вызвать электрический разряд в искровом промежутке на выходе второго контура. Частота электрических колебаний, описываемая уравнением

$$f = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_1 C_1}} \quad (3.4)$$

при приведенных выше условиях составляет 2200 Гц.

В отсутствие параллельно присоединенного конденсатора в первичной цепи катушки индуктивности легко может возникнуть электрическая дуга, поскольку высокое напряжение приложено при неполностью разъединенных контактах прерывателя. В частности, если материал контактов является легкоплавким, например в случае серебряных или медных контактов, образуется мощная дуга из-за испарения материала контактов, и большая часть энергии, определяемой уравнением (3.1), превратится в тепловую энергию. При этом  $C_1 V_0^2 \ll L_1 I_1^2$  и подача высокого напряжения становится невозможной. Если для материала контактов прерывателя используются тугоплавкие материалы типа платины и вольфрама и в контуре установлен параллельный конденсатор, то потери энергии из-за дугового разряда незначительны. Чем меньше емкость  $C_1$ , тем выше частота  $f$ , а вторичное напряжение ниже из-за распределенной емкости  $C_2$  вторичной обмотки. При большом  $C_1$  величина  $V_0$  становится малой, и напряжение вторичной обмотки падает. Следовательно, для получения высокого вторичного напряжения существует оптимальное значение емкости параллельного конденсатора в первичном контуре.

В реальных системах зажигания используются две разновидности устройств, различающихся способом генерации тока в первичной обмотке. К первому типу, в котором используются аккумуляторные батареи, относятся системы зажигания с так называемой катушкой зажигания. В другом типе устройств роль первичной обмотки выполняет якорь электрического генератора переменного тока с магнитным полем в нем, образуемым постоянным магнитом. Это систе-

ма зажигания с высоковольтной магнитоэлектрической машинной или просто с магнето высокого напряжения. В системах зажигания для генерации высокого напряжения посредством катушки индуктивности, называемой здесь катушкой зажигания, используется зарядка конденсатора от источника постоянного тока при разомкнутых контактах прерывателя с последующим замыканием их для образования электрического колебательного контура.

При зажигании к стационарному искровому промежутку прикладывается импульсное напряжение, генерируемое катушкой зажигания или магнето высокого напряжения, как описано выше. Возникающая при этом искра отличается от описанных выше индуктивной и емкостной искр. Возникающий в начале электрический разряд схож по свойствам с емкостной искрой, а впоследствии становится идентичен индуктивной искре. Такая искра называется комбинированной искрой и определяется суммой емкостной и индуктивной компонент. На рис. 3.8 представлена развертка изображения комбинированной искры, полученная посредством вращающегося зеркала [2]. Искра проскакивает между игольчатыми электродами. Вначале появляется яркая белая линия *a*. Это — емкостная искра. Время импульса крайне мало. Затем появляются узкие фиолетовые полосы *b*, каждая из которых содержит несколько линий. На эти полосы накладываются полосы *в*, постепенно переходящие в одну сплошную полосу. Желтая треугольная полоса *г*, закрывающая все поле, является изображением пламени вокруг искры, *б*, *в* — индуктивные компоненты искры. Искра в области снимка с полосами *б*, т. е. индуктивная составляющая искры, или, по крайней мере, ее начальная часть является

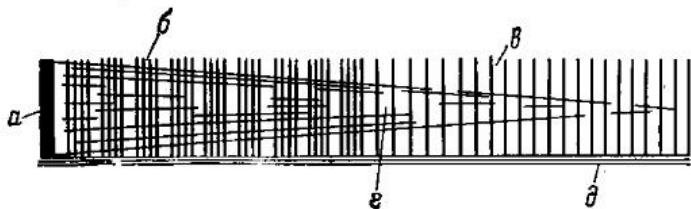


Рис. 3.8. Развертка изображения комбинированной искры (Морган).

колебательной по характеру. Имеется связь между электрической емкостью первичного контура и длиной полосатой части снимка. А именно, с увеличением емкости длина этой части возрастает. Край снимка искры в виде линии *д* фиолетового цвета представляет собой изображение катода. Как видно из рисунка, искровой разряд является здесь односторонним направленным. Предполагается, что и серия колебаний, наложенных на этот разряд, происходит при одностороннем электрическом токе. Все это явно видно из осциллограммы разряда (см. рис. 3.7), полученной с экрана катодного осциллографа. Длительность емкостной составляющей крайне мала, около  $10^{-6}$  с, а индуктивной — гораздо больше,  $10^{-4} \div 10^{-3}$  с.

При напряжении искры  $V'$  энергия емкостной составляющей равна  $C_2(V')^2/2$ . Следовательно, при параллельном присоединении конденсатора к искровому промежутку емкостная составляющая велика, а индуктивная составляющая мала (энергетически мала)\*. Таким образом, если электрическую емкость во втором контуре постепенно увеличивать, то индуктивная составляющая полностью исчезнет и искра превратится исключительно в емкостную искру. В случае увеличения искрового напряжения с постепенным расширением искрового промежутка емкостная составляющая энергии возрастает, и искра тоже становится емкостной.

### 3.3. ОХЛАЖДАЮЩЕЕ ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОДОВ

На эффективность искрового зажигания большое влияние оказывает охлаждающее воздействие электродов. Поскольку реальные системы зажигания могут генерировать напряжение только ограниченной величины, с постепенным увеличением длины искрового промежутка необходимое для образования искры напряжение растет, и разряд в конце концов становится невозможным. Иначе говоря, длина искрового

\* Исходная энергия искры равна  $L_1 I^2/2$ , однако энергия искры во втором контуре за вычетом всех потерь составляет около 50% исходной.

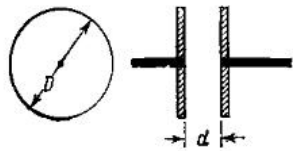


Рис. 3.9. Электроды с фланцами из диэлектрика ( $D$  — диаметр фланцев;  $d$  — длина искрового промежутка).

промежутка имеет верхний предел. И наоборот, при постепенном сужении искрового промежутка до нуля искра возникает, а зажигание становится невозможным. А именно, при длинах искрового промежутка, меньших некоторого значения, как бы ни велика

была энергия искры, зажигание невозможно. Следовательно, длина искрового промежутка имеет и нижний предел, называемый гасящим расстоянием. В процессе зажигания на формирование очага пламени оказывают охлаждающее воздействие соприкасающиеся с ним несгоревшие газы и поверхность электродов. По мере сужения искрового промежутка влияние его длины заметно усиливается, что называется щелевым эффектом. Гасящее расстояние зависит от формы и размеров электродов: для толстых, протяженных электродов является сравнительно большим, а для тонких, острых — сравнительно малым. Ввиду этого гасящее расстояние является, по существу, величиной неопределенной.

На рис. 3.9 показаны тонкие электроды с насаженными на их концы достаточно широкими дисками из диэлектрика\*. Гасящее расстояние, определяемое для изолированных электродов такой конфигурации, и называют обычно гасящим расстоянием вообще. Гасящее расстояние зависит от типа и состава газовой смеси. В отношении последнего, аналогично зависимости для энергии насыщенной искры зажигания (искра, при которой критические условия зажигания не зависят от дальнейшего возрастания ее мощности), гасящее расстояние минимально при определенном составе газовой смеси и увеличивается при приближении состава к пределам воспламенения. При длине искрового промежутка, превышающей значение гасящего расстояния, энергия насыщенной

\* Поскольку искра проскакивает в центре дисков, неважно из какого материала они изготовлены — из металла или неметалла. Диаметр дисков должен превышать двойную длину искрового промежутка.

искры проявляет сильную зависимость от формы и размеров электродов из-за их охлаждающего воздействия на процесс зажигания.

На рис. 3.10 [3] показана зависимость энергии насыщенной искры зажигания от длины искрового промежутка при зажигании емкостной искрой метано-воздушной смеси некоторого состава. Энергия искры регулировалась посредством изменения емкости конденсатора. Из рисунка видно, что, поскольку параметры электрической искры зависят от характеристик электродов, эффективность искрового зажигания (3.4) в значительной степени определяется этими же характеристиками. Энергия насыщенной искры зажигания практически не зависит от материала электродов\*.

Для искрового зажигания длина искрового промежутка между электродами обычно должна быть больше гасящего расстояния. И наоборот, при необходимости избежать искрового зажигания в электрических машинах и приборах, используемых в местах, опасных с точки зрения образования горючей газовой смеси при смешении газа с воздухом, например при выбросе метана в шахте, утечке городского газа в помещении, узлы, где возможно образование электрической искры (чаще всего дугового разряда), например контакты, обычно следует проектировать так, чтобы расстояние между ними не было больше гасящего. Несчастные случаи часто возникают именно из-за игнорирования или недооценки этих требований.

\* Некоторая зависимость все же существует. И возникает она только из-за того, что при изменении материала электродов изменяется напряжение искры, что приводит к изменению энергии искры.

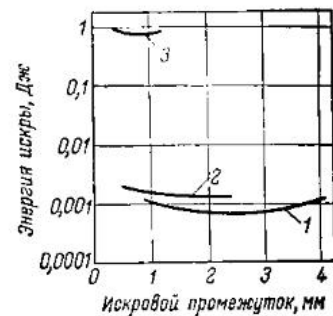


Рис. 3.10. Зажигание метано-воздушной смесью емкостной искрой (Торрия. Сайто. Сайто):

1 — электроды с острыми концами; 2 — электроды со скругленными концами, 3 — шаровые электроды.

### 3.4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЗАЖИГАНИЯ, ВОСПЛАМЕНЯЕМОСТЬ И ВЕРОЯТНОСТЬ ЗАЖИГАНИЯ

В зависимости от параметров газовой смеси и характеристик искры искровое зажигание может быть успешным или неудачным. Чтобы искровое зажигание было успешным, необходимо, чтобы было возможно распространение пламени в газовой смеси, т. е. состав смеси не должен выходить за пределы воспламенения, а энергия искры должна превышать некоторое минимальное значение, называемое минимальной энергией зажигания. Газовая смесь по степени трудности зажигания характеризуется воспламеняемостью, а искра — эффективностью зажигания. Воспламеняемость и эффективность зажигания определяются через упомянутую выше минимальную энергию зажигания. Например, относительно газовых смесей А и Б можно сказать, что воспламеняемость смеси А выше (ниже), чем у смеси Б, если минимальная энергия зажигания смеси А меньше (больше), чем у смеси Б. Также можно сказать, что при изменении воспламеняемости газовой смеси эффективность искрового зажигания тем выше, чем ниже воспламеняемость газовых смесей, которые способна воспламенить данная искра. При изменении соотношения горючего и воздуха или кислорода в газовой смеси минимальная энергия зажигания имеет минимум при некотором составе смеси и возрастает при приближении к обоим пределам воспламенения. Воспламеняемость газовой смеси изменяется не только при изменении состава смеси (типа смеси или соотношения составляющих), но и при изменении температуры, давления, гидродинамического состояния смеси. Естественно, что чем большей энергией обладает искра, тем выше эффективность зажигания, однако она различна у разных типов искры. Например, давно экспериментально показано, что эффективность зажигания емкостной искрой выше, чем индуктивной искрой.

Если энергия искры достаточно велика, при успешном во всех случаях зажигании некоторой газовой смеси при многократном повторении эксперимента

имеем 100%-ное зажигание (0% отказов зажигания). И наоборот, при достаточно слабой искре может наблюдаться случай, когда зажигание будет всегда неудачным, т. е. 0%-ное зажигание (100% отказов зажигания). В остальных промежуточных случаях зажигание будет неудачно только в некотором числе из неоднократно повторяющихся экспериментов (нельзя предположить, что отказы зажигания будут в каждом эксперименте). При достаточно большом числе экспериментов доля случаев успешного зажигания выражается величиной, называемой вероятностью зажигания. С уменьшением энергии искры вероятность зажигания изменяется постепенно от 1 (100%) до 0 (0%). При изменении состава или других характеристик смеси вероятность зажигания тоже изменяется от 1 до 0. При определении разного рода так называемых пределов зажигания, как отмечалось выше, используется определение вероятности зажигания. Для определения вероятности зажигания, например 0-, 50- или 100%-ной, необходимо провести большое число экспериментов.

### 3.5. ЗАЖИГАНИЕ ЕМКОСТНОЙ ИСКРОЙ

Емкостная искра используется в реальных устройствах зажигания. Емкостной искровой разряд прост по характеру; наложение его на процесс зажигания незначительно из-за краткости времени разряда. Поэтому емкостную искру часто используют при фундаментальных исследованиях искрового зажигания. Емкостная искра представляет собой высокочастотный колебательный разряд\*. Зависимость эффективности зажигания от частоты разряда весьма интересна и исследована в основополагающих экспериментах Финча и др. [4]. В этих экспериментах в качестве газовой смеси применяли модельную газовую смесь оксида углерода с воздухом. Камера сгорания имела форму шара объемом 80 см<sup>3</sup>. Электроды зажигания были выполнены из алюминиевых стержней

\* При использовании соответствующего сопротивления в цепи с критическим демпфированием колебательный разряд преобразуется в импульсных источниках света.

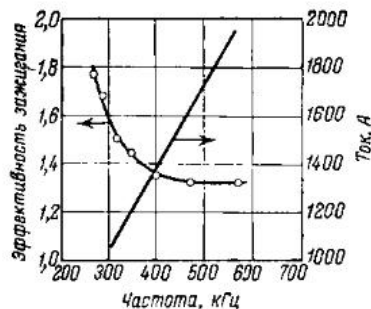


Рис. 3.11. Влияние частоты разряда на эффективность зажигания емкостной искрой (Финч и др.).

диаметром 5 мм со скругленными полу-сферическими концами, один электрод был стационарный, другой — подвижный. Максимальная емкость конденсатора составляла 0,2 мкФ, минимальная — 0,041 мкФ. Для измерения напряжения применяли электростатический вольтметр. Зарядный ток от источника постоянного тока и ток утечки были сбалансированы: поддерживалось постоянное напряжение 8300 В. Изменяя индуктивность между конденсатором и свечой зажигания, регулировали частоту разряда. Электроды сближали и между ними проскакивала искра. Частоту разряда измеряли абсорбционным волномером. Для оценки эффективности зажигания измеряли минимальное давление зажигания газовой смеси. Эффективность зажигания выражали числовым значением этого давления (в мм рт. ст.), деленным на 1000. Некоторые экспериментальные результаты представлены на рис. 3.11 в интервале частот 270—570 кГц.

Как видно из приведенного графика, с понижением частоты эффективность зажигания повышается. При этом, поскольку емкость конденсатора и разрядное напряжение постоянны, постоянна и электростатическая энергия, накапливаемая в конденсаторе. Однако реальная энергия искры, измеренная специальным калориметром, из-за потерь в индуктивности снижается с уменьшением частоты. Иначе говоря, зависимость между эффективностью зажигания и частотой разряда будет более достоверной при поддержании энергии искры постоянной.

В то же время в работах [5, 6] сообщается, что влияние частоты разряда на эффективность зажигания емкостной искрой совершенно незаметно. Однако в этих работах не указывается частотный диапазон.

Кроме того, неясно, как достигается частота разряда, еще более низкая, чем в экспериментах Финча. Трудно прогнозировать, до какой степени продолжится повышение эффективности зажигания с понижением частоты разряда.

С целью выяснения зависимости между частотой разряда и эффективностью зажигания автор работы [7] провел следующие эксперименты. Были взяты два конденсатора емкостью 90 и 455 пкФ, индуктивность изменялась в диапазоне 0,15—140 мГ посредством набора катушек индуктивностей. Камера сгорания имела форму цилиндра с внутренним диаметром 35 мм и такой же высотой. Шарообразные (диаметр



Рис. 3.12

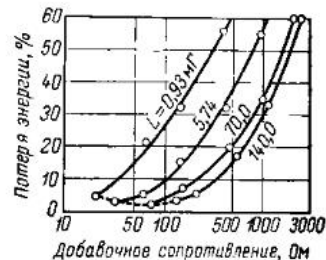


Рис. 3.14

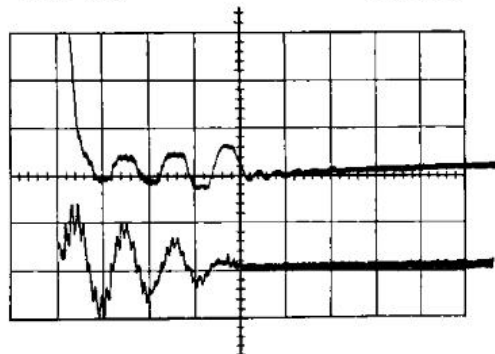


Рис. 3.13

Рис. 3.12. Зависимость разрядного напряжения от длины искрового промежутка (электроды сферические, медные: диаметр 2 мм) (Коно, Кумаган).  
Рис. 3.13. Изменения разрядного напряжения и тока емкостной искры (длина искрового промежутка 2 мм;  $L = 5,74$  мГ;  $C = 90$  пкФ; скорость разветки 5 мкс/деление) (Коно, Кумаган).

Рис. 3.14. Потери энергии при емкостном разряде (длина искрового промежутка 2 мм, энергия зарядки 2,1 мДж) (Коно, Кумаган).

ром 2 мм) стальные электроды зажигания располагались в центре камеры сгорания. Длину искрового промежутка можно было незначительно регулировать. Разрядное напряжение, или, точнее, потенциал зажигания, определялся следующим образом. Напряжение на выходе высоковольтного источника постоянного тока постепенно повышалось, и напряжение на искровом промежутке непосредственно перед началом зажигания разряда измерялось электростатическим вольтметром. Колебания разрядного напряжения, по существу, неизбежны, но для упомянутых электродов не превышали  $\pm 0,5\%$ . На рис. 3.12 показана зависимость между разрядным напряжением и длиной искрового промежутка. При условии, что емкость конденсатора  $C$ , разрядное напряжение  $V_1$ , остаточное напряжение после погасания разряда  $V_2$ , энергия, снимаемая с конденсатора, равна  $C(V_1^2 - V_2^2)/2$ . А поскольку в большинстве случаев  $V_2 \ll V_1$ , энергия зарядки равна  $CV_1^2/2$ .

Практически энергия искры, выделяемая в искровом промежутке, равна приведенной величине за вычетом потерь на джоулево тепло в сопротивлении  $R$  цепи:

$$R \int_0^{t_p} i^2 dt$$

где  $i$  — разрядный ток;  $t$  — время;  $t_p$  — время разряда.

Сопротивление цепи состоит из сопротивления катушки индуктивности, сопротивления для измерения тока и добавочного сопротивления, вводимого для регулирования энергии искры. Запись колебаний разрядного тока, показанная на рис. 3.13, позволяет определить зависимость  $i = f(t)$ . Исходя из этой зависимости, можно рассчитать потерю энергии. На рис. 3.14 показан один из примеров зависимости доли потерь энергии, отнесенных к энергии, выделяемой конденсатором, от сопротивления цепи. Пунктирная линия соответствует экспериментам без использования добавочного сопротивления. Как видно из этих примеров, вводя соответствующее добавочное сопротивление и изменяя частоту разряда, можно поддер-

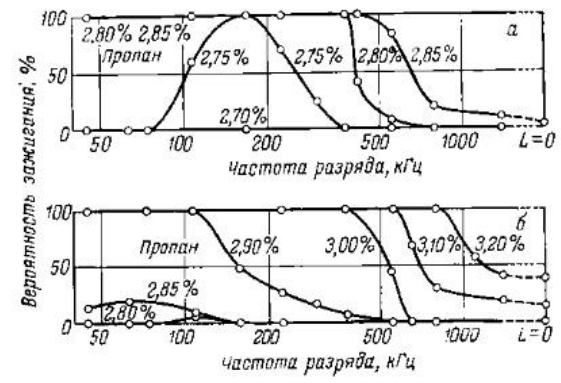


Рис. 3.15. Влияние частоты разряда на вероятность зажигания емкостной искрой (Коно Кумаган): а — энергия зарядки 2.1 мДж; искровой промежуток — 2.0 мм. б — энергия зарядки 1.6 мДж, искровой промежуток 1.5 мм.

живать энергию искры постоянной. Изменяя индуктивность  $L$ , определили зависимость от нее частоты разряда  $f$ , которая довольно удовлетворительно определяется формулой (3.4), в предположении, что искра обладает только активным сопротивлением. На частоту разряда почти не влияет изменение общего сопротивления цепи, даже если оно равнялось 50-кратному сопротивлению катушки. Частота разряда сохранялась и при изменении искрового промежутка в интервале 1,5—3 мм. Длительность разряда увеличивалась с уменьшением частоты разряда, однако число наблюдаемых затухающих колебаний было постоянно и равнялось 5—6. Время разряда изменялось при изменении сопротивления цепи и, следовательно, добавочного сопротивления, однако оставалось неизменным при изменении длины искрового промежутка в интервале 1,5—3 мм.

С помощью описанной емкостной искры проводили зажигание пропан-воздушных смесей. На рис. 3.15 показана взаимосвязь между частотой разряда и вероятностью зажигания. На рис. 3.16 приведена зависимость частоты разряда от процентного содержания пропана при 50%-ной вероятности зажигания. Поскольку применяли бедные пропан-воздушные смеси (см. сноску на с. 114), воспламеняемость их была

тем ниже, чем меньше было процентное содержание пропана в газовой смеси. При уменьшении частоты разряда повышается эффективность зажигания емкостной искрой, достигая максимума в районе 100 кГц. При дальнейших изменениях частоты эффективность падает. На рис. 3.16 светлыми точками показаны результаты экспериментов при одинаковой энергии зарядки, но при различных энергиях искры, поскольку энергия потерь различна для разных индуктивностей катушек. Черные точки на том же рисунке относятся к экспериментам при постоянной энергии искры, составляющей 95% энергии зарядки, с использованием соответствующего каждой катушке индуктивности дополнительного сопротивления. Сравнение двух типов экспериментов показывает, что такие различия энергии искры почти не влияют на эффективность зажигания. Как упоминалось выше, длительность (время) разряда изменяется с изменением его частоты (рис. 3.17). Иначе говоря, эффективность зажигания, как видно, изменяется с изменением времени разряда.

Длительность разряда вблизи частоты 100 кГц, при которой эффективность зажигания максимальна, составляет 50 мкс. Это время настолько мало, что им можно пренебречь по сравнению со временем в несколько миллисекунд, необходимым для режима зажигания. Тем более трудно предположить, что оно

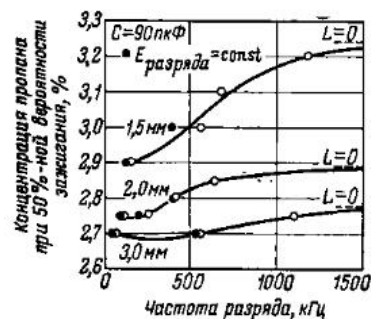


Рис. 3.16. Влияние частоты разряда на эффективность зажигания емкостной искрой (цифры у кривых — длина искрового промежутка) (Коно Кумаган).

Рис. 3.17. Зависимость частоты разряда от времени разряда емкостной искры (Коно Кумаган).

влияет на эффективность зажигания. Поэтому из результатов этих экспериментов можно сделать вывод, что при зажигании емкостной искрой, в соответствии с выводами работы Финча и др., эффективность зажигания повышается с уменьшением частоты, но не до бесконечности, а достигает максимума около частоты 100 кГц.

Как видно из рис. 3.13 по изменению напряжения и тока емкостной искры при колебательном разряде, энергия искры во время разряда непостоянна. Распределение энергии близко к случаю затухающих колебаний. А именно, энергия искры выделяется периодически через некоторые постоянные интервалы времени, причем величина этих импульсов энергии уменьшается с течением времени. Для проверки предположения о том, что длительность временных интервалов между импульсами выделения энергии искры играет большую роль в эффективности зажигания искрой колебательного разряда, модифицировали колебательный разряд следующим образом. Вместо самого первого периода разряда в каждые из двух полупериодов формировали по одной искре очень малой длительности, т. е. вместо колебательного разряда имели всего две искры, разделенные требуемым интервалом времени. Зависимость эффективности зажигания от длительности этого временного интервала между разрядными импульсами исследовалась в работе [8]. Подробно результаты экспериментов описываются в указанной работе [8], а на рис. 3.18 приведен один из результатов, показывающий зависимость длительности временного интервала между импульсами искрового разряда от состава смеси при 50%-ной вероятности зажигания. Как видно из рисунка, существует такая длительность этого интервала, при которой эффективность зажигания максимальна. Причем она изменяется с измене-

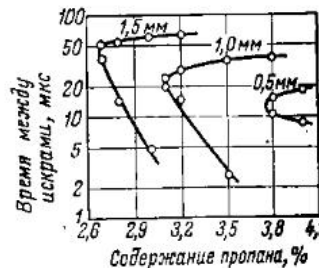


Рис. 3.18. Влияние временного интервала между искрами на зажигание двумя искрами (пропан-воздушная газовая смесь; 50%-ная вероятность зажигания; цифры у кривых — длина искрового промежутка) (Коно Кумаган).

нием длины искрового промежутка. Эффективность зажигания повышается при переходе отдельной одиночной искры (т. е. двух, слившихся в одну искру при нулевой длительности временного интервала между ними) в две искры той же суммарной энергии, но разделенные необходимым интервалом времени. Например, 3,1%-ная пропан-воздушная смесь воспламеняется с 50—100%-ной вероятностью зажигания двумя искрами общей энергией 4,08 мДж при длительности временного интервала 19—24 мкс. Для зажигания одиночной искрой с 50%-ной вероятностью зажигания необходима энергия 12,9 мДж, т. е. в 3 раза большая, чем при зажигании двумя искрами. Однако при моделировании колебательного емкостного разряда двумя искрами нельзя считать, что полупериод такого разряда прямо соответствует длительности интервала между двумя искрами, поскольку мы заменяем 5—6-разовый колебательный выход энергии с ее постепенным уменьшением 2-разовым выходом энергии. Однако, видимо, глубокий смысл имеет соответствие по порядку величины длительности интервала между искрами (12,5—50 мкс) и полупериода колебательного разряда (2,5—10 мкс, 50—200 кГц), при которых эффективность зажигания максимальна. По крайней мере, вполне вероятно, что механизмы зажигания в обоих случаях аналогичны.

### 3.6. ЗАЖИГАНИЕ КОМБИНИРОВАННОЙ ИСКРЫ

Зажигание комбинированной искрой используется в системах зажигания двигателей внутреннего сгорания; имеется много исследований практического применения этого способа. Рассмотрим достоинства и недостатки комбинированной искры с точки зрения эффективности зажигания. Как говорилось ранее, комбинированная искра состоит из емкостной и индуктивной составляющих. При этом, поскольку эффективность зажигания емкостной искрой выше, чем индуктивной, естественно предположить, что эффективность зажигания комбинированной искрой ниже, чем емкостной. Это подтверждается тем, что с увеличением искрового промежутка эффективность зажигания повышается. При этом энергия искры неизменна,

но поскольку растет напряжение искрового разряда, то и энергия емкостной составляющей увеличивается. Эти вопросы фундаментально исследованы для систем искрового зажигания.

На рис. 3.19 показаны примеры бедных смесей, работающих без пропусков зажигания при увеличении искрового промежутка электродов зажигания [9]. Хотя мы и говорим, что по эффективности зажигания емкостная искра превосходит комбинированную и что с увеличением доли емкостной составляющей повышается эффективность зажигания комбинированной искрой, имеются случаи, противоречащие этим экспериментальным фактам. Например, при расположении конденсатора параллельно искровому промежутку с возрастанием энергии емкостной составляющей эффективность зажигания снижается.

Таким образом, мнение, высказанное вначале относительно эффективности зажигания емкостной и комбинированной искрами, не всегда справедливо. На практике в зависимости от условий может иметь место тот или иной случай. На рис. 3.20 приведены результаты экспериментов, подтверждающие это. Подробное объяснение экспериментов дано автором работы [10], в которой исследовалось зажигание газовой смеси городского газа с воздухом при использовании катушки зажигания. В подписи к рисунку «комбинированная искра» означает, что зажигание производилось обычным способом с применением катушки зажигания, а «емкостная искра» относится к зажиганию при параллельном присоединении конденсатора, обладающего почти исключительно емкостью и практически не имеющего индуктивности. Поскольку ток размыкания в первичном контуре поддерживался постоянным, энергия искры в обоих случаях была практически одинаковой. Исследовалась зависимость

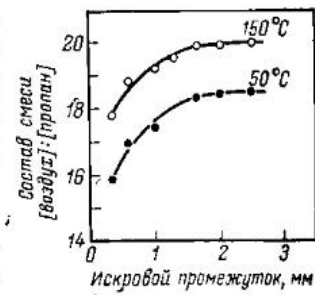


Рис. 3.19. Состав смеси для работы без пропусков зажигания (испытательный двигатель CFR; степень сжатия 4; опережение зажигания 27°; цифры у кривых — температура впускной смеси) (Кумагаи, Инуэма).



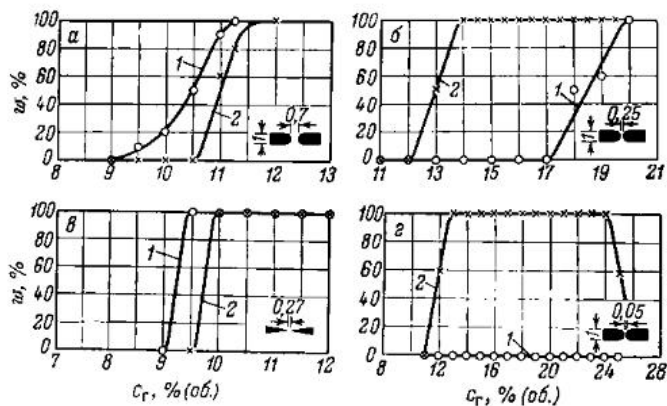


Рис. 3.20. Зависимость вероятности  $w$  искрового зажигания смеси горючего газа с воздухом. (Ток размыкания в первичном контуре катушки зажигания постоянный; диаметр электродов и размер искрового промежутка в мм) (Кумаган, Кимура):

1 — комбинированная искра. 2 — емкостная искра.

вероятности зажигания от состава смеси при обоих способах зажигания.

На рис. 3.20б приведены результаты эксперимента с использованием железных стержневых электродов диаметром 1 мм со скругленными в форме полусферы торцами и с искровым промежутком 0,25 мм. Видно, что более высокая эффективность зажигания достигается при емкостной искре. Это противоречит опыту работы систем искрового зажигания в двигателях. На рис. 3.20а показаны результаты экспериментов с такими же электродами, но с искровым промежутком 0,7 мм. В этом случае наибольшая эффективность зажигания достигается при использовании зажигания комбинированной искрой. Аналогичный результат достигается и при использовании больших искровых промежутков. Таким образом, при использовании широких искровых промежутков эффективность зажигания комбинированной искрой наибольшая, а в случае узких искровых промежутков наибольшая эффективность зажигания при применении емкостной искры.

Следовательно, при некотором определенном значении искрового промежутка преимущества одной искры над другой нивелируются. Это значение является граничным, при отклонении от него в ту или другую сторону большую эффективность зажигания

имеет емкостная или комбинированная искра. Причиной возникновения такого эффекта считается описанное ранее охлаждающее влияние электродов. Поскольку охлаждающее влияние электродов зависит от их формы и размера, то упомянутое предположение можно проверить экспериментально. А именно, если электрод обладает весьма малым охлаждающим эффектом, то, по-видимому, эффективность зажигания комбинированной искрой не будет снижаться вплоть до самых узких искровых промежутков.

На рис. 3.20в показаны результаты использования тонких остроконечных электродов с искровым промежутком длиной 0,27 мм. Как видно, еще сохраняется более высокая эффективность зажигания комбинированной искрой, что подтверждает правильность высказанного выше предположения об охлаждающем влиянии электродов. И, наконец, на рис. 3.20г показаны результаты использования электродов с очень узким искровым промежутком 0,05 мм. По-прежнему емкостная искра обладает более высокой эффективностью зажигания, а комбинированная искра при этом имеет нулевую эффективность. Однако при рассмотрении результатов этого эксперимента необходимо обратиться к эксперименту, описанному в старой работе Тейлора — Джонса [11]. В этой работе использовали довольно крупные шарообразные электроды с весьма узким искровым промежутком между ними. При этом эффективность зажигания емкостной искрой была хуже. Нет ли здесь противоречия с описанными выше экспериментальными фактами? Но при рассмотрении фотоснимка искры в эксперименте Тейлора — Джонса обнаруживается, что при подключении конденсатора (емкостная искра) искра проходит через самый узкий промежуток между электродами, а без конденсатора (комбинированная искра) она распространяется в поперечном направлении, что, по-видимому, и ослабляет охлаждающее влияние электродов.

### 3.7. ИСКРОВОЕ ЗАЖИГАНИЕ ПОТОКА ГАЗОВОЙ СМЕСИ

Характеристики искрового зажигания зависят от того, покоится или движется газовая смесь, имеется или нет турбулентность. Искровое зажигание потока

газовой смеси исследовал Суэтт [12] при низких давлениях (50—100 мм рт. ст.) с целью изучения проблемы повторного запуска реактивных двигателей на больших высотах. Как показывают результаты экспериментов, с увеличением скорости потока энергия искры, необходимая для зажигания смеси, возрастает, иначе говоря, воспламеняемость газовой смеси снижается.

В работе [13] осуществлены следующие эксперименты. Смесь городского газа с воздухом при давлении 1 кгс/см<sup>2</sup> пропускали через стеклянную трубку с внутренним диаметром 5 мм и воспламеняли искрой, создаваемой электродами внутри трубки. Электроды из стальной проволоки диаметром 1 мм имели скругленные в форме полусферы концы с расстоянием между ними 0,6 мм. Энергию искры регулировали изменением тока в первичной цепи катушки зажигания. На рис. 3.21 показана зависимость тока  $I$  в первичной цепи катушки от средней скорости потока газовой смеси при нулевой и 100%-ной вероятности воспламенения. При подключении конденсатора параллельно искровому промежутку имеем почти только емкостную составляющую искры, т. е. можно считать такую искру емкостной. При этом с увеличением скорости потока воспламеняемость газовой смеси сначала возрастает до скорости

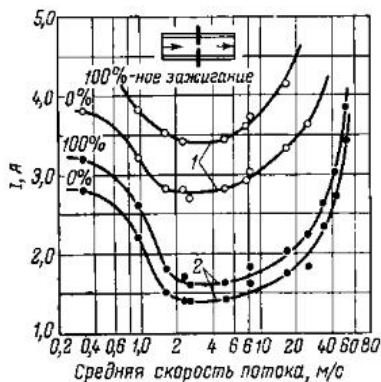


Рис. 3.21. Искровое зажигание потока газовой смеси городского газа с воздухом (Кимура, Кумагаи): 1 — емкостная искра; 2 — комбинированная искра.

Эксперименты Суэтта проводились, очевидно, при турбулентном состоянии потока, и поэтому, видимо, с увеличением скорости потока воспламеняемость газовой смеси снижалась. При ламинарном течении воспламеняемость потока газовой смеси лучше, чем воспламеняемость покоящейся газовой смеси. Автор данной книги методами высокоскоростной фотографии исследовал процесс роста очага пламени и получил следующее объяснение описанным фактам. В процессе воспламенения очаг пламени подвергается наиболее сильному охлаждающему влиянию электродов. Но с увеличением скорости потока очаг пламени отходит от зоны охлаждающего влияния, эффект которого ослабевает, воспламеняемость улучшается и, начиная с некоторого расстояния от электродов, становится неизменной. Практически при скоростях потока выше 2 м/с воспламеняемость становится постоянной величиной. При наличии турбулентности в трубке интенсивность последней возрастает с увеличением скорости потока. При этом потери тепла очагом пламени затрудняют воспламенение, и с увеличением скорости потока воспламеняемость газовой смеси снижается.

На рис. 3.22 показаны результаты эксперимента с использованием электродов, установленных в стенке трубки заподлицо с внутренней поверхностью и, следовательно, с искровым промежутком, равным внутреннему диаметру трубки, т. е. 5 мм. Однако при этом требуются высокие напряжения для образования искрового разряда при воспламенении всех исследуемых газовых смесей, что не позволяет регулировать энергию искры изменением тока первичной обмотки катушки зажигания. Регулирование достигается последовательным включением в цепь вторичного контура сопротивления  $R$ . На рисунке показана зависимость величины последовательно включенного сопро-

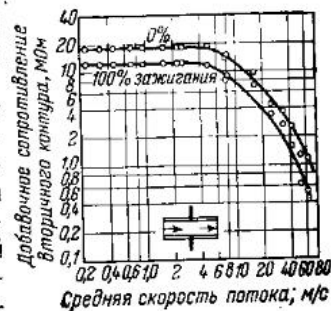


Рис. 3.22. Искровое зажигание потока газовой смеси городского газа с воздухом (Кимура, Кумагаи).

тивления во вторичном контуре от средней скорости газового потока при нулевом и 100%-ном воспламенении. Энергия искры увеличивается с уменьшением сопротивления во вторичном контуре. В области турбулентных течений, как отмечено выше, с увеличением скорости потока воспламеняемость газовой смеси снижается. Здесь мы наблюдаем аналогичный эффект. Интересно, что в области ламинарных течений воспламеняемость газовой смеси совершенно не зависит от скорости потока. Это, с первого взгляда, противоречит приведенному выше объяснению об уменьшении охлаждающего влияния электродов с ростом скорости потока, однако это не так. Это скорее подтверждение приведенного предположения. Иначе говоря, в этом случае, поскольку охлаждающее влияние электродов на очаг пламени не отличается от охлаждающего влияния стенок трубки, отклонение положения очага пламени от места расположения электродов, естественно, не меняет воспламеняемость газовой смеси с изменением скорости потока.

### 3.8. ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ ИСКРЫ

При исследованиях искрового зажигания и разработках систем зажигания двигателей внутреннего сгорания часто необходимо измерять энергию искры, получаемую с помощью катушки зажигания или магнето. Для этой цели существуют два метода измерения энергии: электрический и калориметрический. Электрический метод измерения основан на определении посредством осциллографа формы импульса напряжения и тока. Точность этого метода не всегда достаточна, однако в принципе это единственный метод раздельного измерения емкостной и индуктивной составляющих. Калориметрический метод, наоборот, позволяет измерить суммарную энергию искры в целом, основываясь на измерении подъема температуры окружающего газа при превращении электрической энергии искры в тепловую. В этом методе достигается точность измерения более высокая в сравнении с точностью электрического метода, но этот метод ранее не применялся для абсолютных измерений энергии искры.

В калориметрическом методе искру пропускают неоднократно в короткие промежутки времени через хорошо теплоизолированный сосуд типа сосуда Дьюара и исследуют временную зависимость подъема температуры газа (воздуха или инертного газа в сосуде). Кроме этого проводят аналогичный эксперимент, в котором электронагревательный элемент присоединяют к искровому электроду, и проводят измерения подъема температуры при установленной электрической мощности на входе. Энергию искры можно определить, сравнивая временные зависимости подъема температуры в обоих случаях. Автор книги с сотр. спроектировал и изготовил несколько моделей калориметров такого типа, исходя из требований исследований. Усилия были направлены исключительно на повышение точности и воспроизводимости результатов измерений, однако эффект не был достигнут. Существенной трудностью при использовании калориметров такого типа была нестабильность и трудность регулирования теплового состояния сосуда, которое оказывало влияние на временную зависимость повышения температуры.

Помимо этого надо учесть, что при достижении некоторого теплового равновесного состояния этой системы (сосуда) подъем температуры достигает предела, при котором тепловое излучение от искры или электронагревательного элемента равно тепловому излучению от стенок сосуда наружу. При этом абсолютная величина повышения температуры (равновесной) зависит от теплового излучения внутри сосуда. Однако характерно то, что эта величина сравнительно нечувствительна к изменению теплового состояния сосуда. На основе этого авторами работы [14] был разработан, изготовлен и испытан калориметр типа «равновесная теплопередача» в противоположность прежнему типу «нестационарная теплопередача». В реальной установке используется система водяного охлаждения для сокращения времени достижения равновесного состояния и снижения подъема равновесной температуры настолько, чтобы не ухудшить точность измерений.

На рис. 3.23 показана одна из подобных моделей. Внутренний стеклянный стакан 13 имеет диаметр 54 мм, высоту 140 мм, толщину стенок 3 мм. Внутри

стакана установлены электроды системы зажигания, термометр, воздуховод с вентилятором. Водяной ртутный термометр 10 рассчитан на измерения до  $50^{\circ}\text{C}$  с точностью  $0,1^{\circ}\text{C}$ . Электроды 1 с регулируемым искровым промежутком можно заменять электронагревательным элементом. Вентилятор 2 с пластмассовыми (акриловая смола) лопастями на деревянной оси приводится во вращение с постоянной скоростью синхронным двигателем, соединенным с вентилятором гибкой осью 5. Для того чтобы вентилятор создавал нисходящий поток, его лопасти помещены в бакелитовый цилиндр 14 с внутренним диаметром 35 мм, высотой 80 мм, толщиной стенок 1 мм. Искровой промежуток располагается в воздуховоде в месте со сравнительно постоянным воздушным потоком. Крышка 7 внутреннего стакана изготовлена из бакелита и для хорошей теплоизоляции снабжена воздушными прослойками. Латунный водяной бак 11 имеет диаметр 140 мм, высоту 170 мм, снабжен сливным краном 12. Уровень охлаждающей воды поддерживается постоянным и контролируется через мерное окно 8. Пятнлопастная мешалка 3 поворачивается на  $60^{\circ}$  с помощью

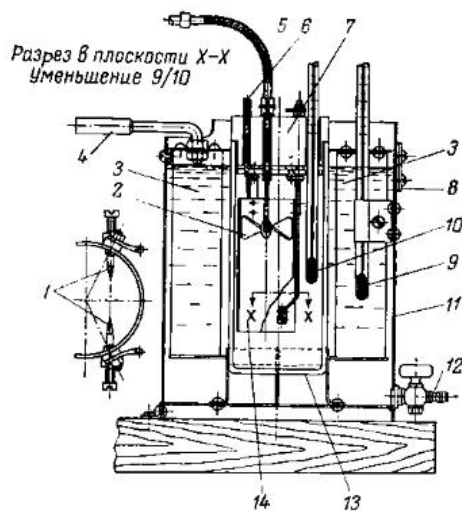


Рис. 3.23. Калориметр для измерения энергии искры (Кумаган, Сакаи, Ясугахира).

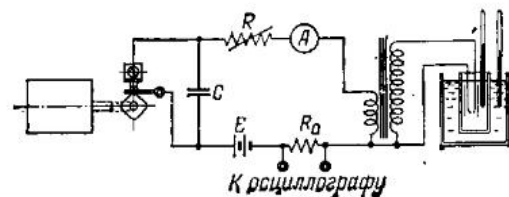


Рис. 3.24. Электрическая схема для измерения энергии искры (Кумаган, Сакаи, Ясугахира).

рукоятки 4 для выравнивания температуры воды по сосуду, которая измеряется водяным ртутным термометром 9. При постоянной температуре помещения в процессе измерений в калориметре температура воды почти не изменяется. Поскольку продолжительность однократного измерения составляет 10 мин, изменения температуры воды из-за изменений температуры помещения почти не влияют на измерения. Впускное отверстие 6 служит для впуска инертного газа во внутренний сосуд калориметра 13. Размеры калориметра спроектированы для измерений энергий искры от обычных катушек зажигания. Если измеряемая энергия искры отлична от имеющейся в обычной катушке зажигания, то размеры прибора следует изменить на более подходящие, сохраняя подобие описанной модели. На рис. 3.24 показана типичная электрическая схема для измерений энергии искры катушки зажигания. Эталонное сопротивление  $R_0$ , равное 10 мОм, применяется при определении тока первичного контура посредством осциллографа, измеряющего напряжение на нем.

Перед работой калориметр необходимо откалибровать. Для этого используют присоединяемую к электродам электронагреваемую проволоку (например, спираль диаметром 3 мм из платиновой проволоки диаметром 0,1 мм, длиной 170 мм), к которой подводится электрическая мощность различной величины от источника постоянного тока. Измеряется зависимость повышения температуры от времени. Электрическая мощность определяется по напряжению на концах проволоки и току, проходящему через нее. Поскольку повышение температуры происходит и от работы вентилятора (и его не отличить от повышения темпера-

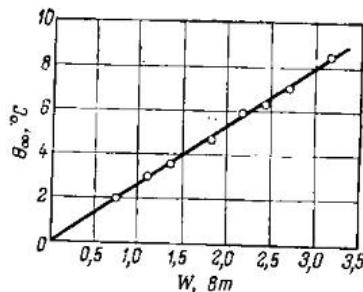


Рис. 3.25. График калибровки калориметра для измерения энергии искры (Кумаган, Сахан, Ясугахира).

ступают и при измерении энергии искры. В описанной модели повышение температуры достигает максимума через 10—15 мнн; при этом зависимость повышения температуры от входной мощности является линейной (рис. 3.25). Зависимость подъема температуры  $\theta$  от времени  $t$  в этом случае выражается следующим уравнением:

$$\theta = \theta_{\infty} (1 - e^{-\alpha t})$$

где  $\theta_{\infty}$  — величина повышения равновесной температуры;  $\alpha$  — константа, тангенс угла линейной зависимости  $\lg[1 - (\theta/\theta_{\infty})]$  от  $t$ .

Измерив повышение температуры при работе катушки зажигания по калибровочной зависимости, из рис. 3.25 можно определить соответствующую данному эксперименту электрическую мощность  $W$ . Если за время измерения произошло  $n$  разрядов, то энергия искры  $E$  определяется как  $W/n$ . Обозначив индуктивность первичной обмотки катушки зажигания  $L$ , а ток в первичной цепи  $i$ , получим выражение для коэффициента  $e$  преобразования энергии

$$e = \frac{E}{Li^2/2} = \frac{W/n}{Li^2/2}$$

Результаты измерений одного из экспериментов приведены на рис. 3.26 и 3.27. На рис. 3.26 показано, что с ростом тока в первичном контуре энергия искры увеличивается, а коэффициент преобразования энергии почти постоянен (равен в данном случае  $\sim 82\%$ ).

туры при электроннагреве проволоки), его следует определить заранее. В описываемом калориметре повышение температуры от работы вентилятора составляло  $0,05^\circ\text{C}$  за 10 мнн. Чтобы определить величину подъема температуры от подводимой мощности, это значение следует вычесть из общего повышения температуры. Аналогично поступают и при измерении энергии искры. В описанной модели повышение температуры достигает максимума через 10—15 мнн; при этом зависимость повышения температуры от входной мощности является линейной (рис. 3.25). Зависимость подъема температуры  $\theta$  от времени  $t$  в этом случае выражается следующим уравнением:

$$\theta = \theta_{\infty} (1 - e^{-\alpha t})$$

где  $\theta_{\infty}$  — величина повышения равновесной температуры;  $\alpha$  — константа, тангенс угла линейной зависимости  $\lg[1 - (\theta/\theta_{\infty})]$  от  $t$ .

Измерив повышение температуры при работе катушки зажигания по калибровочной зависимости, из рис. 3.25 можно определить соответствующую данному эксперименту электрическую мощность  $W$ . Если за время измерения произошло  $n$  разрядов, то энергия искры  $E$  определяется как  $W/n$ . Обозначив индуктивность первичной обмотки катушки зажигания  $L$ , а ток в первичной цепи  $i$ , получим выражение для коэффициента  $e$  преобразования энергии

$$e = \frac{E}{Li^2/2} = \frac{W/n}{Li^2/2}$$

Результаты измерений одного из экспериментов приведены на рис. 3.26 и 3.27. На рис. 3.26 показано, что с ростом тока в первичном контуре энергия искры увеличивается, а коэффициент преобразования энергии почти постоянен (равен в данном случае  $\sim 82\%$ ).

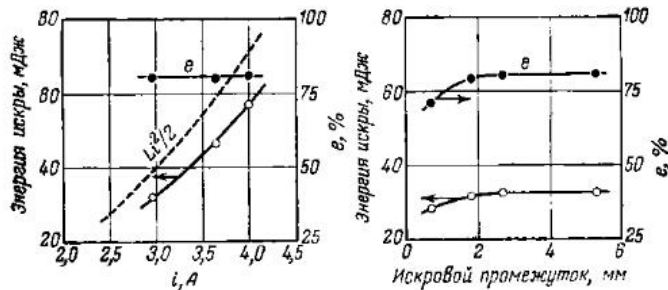


Рис. 3.26. Зависимость энергии искры от тока размыкания  $i$  в первичном контуре (катушка зажигания на 6 В; число размыканий прерывателя 49,6 в секунду; длина искрового промежутка 6,3 мм) (Кумаган, Сахан, Ясугахира).

Рис. 3.27. Зависимость энергии искры от длины искрового промежутка (катушка зажигания на 6 В; число размыканий 49,6 в секунду; ток размыкания в первичном контуре 2,98 А) (Кумаган, Сахан, Ясугахира).

На рис. 3.27 показаны изменения энергии искры при изменении искрового промежутка. При уменьшении искрового промежутка ниже некоторого значения энергия искры тоже уменьшается. При этом, естественно, емкостная составляющая уменьшается, а индуктивная увеличивается. Однако с увеличением индуктивной составляющей увеличивается выделение джоулева тепла из-за сопротивления во вторичной обмотке, что, по-видимому, и приводит к тому, что энергия искры не остается постоянной.

Энергия искры от магнето или обычной катушки зажигания составляет  $10^{-2}$ — $10^{-1}$  Дж и может быть измерена в калориметре описанной модели с точностью до 1 мДж. В калориметрах типа «нестационарная теплопередача», применявшихся ранее, точность и повторяемость результатов измерений крайне низкие, так что из значащих цифр правильной оказалась часто только первая цифра.

Измерения энергии искры калориметрическим методом позволяют определить суммарную энергию искры, не разделенную на составляющие, из которых состоит энергия комбинированной искры от катушки зажигания. Однако в калориметре описанной модели при некоторой его модернизации можно измерить и составляющие энергии искры. Например, при введе-

нии во вторичную цепь сопротивления, соответствующего критическому затуханию, можно уменьшить до нуля энергию емкостной составляющей, почти не изменив энергию индуктивной составляющей.

При использовании воздуха в качестве среды калориметра в процессе электрического разряда образуются оксиды азота, вызывающие коррозию металлических частей. Это заставляет покрывать эти части антикоррозионными материалами, однако лучше по возможности использовать инертные газы, например азот.

В описанном калориметре основным тепловым сопротивлением теплопередаче из системы газ в стакане А — охлаждающая вода является газ; перепад температур в стенке стакана составляет менее  $1/10$  перепада температур в газе. Иначе говоря, общий коэффициент теплопередачи можно принимать равным коэффициенту теплопередачи в газе. Количество тепла, образующегося в стакане А в единицу времени, равно сумме количеств тепла, накопленного в нем и проходящего через его стенку за это время, и определяется следующим уравнением:

$$C_p (\rho_r V + \omega) \frac{d\theta}{dt} + h_r s \theta = Q \quad (3.5)$$

где  $C_p$  — теплоемкость газа в стакане при постоянном давлении, ккал/(кг·°C);  $\rho_r$  — плотность газа в стакане, кг/м<sup>3</sup>;  $V$  — объем газа в стакане, м<sup>3</sup>;  $\omega$  — масса газа, эквивалентная массе всех деталей в стакане, кг;  $h_r$  — коэффициент теплопередачи газового слоя, ккал/(м<sup>2</sup>·с·°C);  $s$  — площадь поверхности стакана, омываемая охлаждающей водой, м<sup>2</sup>;  $Q$  — скорость тепловыделения в стакане, ккал/с.

Если уравнение (3.5) проинтегрировать по времени, то получим

$$\theta = \theta_\infty (1 - e^{-t/\tau}) \quad (3.6)$$

где

$$\theta_\infty = \frac{Q}{h_r s} = \frac{Q}{\pi h_r D^2 (x + 1/4)} \quad (3.7)$$

$$\tau = \frac{C_p (\rho_r V + \omega)}{h_r s} = \frac{C_p (\rho_r V + \omega)}{\pi h_r D^2 (x + 1/4)} \quad (3.8)$$

где  $D$  — диаметр стакана, м;  $H$  — высота части стакана, омываемой охлаждающей водой, м;  $x$  — отношение высоты к диаметру стакана, омываемого охлаждающей водой,  $H/D$ ;  $\tau$  — характеристическое время подъема температуры газа в стакане, с.

Из уравнений (3.7) и (3.8) следует, что тепловая мощность прямо пропорциональна подъему равновесной температуры. Однако пока коэффициент теплопередачи является величиной постоянной, скорость тепловыделения не зависит от  $\alpha$ . Это проверяется экспериментально. Кроме того, эквивалентная масса  $(\rho_r V + \omega)$  прямо пропорциональна  $D^3$ . Иначе говоря, в геометрически подобных калориметрах подъем равновесной температуры обратно пропорционален квадрату диаметра стакана, а  $\alpha$  прямо пропорционален диаметру стакана. Приведенные выше зависимости можно использовать для определения размеров при проектировании калориметра.

### Литература

1. Olsen H. L., Gayhart E. L., Edmonson R. B.: Fourth Symposium (International) on Combustion, p. 144, Williams and Wilkins, Baltimore, 1953.
2. Morgan J. D.: Principles of Ignition, p. 5, Pitman and Sons, London, 1944.
3. Торияма Ё., Сайто К., Сайто Р. — Оё буцури, 1943, т. 12, 463; ср. Paterson C. C., Campbell N.: Proc. Phys. Soc., 31, 168 (1919).
4. Finch G. I., Thompson H. H.: Proc. Roy. Soc. (London), A 134, 343 (1931).
5. Blanc M. V., Guest P. G., von Elbe G., Lewis B.: J. Chem. Phys., 15, 7981 (1947).
6. Lewis B., von Elbe G.: Combustion and Explosions of Gases, p. 419, Academic Press, New York, 1951.
7. Коно М., Кумагаи С. — Кикай-но кэнкю, 1974, т. 26, с. 290.
8. Коно М., Кумагаи С. — Кикай-но кэнкю, 1974, т. 26, с. 649.
9. Кумагаи С., Иинума К. — Кикай-но кэнкю, 1949, т. 1, с. 374.
10. Кумагаи С., Кимура И. — Кикай-но кэнкю, 1951, т. 3, с. 20.
11. Taylor-Jones E.: Phil. Mag., [7] 6, 1090 (1928).
12. Swell C. C.: NACA RM, E9E17 (1949).
13. Kimura I., Kumagai S.: J. Phys. Soc. Japan, 11, 599 (1956).
14. Kumagai S., Sakai T., Yasugahira N.: Comb. Sci. Tech. 6, 233 (1972).

ГЛАВА 4  
**ЗАЖИГАНИЕ НАКАЛЕННОЙ  
ПОВЕРХНОСТЬЮ**

**4.1. ТЕМПЕРАТУРА ЗАЖИГАНИЯ**

При соприкосновении накаливаемой металлической поверхности или проволоки с горючей смесью последняя воспламеняется. Такое зажигание называется зажиганием накаливаемой поверхности. Зажигание не происходит, если температура накаливаемой поверхности ниже некоторого значения. Предельная температура называется температурой зажигания накаливаемой поверхностью. Температура зажигания при таком способе значительно выше температуры самовоспламенения, возникающего при адиабатическом сжатии или других способах нагрева всей или большей части газовой смеси. Из-за большого градиента температуры в слое смеси, соприкасающемся с накаливаемой поверхностью, температура, близкая к температуре накаливаемой поверхности, локализуется в очень узком слое газовой смеси. Кроме того, хотя и выделяется тепло химических реакций в соприкасающейся с накаливаемой поверхностью части газовой смеси, теплопередача от этой части к накаливаемому металлу препятствует дальнейшему значительному росту температуры слоя смеси. Если даже температура локальной части смеси достигает температуры самовоспламенения, зажигание может и не произойти по указанной причине. Температура зажигания накаливаемой поверхностью тем больше, чем меньше площадь накаливаемой поверхности. На рис. 4.1 приведены значения температуры зажигания смеси природного газа с воздухом посредством накаливаемой никелевой полосы [1]. Как видно, температура зажигания смеси снижается с увеличением ширины полосы накаливаемого металла. На рис. 4.2 приведены значения температуры зажигания потока

смеси городского газа [25% (об.)] с воздухом посредством электронакаливаемой железохромовой проволоки [2]. При всех скоростях потока с увеличением диаметра накаливаемой проволоки, а следовательно, с увеличением площади накаливаемой поверхности температура зажигания снижалась.

Особенностью зажигания накаливаемой поверхностью является каталитическое действие этой поверхности. Оно различно и может быть как положительным, так и отрицательным. Если происходит обрыв цепей в цепной реакции, то для обеспечения зажигания необходимо значительно увеличить температуру. Если же каталитическое действие ведет к разветвлению цепной реакции, то можно предположить, что зажигание произойдет и при исключительно низкой температуре. На практике температура зажигания накаливаемой поверхностью сильно зависит от природы поверхности металла. На рис. 4.3 приведены примеры зажигания

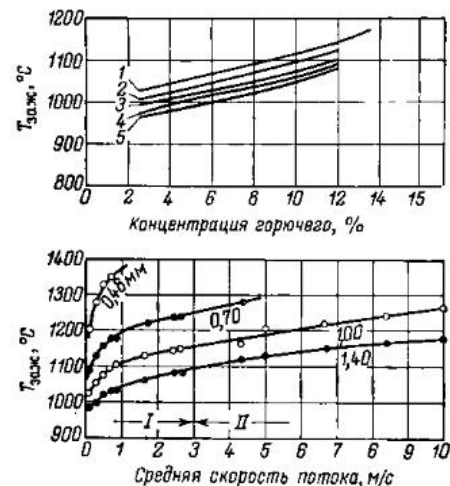


Рис. 4.1. Зависимость температуры зажигания смеси природного газа с воздухом накаливаемыми никелевыми полосками от концентрации горючего (Цифры 1—5 относятся к полосам шириной 1/4, 1/2, 3/4, 1 и 3/2 дюйма, соответственно) (Ковард, Гест).

Рис. 4.2. Зависимость температуры зажигания смеси природного газа с воздухом электронакаливаемыми железохромовыми проволоками от скорости потока (цифры у кривых — диаметр проволоки; I — ламинарное течение; II — турбулентное течение) (Кумаган, Кимура).

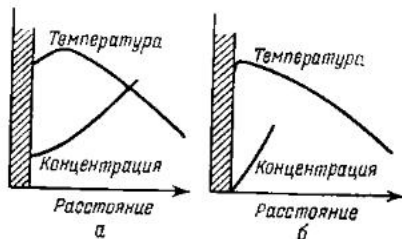
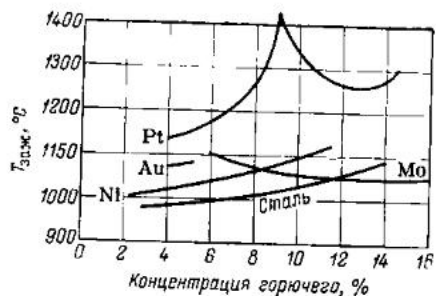


Рис. 4.3. Зависимость температуры зажигания накаливаемой поверхностью смеси природного газа с воздухом от концентрации горючего (Ковард, Гест).

Рис. 4.4. Профили температуры и концентраций смеси вблизи накаливаемой поверхности.

полосами из различных металлов (толщиной 0,04 дюйма\*, шириной 0,5 дюйма и длиной 4 дюйма) в условиях, аналогичных экспериментам, результаты которых показаны на рис. 4.1 [3]. Здесь обращает на себя внимание неожиданно высокая температура зажигания накаливаемой платиной, обладающей сильным положительным каталитическим эффектом. Кроме того, при зажигании никелем, не обладающим каталитическим эффектом, получается воспроизводимость температуры зажигания, а при использовании платины — нет.

Эти факты объясняют следующим образом. Представим себе различные процессы при использовании никеля и платины при одинаковой температуре. При использовании никеля температура и концентрация

\* Дюйм равен 2,54 см.

реагентов в газовой смеси вблизи накаливаемой поверхности изменяются, как показано на рис. 4.4а. В этом случае, поскольку теплопередача к поверхности металла небольшая, идет подъем температуры газа и происходит зажигание.

В случае платины реакции идут весьма активно в зоне, близкой к поверхности, вследствие сильного каталитического эффекта последней (рис. 4.4б). При этом тепловыделение от химических реакций не может компенсировать тепловых потерь из-за теплопередачи внутрь металла; слой газа не нагревается до нужной температуры и зажигание не происходит. Чтобы произошло зажигание, необходимо еще больше поднять температуру платины. Иначе говоря, зажигание накаливаемой поверхностью затруднено из-за положительного каталитического действия поверхности. Для стехиометрической смеси температура зажигания накаливаемой платиновой поверхностью максимальна, здесь максимальна и скорость реакции на поверхности металла.

Температура зажигания повышается также с понижением давления газовой смеси, что иллюстрирует рис. 4.5 [4]. В данном эксперименте зажигание пропан-воздушной газовой смеси стехиометрического состава производилось электрической нагреваемой спи-

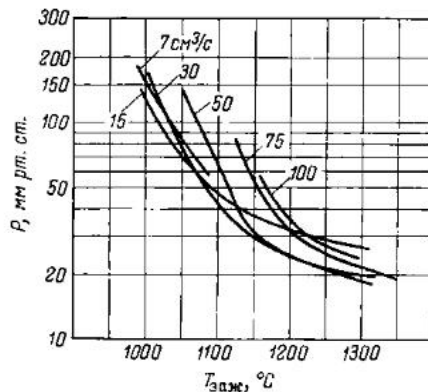


Рис. 4.5. Зажигание пропан-воздушной смеси стехиометрического состава электронакаливаемой никромовой проволокой (Гейдон, Вольфгард).



ралию из толстой нихромовой проволоки. На рисунке показано также влияние скорости потока, выраженной в единицах расхода.

#### 4.2. ЗАЖИГАНИЕ НАКАЛЕННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ МИКРОТЕЛ

Сильвер и др. [5, 6] исследовали случаи взрыва рудничного газа в шахте при обстреле снарядами глыб угля для их разрушения. Они предположили, что существуют минимальный радиус шара и минимальная температура его, при которых возможно воспламенение, и что при помещении накаливаемого шара в горючую газовую смесь вместе с передачей температуры посредством теплопроводности от поверхности шара к газовой смеси вследствие реакций горения происходит тепловыделение по закону Аррениуса. Столкнувшись с математическими трудностями, авторы для упрощения расчетов сделали следующие предположения.

1. Слой газовой смеси, соприкасающийся с шаром, имеет температуру  $T_n$ , равную температуре прилегающей поверхности шара.

2. Количество тепла, теряемого в единицу времени на единицу площади поверхности шара, пропорционально разности  $T_n$  и температуры газовой смеси  $T_0$  и равно  $\rho(T_n - T_0)$ , где  $\rho$  — константа (коэффициент теплопередачи).

3. Градиент температуры в узком слое газовой смеси, нагреваемой в непосредственной близости от поверхности шара, одинаков.

Кроме того, предположили, что в самый начальный момент горение затухает и зажигание невозможно из-за слишком быстрых потерь тепла в несгоревших частях смеси. Тогда, если рассматривать оболочку толщиной  $dr$  вокруг накаливаемого шара радиуса  $a$  на расстоянии  $r$  от его центра, то количество тепла, передаваемого оболочке посредством теплопроводности в единицу времени, равно  $4\pi a^2 \rho(T_n - T_0)$ . Количество тепла, выделяющееся за то же время из оболочки, равно  $4\pi(a + dr)^2 \rho(T_n - T_0)$ . Следовательно, количество тепла, теряемого оболочкой в единицу времени, равно  $8\pi a \rho(T_n - T_0) dr$ . Доля единичного

объема газовой смеси, прореагировавшая в единицу времени, равна  $V = \alpha k$ , где  $\alpha$  — плотность реагирующего газа, предполагаемая неизменной на начальной стадии;  $k$  — константа скорости реакции, определяемая из уравнения Аррениуса  $k = C \exp(-E/RT)$ . Если количество тепла, выделяемого при горении единичного объема газовой смеси, обозначить  $Q$ , то скорость тепловыделения в рассматриваемой оболочке определяется следующим выражением:

$$4\pi a^2 dr V Q = 4\pi a^2 dr Q \beta \exp(-E/RT_n)$$

где  $\beta = \alpha C$ . Предполагают, что определяющим для распространения или затухания горения является, превышает ли скорость тепловыделения скорость потерь тепла на теплопроводность. Следовательно, предельным условием зажигания должно быть их равенство. А именно:

$$8\pi a \rho (T_n - T_0) dr = 4\pi a^2 dr Q \beta \exp(-E/RT_n)$$

Откуда имеем, что

$$a = \frac{2\rho}{\beta Q} (T_n - T_0) \exp(E/RT_n)$$

Это уравнение определяет минимальную температуру зажигания  $T_n$  в зависимости от радиуса  $a$  накаливаемого шара или определяет минимальный радиус  $a$ , при котором возможно зажигание, в зависимости от температуры  $T_n$  накаливаемого шара. В экспериментах использовали платиновые и кварцевые шарики. С увеличением радиуса шара температура зажигания сни-

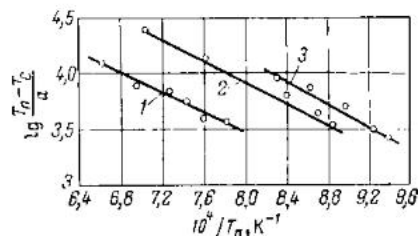


Рис. 4.6. Зажигание накаливаемой поверхностью высокотемпературных микротел (Сильвер):

1 — пентаган; 2 — каменноугольный газ; 3 — водород.

жалась, но интенсивность этого снижения постепенно уменьшалась. Поскольку в большинстве случаев значения величин  $p$ ,  $Q$ ,  $\beta$ , входящих в уравнение, неизвестны, нельзя провести прямой расчет, и справедливость данного уравнения исследовали качественно, определяя экспериментально зависимость  $\lg[(T_n - T_0)/a]$  от  $1/T_n$ , которая при постоянной  $E$  должна быть линейной. Результаты экспериментов, приведенные на рис. 4.6, подтверждают это. Поскольку наклон прямой в линейной зависимости представляет собой величину  $E/R$ , из него можно определить  $E$ :

Газ . . . . .	Пентан	Рудничный газ	Водород
$E$ , кал/моль . . . . .	20 520	21 150	22 560

Эти величины малы по сравнению с энергией активации гомогенных реакций соответствующих воздушных газовых смесей, видимо, из-за адсорбции на материале накаливаемого шара (в данном случае на платине). В этих экспериментах различия в температуре зажигания при использовании накаливаемых платинового и кварцевого шариков почти не наблюдалось.

#### 4.3. ЗАЖИГАНИЕ ПОТОКА ГАЗОВОЙ СМЕСИ С ПОМОЩЬЮ НАКАЛЕННЫХ ТЕЛ

Одним из примеров приборов, в которых используется зажигание газового потока накаливаемым телом, являются электронагревательные проводки в зажигалках для бытовых газовых плит. Зажигание накаливаемыми телами можно применять, если время зажигания не жестко ограничено. Этот способ зажигания предпочтительнее искрового зажигания, когда, например, при впрыскивании тяжелого топлива легко возникают пропуски зажигания и загрязняются свечи зажигания.

В основе рассматриваемого явления зажигания лежит зажигание потока газовой смеси накаливаемыми стержнями, расположенными перпендикулярно к потоку. Необходимые данные об этом процессе можно получить и при исследовании зажигания методом бросания накаливаемого шарика в покоящуюся газовую смесь.

На рис. 4.7 приведены результаты экспериментов, выполненных Малленом и др. [7], исследовавшими

зажигание пропан-воздушной смеси стехиометрического состава с помощью электронагревательных цилиндров диаметром  $1/4$  дюйма. На рисунке приведены результаты экспериментов по зажиганию смесей нагретой частью поверхности цилиндра с указанием ее углового размера (в градусах). Как и следовало ожидать, с увеличением скорости потока для зажигания необходимо повышать температуру накаливаемого тела.

Механизм зажигания потока газовой смеси шаровыми или цилиндрическими накаливаемыми телами, по-видимому, следующий. Газовая смесь нагревается до высокой температуры в узком слое, прилегающем к накаливаемой поверхности. Этот нагретый слой стабилизируется у нагретой поверхности за линией отрыва потока в застойной зоне. К нему подходят низкотемпературные внешние части основного потока. При накоплении достаточного количества нагретого до высокой температуры газа может произойти зажигание. Это хорошо видно на фотографии процесса зажигания, полученной методом высокоскоростной фотосъемки [7] (рис. 4.8). С увеличением скорости потока газовой смеси, развитием турбулентности и уменьшением диаметра накаливаемого тела температура зажигания повышается. Все эти факторы и обуславливают тот или иной исход зажигания.

Как видно из результатов, приведенных на рис. 4.7, чем больше размер накаливаемой части тела, тем ниже температура зажигания. В частности, в случае, когда накаливана только передняя поверхность тела, температура зажигания значительно выше, чем при накаливаемой только задней поверхности. Описанный выше механизм зажигания объясняет и этот эффект. С повышением температуры и давления газовой смеси температура зажигания накаливаемым телом снижается.

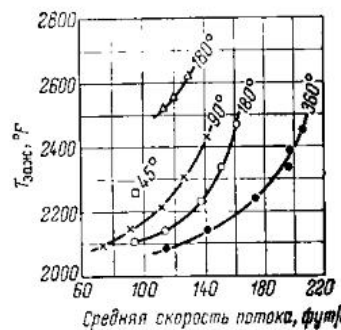


Рис. 4.7. Зависимость температуры зажигания стехиометрической смеси пентана с воздухом электронакаливаемыми цилиндрическими стержнями от скорости потока (Маллен и др.).

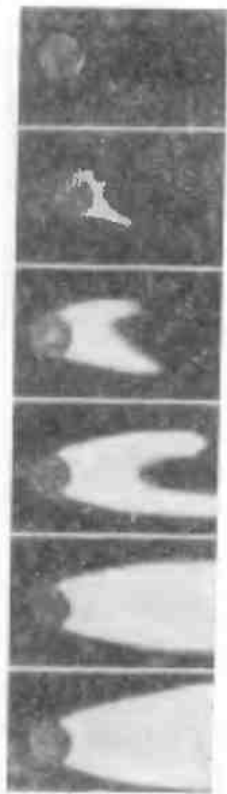


Рис. 4.8. Фотографии зажигания стехиометрической смеси ацетана с воздухом электронакаливаемыми цилиндрическими стержнями (диаметр стержня 1/8 дюйма; средняя скорость потока 85 фут/с; скорость съемки 1500 кадров/с). (Маллен и др.).

Одной из причин этого, по-видимому, является, кроме снижения потерь на тепловое излучение, увеличение скорости реакции. Однако при зажигании покоящейся газовой смеси неподвижным накаливаемым телом температура зажигания имеет минимум при составе газовой смеси, близком к стехиометрическому. Для потока газовой смеси это необязательно. Например, минимальная температура зажигания водород-воздушной газовой смеси достигается при составе смеси, гораздо более бедной, чем стехиометрическая. Это, вероятно, объясняется значительными изменениями вязкости потока вдоль накаливаемой поверхности и, по-видимому, зависит не только от характера химических реакций.

В экспериментах Маллена поток газовой смеси был турбулентным, однако интенсивность турбулентности неизвестна. Поэтому авторы работы [8] и провели эксперименты с ламинарным течением газовой смеси и с турбулентным с определенным масштабом турбулентности и ее интенсивности. На рис. 4.9 показан узел зажигания экспериментальной установки с диаметром сечения газового канала 30 мм (в некоторых случаях использовался канал с диаметром 12,5 мм). Накаливаемым телом являлась нихромовая проволока с суженной частью в центре газового канала, нагреваемая электрическим током. Температура проволоки измерялась оптическим пирометром через стеклянное окно в стенке установки. Скорость потока в центре газового канала при ламинарном течении

определялась расходомером, а при турбулентном — трубкой Пито. Характер турбулентности потока можно было изменять, варьируя расстояние от перфорированной пластины, расположенной вверх по течению от накаливаемого тела, до этого тела. Для измерения интенсивности и масштаба турбулентности использовался зонд из платиновой проволоки диаметром 5 мкм и высотой 0,5 мм, входящий в состав измерителя турбулентности [9] с нагревательными проволочками, имеющего электрическую компенсацию запаздывания измерений из-за теплоемкости проволочки.

На рис. 4.10 приведены результаты экспериментов со смесью городского газа [22% (об.)] с воздухом в трубках диаметром 12,5 мм и показаны зависимости температуры зажигания от осевой скорости  $U$  газового потока в трубке при различных диаметрах  $d$  накаливаемых тел. Скорость около 4 м/с является граничной при переходе от ламинарного к турбулентному течению. На рис. 4.11 приведены результаты тех же экспериментов, что и показанные на рис. 4.10, но пересчитанные на зависимости от числа Рейнольдса  $Re (= Ud/\nu)$  в логарифмической шкале. Коэффициент кинематической вязкости  $\nu$  определен при температурах, средних между температурами накаливаемого тела и потока газовой смеси.

Как видно из этих рисунков, кривые состоят из трех характерных частей. При малых числах Рейнольдса температура зажигания возрастает почти линейно, но, начиная с  $Re = 9$ , наклон ее роста заметно снижается. При больших числах Рейнольдса наклон подъема температуры зажигания опять восстанавли-

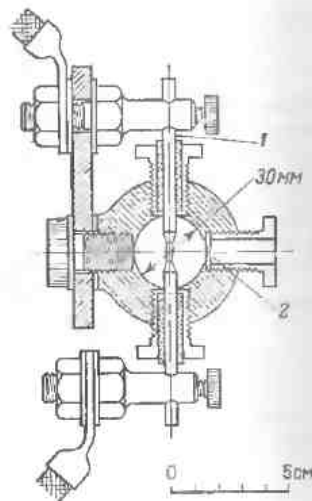


Рис. 4.9. Схема установки для зажигания электронакаливаемыми проволочками (Кумаган, Кимура): 1 — нихромовая проволочка; 2 — стеклянное окно.

вается. Эти характерные изменения наклона связаны с развитием застойной зоны за обтекаемым телом. А именно, при средних скоростях или числах Рейнольдса застойной зоны нет. Но при скоростях потока, близких к скоростям, соответствующим  $Re = 10$ , четко возникает застойная зона с образованием двух устойчивых вихрей за обтекаемым телом. С увеличением скорости потока они становятся неустойчивыми и один за другим отрываются от обтекаемого тела.

Автором книги и др. с помощью шлiren-фотографии показано, что и для накаливаемых проволок застойная зона возникает почти при тех же числах Рейнольдса, что и при обтекании нагретых цилиндрических тел. Состояние застойной зоны за накаливаемым телом играет большую роль при зажигании, и условия зажигания можно разделить на три вида, согласно типу

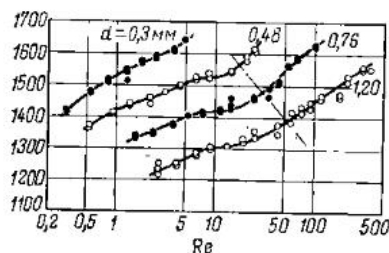
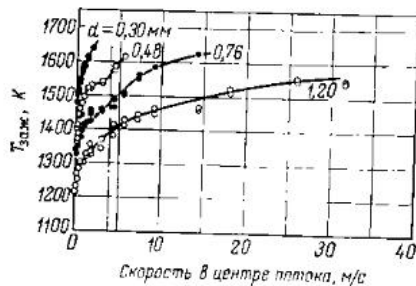


Рис. 4.10. Зависимость температуры зажигания смеси городского газа с воздухом электронакаливаемыми проволоками разных диаметров от скорости газового потока (Кумаган, Кимура).

Рис. 4.11. Зависимость температуры зажигания смеси городского газа с воздухом электронакаливаемыми проволоками разных диаметров от числа Рейнольдса (Кумаган, Кимура).

течения: 1) застойной зоны нет; 2) образуются два устойчивых вихря; 3) возникают неустойчивые вихри.

На рис. 4.12 показаны результаты эксперимента по зажиганию смеси городского газа [18% (об.)] с воздухом в трубках диаметром 30 мм. В этих экспериментах при скоростях потока, превышающих критическое число Рейнольдса, на расстоянии 1,5 см по потоку перед накаливаемым телом устанавливалась двойная сетка с отверстиями в 200 меш; при этом турбулентности почти не было. Из сравнения рис. 4.12 с рис. 4.10 видно, что при введении сетки при скоростях потока меньше 1 м/с температура зажигания практически постоянна и отсутствует четкое влияние застойной зоны на зажигание. Это, видимо, связано с влиянием свободной конвекции, возникающей вследствие большого диаметра трубы. Чем беднее горючая газовая смесь, тем труднее ее зажечь, если она поконится, так как газообразные продукты сгорания охватывают поверхность накаливаемого тела и приводят к замедлению химических реакций. При свободной конвекции вследствие восходящих потоков над накаливаемым телом снижается количество тепла, получаемого газовой смесью, что затрудняет зажигание и приводит к повышению температуры зажигания. Уменьшая свободную конвекцию, можно снизить температуру зажигания. Из рис. 4.12 видно, что при крайне малых скоростях потока на температуру зажигания влияет свободная конвекция и из-за этого не влияет заметно застойная зона.

При сравнении результатов экспериментов автора книги (см. рис. 4.10) с результатами экспериментов Маллена с сотр. (см. рис. 4.7) обнаруживается одно заметное различие, заключающееся в том, что кривые зависимости температуры зажигания от скорости по-

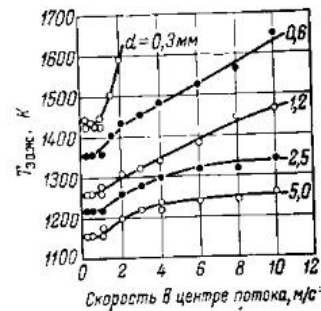


Рис. 4.12. Зависимость температуры зажигания смеси городского газа с воздухом электронакаливаемыми проволоками разных диаметров от скорости газового потока при введении в поток сетки (Кумаган, Кимура).

тока у первых авторов выгнуты вверх, а у вторых — вниз. Это связано с тем, что в экспериментах Маллена числа Рейнольдса были значительно больше, чем у Кумагаи. В экспериментах по зажиганию газовой смеси от накаливаемого шара, бросаемого в покоящуюся смесь, выгнутость вниз зависимостей температуры зажигания от скорости потока объясняется появлением вихря за шаром при больших числах Рейнольдса. При крайне низких числах Рейнольдса газовая смесь, прогретая до высокой температуры, вытягивается в узкий длинный след за шаром, начиная от застойной зоны. При этом температура зажигания особенно низка. Следовательно, в таких случаях кривая зависимости температуры зажигания от скорости потока выгнута вверх.

Сопоставление результатов, приведенных на рис. 4.10 и 4.12, как это было сделано при сравнении рис. 4.10 и 4.7, представляет определенную трудность, поскольку сравниваемые диапазоны скоростей относятся к переходному состоянию течения (из ламинарного состояния в турбулентное).

Ясно только, что при одинаковых средних скоростях течения при интенсивной турбулентности температура зажигания выше, чем при слабой турбулентности; это можно объяснить описанным выше механизмом зажигания. В условиях эксперимента автора с сотр. ( $d = 1,5$  мм,  $U = 4,8$  м/с, масштаб турбулентности  $l = 1,5 \div 2$  мм) турбулентность на температуру зажигания не влияет.

### Литература

1. Coward H. F., Guest P. G.: J. Am. Chem. Soc., 49, 2479 (1927).
2. Неопубликованное сообщение. См. также С. Кумагаи — Ки-кай-но кэкию, 1954, т. 6, с. 85.
3. Coward H. F., Guest P. G.: см. ссылку 1.
4. Gaydon A. G., Wolfhard H. G.: Flames, p. 27, Chapman and Hall, London, 1960.
5. Siteer R. S.: Phil. Mag., [7] 23, 633 (1937).
6. Paterson S.: Phil. Mag., [7] 28, 1 (1939); *ibid.*, 30, 437 (1940).
7. Mullen J. W., Fenn J. B., Irby M. R.: Third Symposium on Combustion and Flame and Explosion Phenomena, p. 317, Williams and Wilkins, Baltimore, 1949.
8. Kumagai S., Kimura I.: Sixth Symposium (International) on Combustion, p. 554, Reinhold, New York, 1957.
9. Kovaszny L. S. G.: NASA TN, No. 2839 (1953).

В разд. 1.8 уже говорилось о том, что в горячей смеси при некоторых давлениях и температурах начинается ускоряющаяся химическая реакция, которая приводит к появлению пламени. Этот процесс называется самовоспламенением или взрывом. (Термин «взрыв» нередко используется в очень широком смысле, так что даже случай искрового зажигания смеси иногда называется взрывом.) Большая часть исследований процесса самовоспламенения посвящена выяснению механизма цепных и термических реакций, приводящих к резкому увеличению скорости реакций, и относится к области химии. Для практического использования горения большое значение имеет явление задержки воспламенения. Задержка воспламенения представляет собой запаздывание по времени самовоспламенения смеси, помещенной в некоторые определенные условия, или, в терминах химической кинетики, период индукции с момента установления определенных условий до появления пламени. Именно задержке воспламенения будет уделено основное внимание в данной главе при рассмотрении явления самовоспламенения.

### 5.1. ФЛУКТУАЦИИ ЗАДЕРЖКИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

Известно, что задержка воспламенения подвержена весьма значительным флуктуациям. Даже в тех случаях, когда поддерживаются, по возможности, одинаковые условия эксперимента, флуктуации вре-

мени задержки, регистрируемые в опытах, существенно превышают погрешность измерения времени. Какое-то время даже считали, что либо условия эксперимента все же оказываются не совсем одинаковыми, либо вообще нет смысла говорить о числовом значении задержки воспламенения. В настоящее время доказано, что флуктуации задержки воспламенения являются характерной особенностью самовоспламенения. Задержка воспламенения является такой же статистической переменной, как, например, время задержки, наблюдаемое при пробое воздушной изоляции высоким напряжением, приложенным к искровому зазору, и возникновении электрического разряда, или время задержки, наблюдаемое при разрушении твердого материала под действием приложенной нагрузки. Поэтому для описания задержки воспламенения можно применить следующий общий подход, разработанный для вероятностных явлений [1].

Введем вероятность  $\mu$ , с которой может произойти воспламенение за единичный промежуток времени, начиная с произвольного момента времени  $t$ . Величина  $\mu$ , очевидно, является функцией  $t$ . Далее, пусть вероятность, с которой можно обнаружить задержку воспламенения в интервале от  $t$  до  $t + dt$ , равна  $q dt$  и пусть  $p$  есть вероятность того, что задержка воспламенения превышает время  $t$ . Тогда между этими величинами будет следующая связь:

$$p(t) = \int_t^{\infty} q dt$$

$$p(0) = 1$$

Вероятность того, что воспламенение не произойдет до момента времени  $t$ , а произойдет в следующий промежуток времени  $dt$ , есть  $\mu dt$ . Эта вероятность, очевидно, равна  $-dp$ . Отсюда

$$\mu dt = -\frac{dp}{p} = -d(\ln p)$$

Если обозначить через  $N$  общее число измерений, то величина  $Nq dt$  даст так называемое частотное распределение относительно задержки воспламенения  $t$ .

Если задержку воспламенения определяют по многочисленным опытам, то можно найти частоту  $Np$ , с которой появляются задержки воспламенения, превышающие время  $t$ , и по наклону кривой в координатах логарифм частоты — время определить величину  $\mu$ . Если  $\mu$  имеет постоянное значение, равное  $m$ , которое не зависит от времени, то получим, что

$$p = e^{-mt}$$

$$q = me^{-mt}$$

Среднее время задержки воспламенения  $\bar{t}$  будет именно той величиной, которая называется задержкой воспламенения; оно равно

$$\bar{t} = \int_0^{\infty} tq dt$$

В частном случае, когда  $\mu = \text{const} = m$ , имеем

$$\bar{t} = \int_0^{\infty} tme^{-mt} = 1/m$$

Приведем конкретный пример этих зависимостей [2]. На рис. 5.1 приведена схема опыта по самовоспламенению гетерогенной системы. Капля жидкого горючего, имеющая заданный диаметр, падает из стеклянной капиллярной трубки 1 в нагретый до определенной температуры тигель 2, изготовленный из нержавеющей стали и помещенный в электропечь 3. Во время падения капля проходит сквозь узкую щель 4, которая расположена на оси пучка света, падающего от источника света 5 на фотодиод 6. Капля, проходя через щель, прерывает световой луч. После того как капля упадет на дно тигля и произойдет воспламенение, возникшее пламя с помощью зеркала 7 также за-

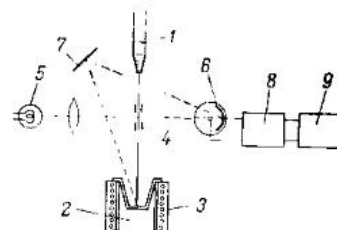


Рис. 5.1. Схема установки для определения задержки самовоспламенения капли жидкого горючего (Кумаган, Кимура).

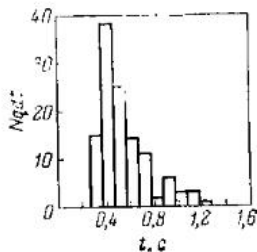


Рис. 5.2. Частотное распределение для времени задержки при самовоспламенении капли жидкого горючего. (Легкое масло; температура 660 °С; диаметр капли 1,9 мм.) (Кумаган Кимура).

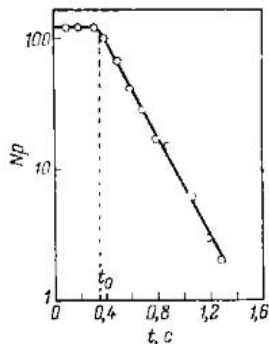


Рис. 5.3. График для определения вероятности самовоспламенения капли жидкого горючего. (Легкое масло; температура 660 °С; диаметр капли 1,9 мм.) (Кумаган, Кимура).

всего вероятность  $\mu$  можно считать примерно постоянной. Если обозначить через  $t_0$  время, в течение которого  $\mu = 0$ , то, так как при  $t > t_0$   $\mu = \text{const} = m$

$$p(t) = e^{-mt} \quad (t > t_0) \\ = 1 \quad (0 < t < t_0)$$

$$q(t) = me^{-mt} \quad (t > t_0) \\ = 0 \quad (0 < t < t_0)$$

$$\bar{t} = t_0 + \frac{1}{m}$$

Здесь  $1/m$  — среднее значение задержки воспламенения на участке, начинающемся от  $t_0$ .

фиксируется фотодиодом. Полученные сигналы с фотодиода поступают на усилитель 8 и затем вместе с калибровочным сигналом времени поступают на осциллограф 9. Выходным параметром установки является время между двумя сигналами фотодиода. Время, которое проходит от момента, когда капля проходит через узкую щель, до момента падения капли на дно тигля, учитывается отдельно. Вычитая это время от момента падения капли на дно тигля до воспламенения, т. е. задержку воспламенения. На рис. 5.2 приведена связь между  $Nqdt$  и  $t$ , а на рис. 5.3 — полученная из этого графика связь  $Np$  с  $t$ . Из последнего графика видно, что на начальном участке  $\mu$  (тангенс угла наклона) равно нулю, затем  $\mu$  быстро возрастает и принимает постоянное значение. При некоторых типах горючего возможны случаи, когда  $\mu$  не будет иметь постоянного значения, а будет непрерывно возрастать, однако такие случаи редки и чаще

В этом примере  $\mu$  вначале было равно нулю, а затем принимало постоянное значение. Такая закономерность наблюдается не только для одиночной капли жидкого горючего, а и при самовоспламенении любой гетерогенной системы, включающей жидкую фазу, например при самовоспламенении распыленного горючего, состоящего из совокупности капель. При этом, однако, между участком, где  $\mu$  равно нулю, и участком постоянного  $\mu$  имеется небольшой переходный участок. Поэтому в качестве  $t_0$ , как показано на рис. 5.3, удобно взять точку пересечения наклонной и горизонтальной линий.

## 5.2. ФИЗИЧЕСКАЯ И ХИМИЧЕСКАЯ ЗАДЕРЖКИ

При самовоспламенении одиночной капли горючего задержка воспламенения прежде всего включает два характерных времени: время, в течение которого происходит нагрев капли, испарение горючего, образование горючей смеси в результате диффузии и смешения паров горючего с окружающим воздухом и нагрев горючей смеси до достаточно высокой температуры, при которой начинается быстрая химическая реакция, и время, в течение которого происходит развитие химической реакции и ее ускорение, принимающее взрывной характер, т. е. образуется пламя. При самовоспламенении жидкой капли горючего, внесенной в высокотемпературную воздушную среду, необходимо также учитывать время распыления жидкости. Таким образом, можно выделить две группы достаточно характерных процессов. На начальной стадии воспламенения протекают физические процессы, такие как распыление, теплоперенос, газификация, диффузия и смешение, на последующей стадии протекают химические процессы.

В соответствии с этим, как уже отмечалось в разд. 1.8, первую стадию можно назвать физической задержкой, а вторую стадию — химической. Это не означает, конечно, что между обеими стадиями существует четкая граница. Напротив, в течение какого-то времени физические и химические процессы накладываются друг на друга.

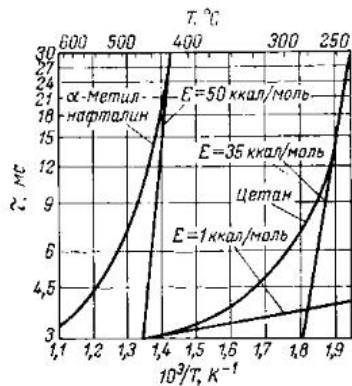


Рис. 5.4. Зависимость задержки воспламенения от  $1/T$  при самовоспламенении струй распыленного топлива (Мюллер).

иллюстрирующий связь между логарифмом задержки воспламенения и  $1/T$ , которая наблюдается при самовоспламенении жидкого горючего, распыленного в воздухе, нагретом до температуры  $T$  (К) [3]. Можно предположить, что химическая задержка обратно пропорциональна скорости реакции. Так как скорость реакции можно приближенно выразить уравнением Аррениуса\*, между логарифмом задержки воспламенения и обратной температурой в случае, если задержка воспламенения имеет только химическую природу, должна существовать прямолинейная связь. В действительности обе зависимости, приведенные на графике, криволинейны. Однако нетрудно заметить, что при достаточно низких температурах справедливы прямолинейные зависимости, которые выражаются касательными линиями, проведенными к кривым. Наклон этих касательных линий дает энергию активации  $E$ . Так, для рассматриваемого случая (цетан)  $E = 35$  ккал/моль. Это значение согласуется с ожидаемой энергией активации химической реакции.

Наряду с этим, при высоких температурах также имеется участок прямолинейной зависимости, кото-

\*  $e^{-E/RT}$ , где  $E$  — энергия активации;  $R$  [ $\approx 2$  ккал/(моль·К)] — газовая постоянная.

рый дает энергию активации, равную примерно 1 ккал/моль. Это значение гораздо ниже энергии активации химической реакции и, по-видимому, не имеет отношения к химическим процессам. Учитывая это различие в значениях энергии активации, можно подобрать эмпирическую формулу, связывающую задержку воспламенения  $\tau$ , физическую задержку  $\tau_{\phi}$  и химическую задержку  $\tau_x$  с температурой. Например, в случае  $\alpha$ -метилнафталина:

$$\tau = \tau_{\phi} + \tau_x = 0,977e^{1070/T} + 2,18 \cdot 10^{-8}e^{13510/T}$$

а в случае цетана:

$$\tau = \tau_{\phi} + \tau_x = 0,710e^{1070/T} + 3,47 \cdot 10^{-14}e^{17620/T}$$

Этот метод позволяет разделить задержку воспламенения на физическую и химическую составляющие. Полученные с помощью этого метода результаты показывают, что химическая задержка гораздо сильнее зависит от температуры, чем физическая задержка. Интересно отметить также тот факт, что хотя в случае  $\alpha$ -метилнафталина и цетана характеристики химической задержки существенно различаются, физическая задержка почти одна и та же. Этот эффект будет объяснен ниже.

Другой метод разделения задержки воспламенения на физическую и химическую составляющие связан со статистической обработкой результатов измерений задержки воспламенения, основы которой приведены в предыдущем разделе. Чтобы произошло воспламенение, необходимо возбудить химические процессы, одни только физические процессы не способны вызвать воспламенение. Поэтому можно принять, что имеем физическую задержку соответствует участку, на котором  $\mu = 0$ . Тогда

$$\begin{aligned} \tau_{\phi} &= t_0 \\ \tau &= \bar{t} \\ \tau_x &= \bar{t} - t_0 \end{aligned}$$

Согласно этому подходу, физическая задержка не является статистической переменной и должна иметь постоянное значение. Статистический характер задержки воспламенения определяется тем, что она



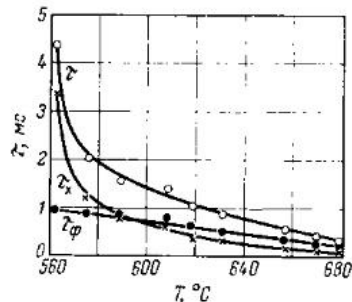


Рис. 5.5. Задержки воспламенения капли жидкого горючего. (Легкое масло; диаметр капли 1,6 мм.) (Кумагаи Кимура).

включает химическую задержку, которая и является статистической переменной. На рис. 5.5 приведена температурная зависимость задержки воспламенения и ее составляющих, полученная при самовоспламенении одиночной капли жидкого горючего, падающей на тигель. Разделение физической и химической задержек выполнено с помощью статистического

метода. Видно, что сильная температурная чувствительность, которая является отличительной чертой задержки воспламенения, обусловлена именно химической задержкой.

Так как средний диаметр капель, содержащихся в распыленном топливе, составляет несколько десятков микрои, то такие капли горючего диаметром около 1 мм, о которых шла речь выше, должны обладать значительно более короткой физической задержкой. В реальных дизельных двигателях задержка воспламенения составляет 1—10 мс. Однако при тех высоких температурах, которые достигаются в этих условиях, химическая задержка также сильно сокращается. Поэтому в дизельных двигателях, за исключением стадии запуска двигателя, основную часть задержки воспламенения составляет физическая задержка.

Если принять, что физическая задержка есть время, которое тратится на подготовку смеси к горению, то в тех случаях, когда необходимость в такой стадии отсутствует, например в случае самовоспламенения посредством быстрого сжатия предварительно перемешанной газовой смеси, должно выполняться условие  $t_0 = 0$ . На рис. 5.6 и рис. 5.7 приведены соответственно частотное распределение задержки воспламенения и график, используемый для определения вероятности воспламенения в координатах  $Np-t$ , для самовоспламенения газовой смеси, состоящей из 5% (об.) ацетилена с воздухом. Измерения проводились в спе-

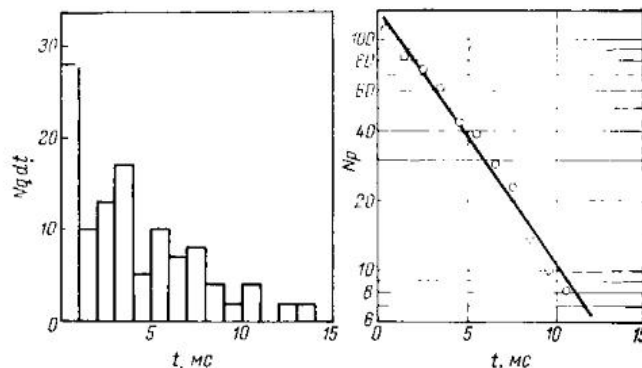


Рис. 5.6. Частотное распределение для времени задержки при самовоспламенении предварительно перемешанной газовой смеси быстрым сжатием [смесь 5% (об.) ацетилена с воздухом; степень сжатия 21,6; давление сжатия 43 кгс/см<sup>2</sup>; температура сжатия (расчетная) 305 °C] (Кумагаи, Сакаи).

Рис. 5.7. График для определения вероятности самовоспламенения предварительно перемешанной газовой смеси быстрым сжатием (Кумагаи, Сакаи).

циальной камере методом быстрого сжатия из состояния с комнатной температурой и нормальным давлением. Эти результаты доказывают, что, как и ожидалось,  $t_0 = 0$ .

### 5.3. САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ СТРУИ РАСПЫЛЕННОГО ГОРЮЧЕГО

Самовоспламенение струи распыленного горючего, получаемой посредством распыла жидкого горючего струйных форсунках, имеет широкое практическое применение при горении жидких топлив. Этот процесс является примером самовоспламенения крайне гетерогенной системы, включающей жидкую и газовую фазы. (Самовоспламенение одиночной капли горючего является особым случаем этой системы.) Чаще всего нефтяные углеводородные топлива впрыскивают в атмосферу высокотемпературного воздуха. В этом случае, как уже отмечалось выше, задержка воспламенения состоит из двух стадий: физической и химической задержек. На рис. 5.8 и 5.9 приведены примеры зависимостей  $Np$  от  $t$ , которые были получены соответственно в электропечи при нормальном давлении [4] и на опытном стенде по испытанию горючих CFR (т. е.

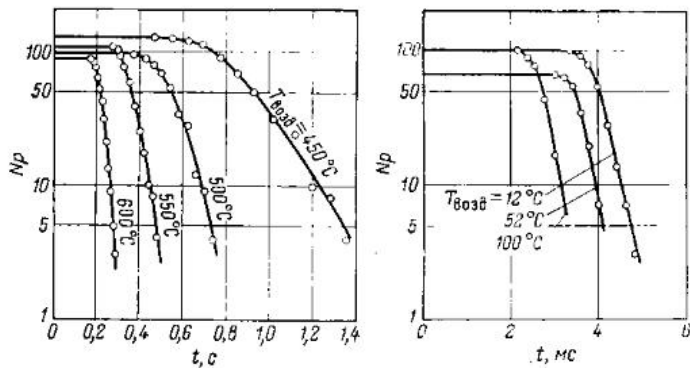


Рис. 5.8. Самовоспламенение струи распыленного топлива (легкое масло; атмосферное давление) (Сакаи, Котакэ).

Рис. 5.9. Самовоспламенение струи распыленного топлива (установка для испытания горючих CFR; легкое масло) (Кумаган, Сакаи, Кимура).

воздухе высокого давления) [5]. Эти зависимости имеют ярко выраженную криволинейную форму. При высокой температуре воздуха и короткой задержке вероятность воспламенения можно считать постоянной, а при низких температурах воздуха и длительных задержках вероятность воспламенения несколько возрастает с течением времени. В качестве причин этого эффекта можно назвать следующие: а) с течением времени возрастает масса паров горючего и, следовательно, масса газовой смеси; б) с течением времени повышается температура газовой смеси; в) вначале испаряются наиболее летучие фракции, затем начинают испаряться малолетучие фракции, однако задержка воспламенения малолетучих фракций обычно меньше, чем задержка воспламенения высоколетучих фракций. При использовании индивидуальных углеводородных горючих последней причиной отсутствия, но в силу двух других причин вероятность воспламенения не всегда постоянна.

Как уже отмечалось выше (см. рис. 5.5), благодаря сильной зависимости химической задержки от температуры, при достаточно высоких температурах химическая задержка становится очень короткой, и основное время задержки воспламенения приходится

на физическую задержку. Однако при достаточно низких температурах, т. е. вблизи температуры воспламенения, химическая задержка оказывается очень большой и составляет основную часть задержки воспламенения. Изменение структуры задержки воспламенения в зависимости от температурного интервала имеет важное значение для практического использования режима самовоспламенения распыленных топлив.

Задержка воспламенения зависит также от давления и обычно уменьшается по мере его роста. Разумеется, влияние давления на физическую и химическую задержки должно быть различным, однако примеров раздельного измерения этих величин по существу нет. Тем не менее связь между химической задержкой и давлением все же была оценена для предварительно перемешанных смесей, которые будут рассмотрены в следующем разделе. На основании теории цепных реакций, приводящих к самовоспламенению, можно предложить следующую зависимость задержки воспламенения от давления (и температуры) [6,7]:

$$\tau = \frac{c}{p^n} e^{b/T}$$

где  $\tau$  — задержка воспламенения, с;  $T$  — абсолютная температура, К;  $p$  — давление, кгс/см<sup>2</sup>;  $c$ ,  $b$  и  $n$  — константы, зависящие от типа горючего.

Эта формула, естественно, имеет смысл только для химической задержки. Вольфер [6] использовал эту формулу для обработки экспериментальных результатов относительно ряда горючих и получил следующую связь:

$$\tau = \frac{0,44 \cdot 10^{-3}}{p^{1,19}} e^{1650/T}$$

Подобные формулы широко используются в области практической технологии сжигания распыленных топлив. Согласно результатам, которые получил Сакаи, при впрыскивании легкого масла в сосуд с повышенным давлением и температурой [8] показатель степени при давлении для химической задержки равен —1,35; влияние давления на физическую задержку несколько сильнее. По-видимому, на этом факте основано распространенное мнение, что показатель

степени при давлении для задержки воспламенения распыленного горючего составляет от  $-1$  до  $-2$ . Определенно утверждать, что характеристики самовоспламенения различаются в зависимости от типа горючего, нельзя, однако можно заметно увеличить или уменьшить задержку воспламенения данного горючего с помощью сравнительно малых добавок некоторых веществ.

Эти вещества получили название добавок, затрудняющих воспламенение, и добавок, облегчающих воспламенение. В качестве добавок, затрудняющих воспламенение нефтяных углеводородных топлив, наиболее широко известны и находят практическое применение алкилпроизводные свинца и в особенности тетраэтилсвинец  $Pb(C_2H_5)_4$ . Обычно используют столь малые добавки этих веществ, что заведомо можно пренебречь изменением физических величин, контролирующих процессы диспергирования, распыления и смесеобразования горючего. Поэтому, естественно, можно ожидать, что при введении таких добавок физическая задержка изменяться не будет.

В табл. 5.1 приведены результаты экспериментов по самовоспламенению одиночной капли, падающей в нагретый тигель. Видно, что в случае легкого масла добавка всего 0,12% тетраэтилсвинца увеличивает химическую задержку примерно в 3 раза, тогда как физическая задержка совершенно не изменяется. Это подтверждают высказанные выше соображения о природе действия добавок.

ТАБЛИЦА 5.1

Самовоспламенение капли жидкого горючего  
(температура 662 °С, диаметр капли 1,9 мм)  
(Кумаган, Кимура)

Горючее	Физическая задержка, с	Химическая задержка, с
Легкое масло	0,275	0,130
Легкое масло с добавкой 0,2% этиловой жидкости (60%-ный раствор тетраэтилсвинца)	0,275	0,365

ТАБЛИЦА 5.2

Самовоспламенение капли жидкого горючего  
(температура 633 °С, диаметр капли 1,9 мм)  
(Кумаган, Кимура)

Горючее	Физическая задержка, с	Химическая задержка, с
Легкое масло	0,50	0,33
Легкое масло с добавкой амилнитрита	0,16	0,08

В табл. 5.2 приведены результаты аналогичного эксперимента, в котором к легкому маслу добавлен амилнитрит  $C_5H_{11}ONO$ , используемый в качестве добавки, облегчающей воспламенение. Видно, что в этом случае химическая задержка сокращается в 4 раза, но и физическая задержка также уменьшается достаточно сильно. Количество введенной добавки было, вообще говоря, не настолько мало, чтобы полностью исключить возможность изменения физических параметров горючего, однако, скорее всего, причиной эффекта является низкая температура кипения амилнитрита, испарение которого происходит раньше, чем начинается испарение основного горючего. В противном случае физическая задержка осталась бы прежней, а уменьшилась бы только химическая задержка. Чтобы доказать, что это не так, вместо легкого масла использован *n*-гептан  $C_7H_{16}$ . Результаты измерений для этого случая приведены в табл. 5.3. Хотя температура кипения *n*-гептана (98,4 °С) несколько выше температуры кипения амилнитрита (96 °С), раз-

ТАБЛИЦА 5.3

Самовоспламенение капли жидкого горючего  
(температура 627 °С, диаметр капли 1,9 мм)  
(Кумаган, Кимура)

Горючее	Физическая задержка, с	Химическая задержка, с
<i>n</i> -Гептан	0,39	0,23
<i>n</i> -Гептан с добавкой 2% амилнитрита	0,38	0,16

ница между ними мала, и, следовательно, в этом случае амилнитрит не должен испаряться существенно раньше *n*-гептана. Результаты измерений показывают, что это предположение правильно. Действие добавок, облегчающих воспламенение, и добавок, затрудняющих воспламенение, можно объяснить соответствующим положительным и отрицательным каталитическим эффектом, который оказывают добавки на цепную реакцию, приводящую к самовоспламенению. Как видно из приведенных примеров, это объяснение подходит для случая тетраэтилсвинца, однако в случае амилнитрита эффект наблюдается лишь при введении добавок в количестве не менее нескольких процентов. Поэтому нельзя, по-видимому, утверждать, что данное объяснение в целом пригодно для самовоспламенения жидких капель и распыленного топлива. Далее, физическая и химическая задержки, приведенные в табл. 5.1—5.3, равны  $t_0$  и  $1/m$ . Это подтверждает пригодность статистического подхода.

При рассмотрении факторов, оказывающих влияние на задержку при самовоспламенении, нельзя игнорировать также гидродинамическое состояние смеси. Однако действие этого фактора следует рассматривать совместно с условиями горения в камере сгорания. Так, известно, что в дизельном двигателе при движении воздуха или газовой смеси задержка воспламенения уменьшается. Это объясняют тем, что одновременно с интенсификацией теплопередачи от воздуха к распыленному топливу происходит также усиление химического действия. Однако такое объяснение сомнительно. Ниже, в разд. 5.4, где рассматривается самовоспламенение предварительно перемешанных газов, будет показано, что перемежающиеся вихри и пульсации течения оказывают негативное действие на развитие и ускорение газофазных химических реакций и, следовательно, затрудняют воспламенение. Это объясняется не только усилением теплоотдачи к стенкам реакционного сосуда, но также тем, что вихри и пульсации препятствуют локальному накоплению тепла и активных молекул, выделяемых в ходе химической реакции. Исходя из этого, можно ожидать, что для распыленного топлива, по крайней мере в тех случаях, когда задержка воспламенения

контролируется химической задержкой, т. е. когда температура сравнительно низка, движение воздуха или газовой смеси также будет затруднять воспламенение.

Согласно экспериментальным данным Неймана [9], который создавал пульсирующее течение воздуха в камере сгорания с помощью мешалки, если в отсутствие течения температура воспламенения была равна 265 °С, при наличии течения температура воспламенения повышалась до 306 °С. Естественно, при равных температурах задержка воспламенения в первом случае короче, чем во втором. Однако встает вопрос, что будет при достаточно высоких температурах, когда воспламенение контролируется физической задержкой? В этом случае, по-видимому, движение воздуха будет интенсифицировать передачу тепла к распыленному топливу и, следовательно, будет способствовать его газификации. Кроме того, будет также ускоряться диффузия и смешение паров горючего. Ускорение газификации определено снижать задержку воспламенения, но роль диффузии и смешения в статье Неймана не рассматривается. Диффузия и смешение тесно связаны с количеством распыленного топлива, и их эффект не однозначен. Согласно тем же экспериментальным данным Неймана, по мере увеличения температуры разница в задержках воспламенения между двумя упомянутыми выше случаями заметно уменьшается и при некоторой температуре вообще изменяет знак, т. е. при достаточно высоких температурах пульсирующее течение воздуха оказывает действие, приводящее к уменьшению задержки воспламенения. Аналогичные результаты были получены при исследовании горения в дизельных двигателях [10].

#### 5.4. САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ПЕРЕМЕШАННЫХ ГАЗОВ

Самовоспламенение распыленного топлива является важной практической проблемой, но исследование химических процессов, которые приводят к воспламенению, затруднено вследствие наложения слишком большого числа факторов. В отличие от случая распыленного топлива самовоспламенение предваритель-

но перемешанных газов является чисто химическим процессом, и поэтому большинство фундаментальных исследований проводилось именно на гомогенных системах. Естественно, однако, что внимание химиков было сосредоточено в основном на механизме реакции воспламенения, тогда как задержка воспламенения и в особенности ее изменения интересовали их значительно меньше. Так как вопросы кинетики химических реакций горения выходят за рамки данной книги, здесь будут рассмотрены лишь основные черты явления задержки воспламенения, представляющие практический интерес.

Для экспериментального исследования процессов, приводящих к самовоспламенению гомогенной предварительно перемешанной газовой смеси, традиционно используется метод, который основан на наблюдении за изменением состояния газовой смеси, помещенной в термостат. Однако этот метод не пригоден в случае малых задержек воспламенения. Поэтому наибольшее распространение в последнее время получили установка быстрого сжатия и ударная труба.

Установка быстрого сжатия представляет собой камеру сгорания, состоящую из цилиндрического корпуса и поршня. Камера заполняется предварительно перемешанной газовой смесью, которая в результате однократного быстрого движения поршня адиабатически сжимается и воспламеняется. Были предложены различные устройства, позволяющие очень быстро выполнять однократное движение поршня и останавливать поршень в точно заданном месте. Впервые такую установку описал Фальк [12], который использовал ее для измерения температуры воспламенения смесей кислорода с водородом и оксидом углерода. Впоследствии Диксон с сотр. [13, 14] и Крофт [15] выполнили аналогичные эксперименты и доказали существование задержки воспламенения. Однако исторически более известными оказались эксперименты Тизарда и Пая [16]. Эти авторы с помощью установки быстрого сжатия измерили задержки воспламенения смесей гептана, простых эфиров и сероуглерода с водородом. Эта установка в дальнейшем была усовершенствована самими авторами, а затем Фенингом и Коттоном [17], которые использовали ее для эксперимен-

тов с воздушными смесями водорода, ацетилена, бензола и гексана. Принцип действия этой установки показан на рис. 5.10. Маховик 1 приводится во вращение электродвигателем. Если в некоторый момент времени включить фрикционную муфту 4, то кривошип 2 начнет давить через шатуны 3 на шатуны 6 и 7, заставляя последние вытянуться вдоль прямой линии. Так как пятка 5 шатуна 7 зафиксирована, то в результате движения шатунов поршень 10 входит внутрь цилиндра 11. Когда поршень достигает максимальной верхней точки, стопор 8 отщелкивается и выдвигается стержень 9, вставленный внутрь шатуна 3. В результате шатуны 6 и 7 остаются в зафиксированном положении, а кривошип продолжает вращаться. На этом заканчивается цикл быстрого сжатия. Степень сжатия можно регулировать, изменяя положение цилиндра. Чтобы избежать влияния пленки смазывающего масла на воспламенение, камеру сгорания не смазывают вовсе, а поршень делают двухсекционным и смазывают только нижнюю секцию. Чтобы сохранить герметичность камеры сгорания, давление в воздушной камере 13, которое создается вследствие сжатия нижней секцией поршня, делают обычно равным давлению сжатия в камере сгорания. В верхней части камеры сгорания установлена микромешалка 12, имеющая внешний привод. Это позволяет проводить эксперименты при турбулентном состоянии смеси.

На рис. 5.11 приведен пример изменения давления в камере сгорания, записанного с помощью датчика давления. Точка А указывает на начало сжатия, точка В соответствует максимальному сжатию, точка С соответствует началу повышения давления, вызванного воспламенением. Кривая, которая изображена в верхнем правом углу графика, показывает картину спада давления после сгорания смеси вследствие охлаждения. Очевидно, что задержка воспламенения

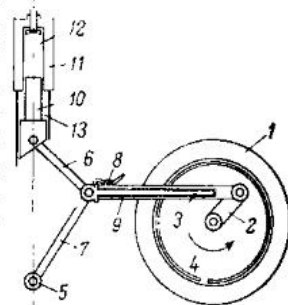


Рис. 5.10. Схема установки для изучения самовоспламенения методом быстрого сжатия (Тизард, Пай).

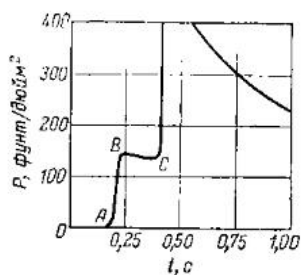


Рис. 5.11. Самовоспламенение предварительно перемешанных газовых смесей на установке быстрого сжатия. Смесь *n*-гептана с воздухом; максимальная температура сжатия 310 °С; мешалка, работающая на полную мощность; задержка воспламенения 0,17 с (Тизард, Пай).

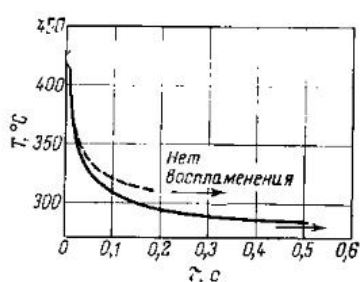


Рис. 5.12. Самовоспламенение предварительно перемешанных газовых смесей на установке быстрого сжатия. Смесь *n*-гептана с воздухом; сплошная линия — мешалка остановлена; пунктирная линия — мешалка, работающая на полную мощность (Тизард, Пай).

есть время, отсчитываемое от точки В до точки С. Если принять, что  $P_1$  — начальное давление;  $P_{\max}$  — максимальное давление сжатия;  $r$  — коэффициент сжатия и  $\gamma$  — показатель адиабаты, то, пользуясь формулой  $P_{\max}/P_1 = r^\gamma$ , по записи давления можно определить  $\gamma$ , а с помощью формулы  $T_{\max}/\theta = r^{\gamma-1}$  можно определить максимальную температуру сжатия. Здесь  $\theta$  — начальная температура, которую принимают равной температуре внутренней стенки цилиндра. Регулируя степень сжатия, можно получить различные максимальные температуры сжатия. Однако, чтобы при этом максимальное давление сжатия оставалось постоянным, необходимо изменять начальное давление. На рис. 5.12 приведен вид температурной зависимости задержки воспламенения, которая была получена этим методом. Как уже отмечалось выше, в тех опытах, когда температура оказывается ниже некоторой, называемой температурой воспламенения, воспламенение отсутствовало. При более высоких температурах задержка воспламенения резко уменьшается по мере увеличения температуры.

На стадии задержки воспламенения происходит некоторое понижение давления. Причиной этого, по-видимому, является падение температуры, вызванное

передачей тепла от газовой смеси к стенкам камеры сгорания. Действительно

$$-dT/dt = \alpha(T - \theta)$$

где  $T$  — температура смеси;  $t$  — время;  $\alpha$  — коэффициент охлаждения.

Предполагая, что  $\alpha = \text{const}$ , можно проинтегрировать это уравнение, положив  $t = 0$  в точке В. В результате имеем

$$\ln \frac{T_{\max} - \theta}{T - \theta} = \alpha t$$

Или с учетом того, что объем газовой смеси остается постоянным, получим

$$\ln \frac{P_{\max} - P_k}{P - P_k} = \alpha t \quad (5.1)$$

где  $P$  и  $P_{\max}$  — давления, соответствующие  $T$  и  $T_{\max}$ ;  $P_k$  — окончательное давление, которое устанавливается, когда температура смеси становится равной температуре внутренних стенок камеры сгорания. Это давление, очевидно, равно  $rP_1$ . Анализируя запись давления с помощью формулы (5.1), можно определить величину  $\alpha$ . Согласно полученным результатам,  $\alpha$  уменьшается с течением времени. Причиной, по-видимому, является быстрое затухание пульсаций, возникающих в газовой смеси сразу после сжатия.

Рассмотрим некоторую газовую смесь, в которой происходит химическая реакция при температуре  $T$ . Скорость выделения тепла (приходящуюся на единицу массы) за счет этой реакции можно выразить с помощью следующей формулы:

$$Q = Ae^{-B/T} \quad (5.2)$$

где  $A$  и  $B$  — постоянные ( $B$  называется температурным коэффициентом скорости реакции).

Следовательно, при самой низкой температуре, при которой возможно воспламенение, или при температуре воспламенения  $T_0$

$$Q_0 = Ae^{-B/T_0} \quad (5.3)$$

Можно считать, что при этой температуре накопление тепла оказывается невозможным и устанавли-

вается равенство между скоростью тепловыделения и скоростью теплопотерь. Поэтому

$$Q_0 = \alpha C_v (T_0 - \theta) \quad (5.4)$$

где  $C_v$  — удельная теплоемкость при постоянном объеме.

Скорость теплопотерь при температуре  $T$  равна не  $Q_0$ , а  $Q_0(T - \theta)/(T_0 - \theta)$ , однако в силу того, что влияние температуры на скорость тепловыделения оказывается гораздо сильнее, чем влияние на скорость теплопотерь, для целей упрощенного анализа вполне оправданно принять скорость теплоотвода, равной постоянной величине  $Q_0$ . Таким образом, из формул (5.3) и (5.4) получим

$$\lg \frac{Q}{Q_0} = \frac{b}{T_0} \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) \quad (5.5)$$

где  $b = 0,4343B$ .

В анализе, проведенном выше, предполагалось, что скорость тепловыделения определяется только температурой, и не учитывалась зависимость ее от концентрации реагента. Тизард и Пай на примере углеводород-воздушных смесей показали, что концентрация углеводорода в достаточно широком диапазоне почти не влияет на задержку воспламенения и что можно пренебречь изменением концентраций кислорода, происходящим до воспламенения.

Количество тепла, поступающего в горючую смесь в единицу времени, равно разности  $(Q - Q_0)$ . Следовательно, скорость повышения температуры определяется следующей формулой:

$$C_v \frac{dT}{dt} = Q - Q_0 = Q_0 \left(\frac{Q}{Q_0} - 1\right)$$

Таким образом

$$\frac{1}{(Q/Q_0) - 1} dT = \frac{Q_0}{C_v} dt$$

Или

$$\frac{1}{(Q/Q_0) - 1} d\left(\frac{T}{T_0}\right) = \frac{Q_0}{C_v T_0} dt$$

Подставляя формулу (5.4), получим

$$\frac{1}{(Q/Q_0) - 1} d\left(\frac{T}{T_0}\right) = \alpha \left(\frac{T_0 - \theta}{T_0}\right) dt$$

В качестве времени задержки воспламенения  $\tau$  в математическом смысле можно принять время, в течение которого температура изменяется от  $T_{\max}$  до  $\infty$ . Интегрируя предыдущее уравнение в этих пределах, получим

$$\tau = \frac{1}{\alpha [(T_0 - \theta)/T_0]} \int_{T_{\max}/T_0}^{\infty} \frac{1}{(Q/Q_0) - 1} d\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (5.6)$$

Величина  $Q/Q_0$ , которая находится под знаком интеграла, определяется формулой (5.5). При произвольном значении  $b/T_0$  интеграл можно взять приближенно. В табл. 5.4 в качестве результатов расчета приведены значения  $\alpha [(T_0 - \theta)/T_0] \tau$ , полученные при различных значениях  $T_{\max}/T_0$  и  $b/T_0$ . Сплошная кривая, изображенная на рис. 5.12, соответствует результатам расчета, выполненного для смеси *n*-гептана с воздухом. Для газовой смеси, находящейся в состоянии покоя,  $\alpha = 0,53$ ,  $T_0 = 553$  К и  $b/T_0$  примерно равно 10. В случае, когда мешалка работает на полную мощность, коэффициент охлаждения  $\alpha$  повышается до 1,42. Соответственно температура воспламенения поднимается до 580 °С.

Между экспериментом Тизарда и Пая (см. рис. 5.12) и простейшей теорией, рассмотренной выше, наблюдается очень хорошее согласие. Фактически авторы даже не отбрасывали результаты явно неудовлетворительных измерений. С помощью этого эксперимента можно определить температурный коэффициент

ТАБЛИЦА 5.4

Расчет задержки воспламенения  $\tau$  по формуле [5.6] (Тизард, Пай)

$T_{\max}/T_0$	$\tau \cdot \alpha$				
	$b/T_0 = 12$	$= 10$	$= 8$	$= 6$	$= 4$
1,004	0,086	0,112	0,155	0,233	0,418
1,01	0,056	0,075	0,108	0,169	0,321
1,03	0,0245	0,036	0,056	0,098	0,209
1,07	0,0081	0,014	0,025	0,051	0,131
1,11	0,003	0,0065	0,0135	0,032	0,095
1,27	0,0002	0,0007	0,0022	0,0083	0,0415

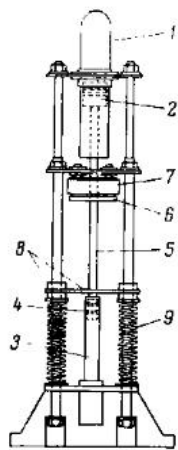


Рис. 5.13. Схема установки для изучения самовоспламенения методом быстрого сжатия (Иост, Регенер).

скорости реакции  $B(=E/R)$ . Так, значение  $b/T_0 = 10$ , полученное выше, соответствует энергии активации  $E \approx 25$  ккал/моль. Эксперименты Тизарда и Пая не позволили отчетливо обнаружить статистическую природу задержки воспламенения. Однако впоследствии Феннинг и Коттон, проводя многочисленные эксперименты на установке быстрого сжатия, обнаружили столь значительные флуктуации результатов измерений, что оказалось почти невозможным представить в графическом виде связь между задержкой воспламенения и температурой. Феннинг и Коттон считали причиной наблюдаемого эффекта несовершенство экспериментальной аппаратуры или методики измерений и предприняли различные попытки, для того чтобы уменьшить флуктуации. Однако существенного успеха им добиться не удалось.

Несмотря на то что в самых первых опытах по воспламенению газовых смесей при сжатии, которые были осуществлены Пино [18, 19], использовался метод падающего груза, в настоящее время большинство исследователей используют установку быстрого сжатия, работающую на сжатом воздухе. Схема типичной установки, принадлежащей Иосту и Регенеру [20], показана на рис. 5.13. Установка работает по принципу свободного поршня. Поршень 2, который перемещается в цилиндре 1, наполненном сжатым воздухом, связан посредством соединительной тяги 5 с поршнем камеры сгорания 4. Стальная пластина 6, установленная на тяге 5, притягивается электромагнитом 7, который преодолевает силу, вызванную действием сжатого воздуха на поршень 2, и поднимает вверх всю систему поршней. Если в некоторый момент времени выключить электрический ток, питающий электромагнит, то система поршней начнет падать вниз, сжимая газовую смесь, которая заполняет камеру сгорания 3. Для того чтобы остановить систему

поршней в положении, когда силы, создаваемые давлением в цилиндре 1 и камере сгорания 3, уравновешиваются, используется груз 8, вес которого равен полному весу падающей системы поршней. Этот груз может скользить вдоль цилиндрических стоек. Когда падающая система поршней ударяется о груз, она останавливается, а вместо нее начинает двигаться вниз груз 8, который мягко тормозится с помощью пружины 9. Когда в результате воспламенения давление в камере сгорания возрастает, поршень выдавливается из камеры. Таким образом, горение осуществляется в условиях, близких к условиям постоянного давления. В этом отличие данной установки от прочих устройств, которые используются для исследования задержки воспламенения.

Иост и Тейхман [21—23] с помощью данной установки измерили задержки воспламенения воздушных смесей ряда углеводородов, включая *n*-гептан, изоктан и бензол, определили энергии активации этих смесей (рис. 5.14) и обнаружили явление двухстадийного воспламенения для смесей углеводородных горючих. Шейермайер и Штайгервальд [24] также проводили эксперименты на аналогичной установке быстрого сжатия, работающей на принципе сжатого воздуха.

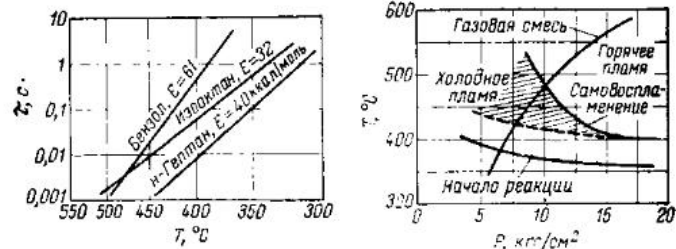


Рис. 5.14. Самовоспламенение стехиометрических смесей углеводородных горючих с воздухом при быстром сжатии.  $E$  — энергия активации (ккал/моль). (Иост, Тейхман).

Рис. 5.15. Самовоспламенение стехиометрической смеси *n*-гептана с воздухом. Кривые в координатах температура — давление смеси иллюстрируют изменение состояния несгоревшего газа внутри цилиндра двигателя с искровым зажиганием.



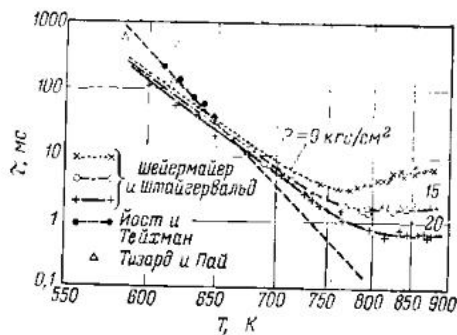


Рис. 5.16. Задержка воспламенения стехиометрической смеси *n*-гептана с воздухом, определенная методом быстрого сжатия (Шейермайер, Штайгервальд).

Двухстадийным воспламенением называется такое воспламенение, когда перед горячим пламенем возникает холодное пламя. Область существования холодного пламени, как показано на рис. 5.15, ограничена некоторым интервалом температур и давлений. В случае, который представлен на рис. 5.15, при давлении 10 кгс/см<sup>2</sup> химическая реакция начинается при повышении температуры до 370°C, вблизи 420°C появляется холодное пламя и происходит первое воспламенение, вблизи 480°C появляется горячее пламя и происходит второе воспламенение. При появлении холодного пламени освобождается лишь небольшая часть энергии и распространение пламени сопровождается небольшим разогревом и слабым свечением. Основная часть энергии выделяется, когда возникает горячее пламя. Спектр излучения слабо светящегося холодного пламени определяется молекулами формальдегида НСНО. Напротив, спектр излучения ярко светящегося горячего пламени состоит главным образом из полос С<sub>2</sub> и СН. Такой характер свечения холодного пламени свидетельствует о том, что в пламени образуются пероксиды и формальдегид. Как следует из рис. 5.16 и эмпирических формул, предложенных Регенером [20], при двухстадийном воспламенении влияние температуры *T* и давления *P* на задержку воспламенения  $\tau_1$ , соответствующую появлению холодного пламени, и задержку воспламенения

$\tau_2$ , соответствующую появлению горячего пламени, довольно сложно.

$$\text{Стехиометрическая смесь } n\text{-гептана с воздухом} \begin{cases} \tau_1 = 8,1 \cdot 10^{-12} P^{-0,66} e^{15100/T} \\ \tau_2 = 0,5 P^{-1,82} e^{-1400/T} \end{cases}$$

$$\text{Стехиометрическая смесь } n\text{-пентана с воздухом} \begin{cases} \tau_1 = 2,7 \cdot 10^{-9} P^{-0,69} e^{11600/T} \\ \tau_2 = 4,5 P^{-1,54} e^{-3030/T} \end{cases}$$

$$\text{Стехиометрическая смесь } n\text{-бутана с воздухом} \begin{cases} \tau_1 = 5,8 \cdot 10^{-6} P^{-1,35} e^{8330/T} \\ \tau_2 = 2,35 \cdot 10^4 P^{-2,96} e^{-3220/T} \end{cases}$$

(здесь  $\tau$ , *T* и *P* выражены соответственно в с, К и кгс/см<sup>2</sup>). Причины, вызывающие флуктуации задержки воспламенения, остались неясными, но Регенер показал, что очистка камеры сгорания улучшает воспроизводимость измерений. Так, если первые опыты дают большой разброс, через некоторое число опытов воспроизводимость измерений улучшается. Однако, несмотря на одинаковые условия опытов, наблюдается систематическое уменьшение задержки воспламенения по мере увеличения числа опытов.

В установке быстрого сжатия, которую создал Тейлор с сотр. [25, 26] (рис. 5.17), также используется сжатый газ. Газообразный азот с давлением около 35 кгс/см<sup>2</sup> вводят в цилиндр высокого давления 1. Если ударить грузом по наружному концу 3 грибовидного клапана 2, то шпилька 4 срезается и клапан 2 открывается. Сжатый азот из цилиндра 1 попадает в компрессорный цилиндр 5 и выдавливает пневматический поршень 6. Через соединительную тягу 7 приводится в движение поршень 8, который входит в камеру сгорания 9 и сжимает заполняющую ее газовую смесь. Нижняя часть цилиндра 5 также наполнена газообразным азотом, который сжимается поршнем 6 и оказывает демпфирующее действие. В самом конце цикла сжатия азот выпускается через отверстия, проделанные

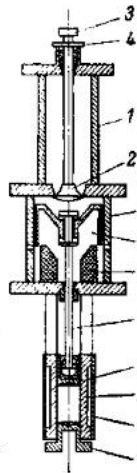


Рис. 5.17. Схема установки для изучения самовоспламенения методом быстрого сжатия (Тейлор и др.).

в боковых торцах поршня 6 и цилиндра 5. Это служит для стабилизации движения системы поршней. Степень сжатия можно регулировать за счет изменения высоты поддона 12, вставляемого в камеру сгорания. Продолжительность цикла сжатия составляет примерно 6 мс.

С помощью этой установки Леари и Тейлор с сотр. провели эксперименты по воспламенению воздушных смесей изооктана, бензина, триптана, бензола и бутана. Они измеряли задержку воспламенения и увеличение давления в связи с анализом явления «стука» в двигателях искрового зажигания. Повеланос с сотр. [27] экспериментально исследовал влияние добавок тетраэтилсвинца и этилнитрата  $C_2H_5NO_3$  на воспламенение различных горючих. Ливенгуд и Леари исследовали вихревое течение в камере сгорания, распределение температур и характер пульсаций, вызванных горением. С этой целью они фотографировали пламя высокоскоростной кинокамерой через окно, сделанное в донной крышке камеры сгорания, а также получили шпирен-фотографии, используя отражатель, установленный на головке поршня. Покадровая киносъемка одновременно с регистрацией давления позволила оценить выделение энергии в холодном пламени, которое сопровождается небольшим, но очень быстрым повышением давления. Наиболее интересен тот факт, что очаги, из которых начинается воспламенение, распределяются неоднородно по всей газовой смеси. Как правило, воспламенение начинается на периферийных участках камеры сгорания и распространяется к центру, причем наличие отдельных светящихся точек указывает на неоднородность горения.

Согласно наблюдениям Регенера, влияние добавки тетраэтилсвинца приводит к увеличению времени  $t_2$  и практически не сказывается на времени  $t_1$ . Другие исследования, выполненные на установке этого типа, показали, что под действием добавки тетраэтилсвинца  $t_2$  возрастает, тогда как  $t_1$  может либо уменьшаться, либо увеличиваться, либо оставаться постоянной. Подобные различия, по-видимому, связаны с флуктуациями задержки воспламенения и отсутствием статистической обработки результатов измерений.

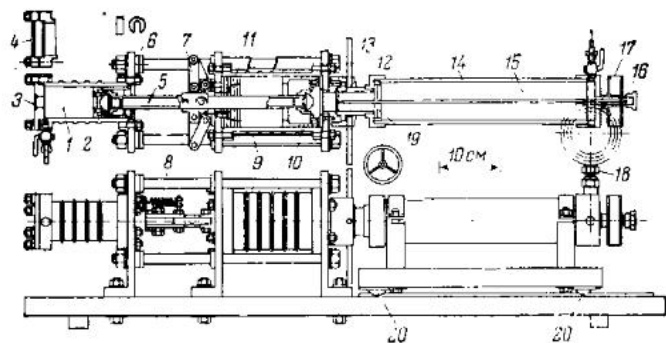


Рис. 5.18. Схема установки для изучения самовоспламенения методом быстрого сжатия (Кумаган, Сакаи).

Установка для изучения самовоспламенения методом быстрого сжатия, рассмотренная выше, обычно имеет довольно крупные габариты, и ее изготовление обходится дорого. Кумаган сконструировал более простую установку, которая тем не менее вполне удовлетворяет целям эксперимента [11]. Схема этой установки приведена на рис. 5.18. Принцип действия установки также основан на использовании сжатого воздуха. Однако вместо клапана применена разрывная мембрана, идея которой заимствована из техники ударных труб. Установка выполнена в настольном варианте.

Цилиндр камеры сгорания 1 выполнен из стали и имеет внутренний диаметр 50 мм и толщину стенок около 6 мм. Сменная крышка камеры сгорания выполнена в двух вариантах: на крышке 3 установлены датчики давления, а крышка 4 снабжена стеклянным окном, предназначенным для оптических наблюдений. Для регулирования температуры цилиндра камеры сгорания используется водяная рубашка, которая не показана на схеме. Поршень камеры сгорания 2 изготовлен из дуралюмина. С внутренней стороны поршня сделано феррическое гнездо, соединенное с помощью глухой гайки с тягой 5. Вместо поршневых колец в первоначальном варианте использовались 10 лабиринтных уплотнений. Впоследствии поршень был дополнительно уплотнен с помощью прокладок, изготовленных из синтетического каучука. В результате, не-

смотря на отсутствие смазки, сравнительно хорошая герметичность сохраняется в течение нескольких сотен опытов. Степень сжатия регулировалась за счет толщины вкладыша 6. Стопорное устройство кольцевого типа 7 предназначено для остановки движения тяги 5 в момент, когда поршень камеры сгорания достигнет мертвой точки. При остановке удлиненное плечо стопорного кольца уходит внутрь от линии движения и препятствует обратному ходу тяги. Следовательно, длительность цикла сжатия определяется длиной плеча стопорного кольца и его начальной длиной, которое у данной установки равнялось 70 мм. Чтобы не допустить отдачи кольца и сделать его работу надежной, используются две пружины 8, которые прижимают кольцо с внутренней стороны. Компрессорный цилиндр 9 выполнен из стали и имеет внутренний диаметр 80 мм. Компрессорный поршень 10 имеет стальное днище; боковые пояса изготовлены из дуралюмина. Этот поршень, так же как и поршень камеры сгорания, прикреплен с помощью сферического гнезда и глухой гайки к тяге 5. Он также используется без поршневых колец; на его боковом поясе установлены 5 лабиринтных уплотнений. У дна компрессорного цилиндра установлены кольцевые прокладки 11, изготовленные из синтетического каучука. До того как стопорное устройство полностью зафиксирует тягу, эти прокладки приходят в соприкосновение с боковым поясом поршня и смягчают удар. Упругость каучуковых колец оказывает влияние на точность действия стопорного устройства. Поэтому на поверхности, по которой ударяет поршень, прорезана радиальная канавка. Изменяя ширину и глубину этой канавки, можно регулировать упругость прокладок. Цифрой 12 на рис. 5.18 отмечена диафрагма, которая зажимается в кольцевом пазе накидной гайкой 13. Для того чтобы не допустить срезания диафрагмы по периметру, с внутренней стороны диафрагмы устанавливается резиновая прокладка. Цилиндр высокого давления представляет собой стальную трубку 14 внутреннего диаметра около 60 мм и длиной около 360 мм. На торце цилиндра установлены вентиль, через который подается сжатый воздух, и датчик давления 18. По центру цилиндра высокого давления проходит игла 15,

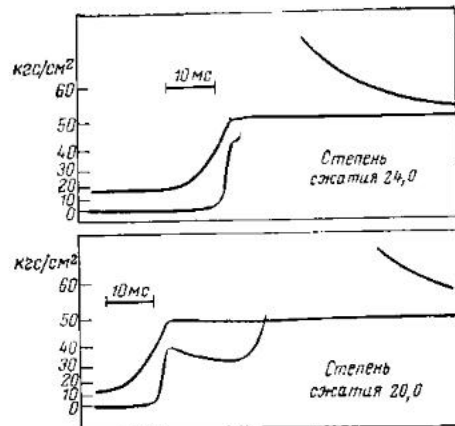


Рис. 5.19. Кривые давления в камере сгорания в ходе поршня. Смесь с 15% ацетиленом (Сакаи, Кумаган).

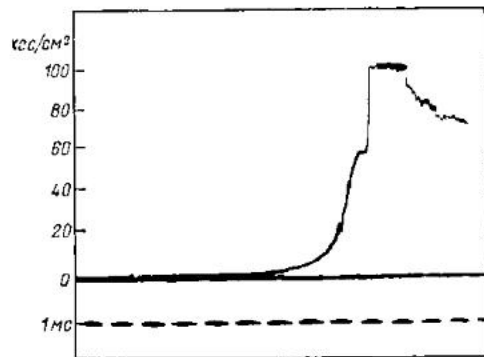


Рис. 5.20. Пульсации давления в камере сгорания. Степень сжатия 25.5, смесь с 15% ацетиленом (Сакаи, Кумаган).

предназначенная для разрушения диафрагмы. Железный накопечник 16, надетый на тыльный конец иглы, приводится в движение катушкой 17, и игла разрушает диафрагму. Цифрой 19 указано кольцо, центрирующее иглу. Цилиндр высокого давления для удобства замены диафрагмы размещен на каретке 20, имеющей колеса. Каретка может перемещаться по рельсам. Давление воздуха в камере высокого давления не превышает 6 кгс/см<sup>2</sup>, даже при степени сжа-

тия в цилиндре камеры сгорания, равной 30. Для изготовления диафрагмы чаще всего применяли целлофан. В качестве указателя хода поршня использовали реостат, который изготовляли, наматывая манганиновую проволоку на трубку диаметром около 30 мм из диэлектрика. Реостат устанавливали в нижней части стопорного устройства, непосредственно под тягой. Ползунок, соединенный с тягой, скользит по реостату. Изменение сопротивления регистрируется на электронном осциллографе. Время, затрачиваемое на сжатие, несколько различается в зависимости от степени сжатия, давления воздуха в цилиндре высокого давления и трения поршня и составляет обычно 8—10 мс.

С помощью этой установки была проведена серия опытов по воспламенению различных углеводород-воздушных смесей. Кривые давления в камере сгорания, которые приведены на рис. 5.19, пульсации давления, сопровождающие подъем давления, вызванный самовоспламенением, которые показаны на рис. 5.20, а также скоростные фотографии пламени в целом аналогичны полученным многими другими исследователями. В качестве нового результата следует отметить довольно сильное влияние, которое оказывает материал стенок камеры сгорания на задержку воспламенения. Результаты соответствующих опытов, которые

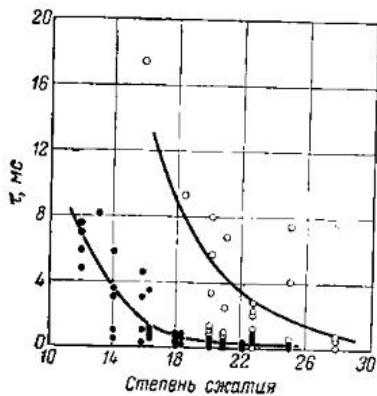


Рис. 5.21. Самовоспламенение смеси 20% (об.) ацетилена с воздухом (Сакаи).

были выполнены на смеси 20% (об.) ацетилена с воздухом, приведены на рис. 5.21. После воспламенения и сгорания этой смеси на внутренних стенках камеры сгорания остаются налипшие чешуйки сажи красновато-коричневого цвета. На графике черными кружками отмечены результаты опытов, которые проводились в камере с сажой, оставшейся от предыдущих опы-

тов, а светлыми кружками — результаты опытов, перед которыми сажу счищали. Видно, что наличие или отсутствие сажи на стенках оказывает очень сильное влияние на задержку воспламенения. Так как на кривых давления совершенно отсутствуют какие-либо различия между этими двумя случаями, можно предположить, что причиной влияния сажи на задержку воспламенения является ее каталитическое действие, а не изменение теплофизических свойств внутренних стенок камеры.

### 5.5. ТЕМПЕРАТУРА ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

Температурой воспламенения принято называть такую температуру, выше которой происходит самовоспламенение, а ниже которой самовоспламенение не происходит. Иногда температурой воспламенения также называют такую температуру, при которой получается некоторая определенная достаточно большая задержка воспламенения, например задержка, равная 0,5 с. Измерения температур воспламенения проводятся давно и для самых различных горючих веществ. Появляются все новые и новые данные о температурах воспламенения, однако следует быть осторожным при их интерпретации. При одинаковом методе измерения представляет интерес лишь относительная величина температуры воспламенения, тогда как абсолютная величина не имеет смысла. Как различается температура воспламенения в зависимости от метода измерения, можно убедиться, взглянув на табл. 5.5, в которой собраны все данные, полученные к настоящему времени для смесей водорода с воздухом [28]. Интервал температур, приводимых различными авторами, составляет от 400 до 900 °C, максимальная дисперсия равна 500 °C. По различным методам измерения, разумеется, получают разные значения. Это происходит по одной очень простой причине: эти результаты имеют мало общего с истинной температурой воспламенения, которая характеризует процесс самовоспламенения смеси. Поэтому здесь мы просто перечислим эти методы, не входя в детальное обсуждение их особенностей. (Порядковые номера, даваемые ниже, соответствуют номерам в табл. 5.5)

## Температура воспламенения водород-воздушных смесей (Йост)

Метод измерений	Состав, % водорода	Температура воспламенения °С	Примечания
1	28,5	609	
2	28,5	550	
2	28,5	590	Объем 350 см <sup>3</sup>
2	28,5	625	Объем 9 см <sup>3</sup>
2	29,7	467	Объем 24 см <sup>3</sup> , 100 см <sup>3</sup>
3	28,5	571	
3	—	410	
4	—	470	Задержка воспламенения 0,5 с
4	—	630	Задержка воспламенения 15 с
4	—	572	Сухая смесь
4а	30	608	Влажная смесь
4а	30	613	
5а	—	580—590	
6	29	700	
6	27	715—860	
7	20	930	Диаметр сферы 0,2 см
		800	Диаметр сферы 0,5 см

1. Газовую смесь пропускают через трубку, нагретую до заданной высокой температуры.

2. Газовую смесь вводят в сосуд, имеющий заданную температуру.

3. Газовую смесь сжимают адиабатически, температуру вычисляют, зная давление или объем до и после сжатия.

4. Два различных газа нагревают в коаксиальных цилиндрических трубках и затем смешивают при некоторой заданной температуре.

4а. Два газа нагревают отдельно до температуры, близкой к максимальной температуре, и затем очень быстро смешивают. Смесь выходит из смесителя, имея максимальную температуру.

5. Поток горючего газа или жидких капель вводят в сосуд, заполненный воздухом или кислородом при заданной температуре.

5а. Поток горючего газа и поток воздуха или кислорода нагревают до заданной температуры и затем внезапно соединяют друг с другом.

6. Газовую смесь вводят в мыльный пузырь и поджигают платиновой проволокой, имеющей заданную температуру.

7. Тело, нагретое до заданной температуры, вносят в газовую смесь.

8. Газовую смесь зажигают, вводя в нее металлический стержень, нагретый до заданной температуры.

Кроме того, используются и другие методы: например, метод, когда капля жидкого горючего падает в тигель, нагретый до заданной температуры [2], и метод [30], который состоит в следующем. Жидкое горючее вводят в маленькую герметически закрытую ампулу, которую помещают в печь, нагретую до заданной температуры. Жидкость вскипает, выбрасывая из ампулы струю пара. Следует еще раз отметить, что при использовании экспериментальных данных по температурам воспламенения всегда необходимо указывать метод измерений.

Температура воспламенения измерялась для самых различных горючих веществ, особенно много экспериментов было выполнено для водорода и оксида углерода. Поэтому ниже обсудим влияние различных факторов на температуру воспламенения, используя результаты именно этих экспериментов.

Температура воспламенения оксида углерода снижается при введении паров воды (рис. 5.22) [30]. Однако, согласно данным других исследователей, заметное снижение температуры воспламенения наблюдается при содержании влаги в воздухе около 5,5%. В присутствии паров воды реакции с участием оксида углерода ускоряются. Вследствие этого, как

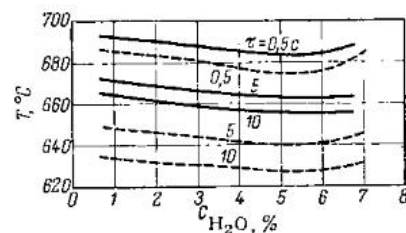


Рис. 5.22. Влияние влаги на самовоспламенение смесей оксида углерода с воздухом (сплошные линии — давление 760 мм рт. ст.; пунктирные линии — 400 мм рт. ст.) (Ковард).

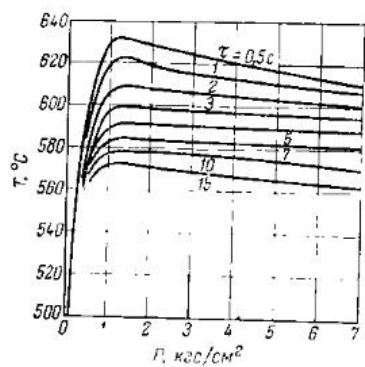


Рис. 5.23. Влияние давления на самовоспламенение водород-воздушных смесей (Ковард).

будет показано ниже (см. с. 143), в смесях оксида углерода добавка паров воды ускоряет распространение пламени, а также снижает энергию, требуемую для искрового зажигания [31]. Однако если ввести пары воды в смесь оксида углерода, который содержит небольшое количество водорода, то можно наблюдать обратный эффект — эффект повышения температуры воспламенения [30]. Тем-

пература воспламенения водорода возрастает при введении добавки паров воды. Однако, поскольку известны случаи как положительного, так и отрицательного действия паров воды на реакцию окисления водорода, этот эффект остается все еще не полностью ясным. Обычно температура воспламенения большинства углеводородов в присутствии паров воды возрастает.

Зависимость температуры воспламенения от давления, приведенная на рис. 5.23, относится к водороду [30]. Аналогичные кривые получены и для других горючих. По мере уменьшения давления температура воспламенения снижается, однако при температурах ниже некоторой воспламенение вообще не происходит.

Что касается влияния соотношения компонентов смеси на температуру воспламенения, то имеются экспериментальные данные, которые свидетельствуют о том, что температура воспламенения имеет минимальное значение при соотношении компонентов, как правило, несколько сдвинутом от стехиометрии в сторону более богатых смесей. Однако, согласно другим экспериментальным данным, на одном и том же горючем можно получить совершенно различные соотношения компонентов, соответствующие минимальному значению температуры воспламенения; согласно третьим экспериментальным данным, температура воспламенения не изменяется в широком интервале

соотношений компонентов. Таким образом, зависимость температуры воспламенения от соотношения компонентов оказывается различной при разных методах измерений и, следовательно, обсуждать ее не имеет смысла.

Результаты, представленные на рис. 5.23, были получены следующим образом. Воздух и водород нагревали по отдельности в коаксиальных цилиндрических трубках, затем смешивали при некоторой заданной температуре и определяли связь между задержкой воспламенения и температурой. В этом случае задержка воспламенения, по-видимому, зависит скорее от процесса смешения, чем от химической реакции. Результаты, полученные другими методами, например методом введения газовой смеси в сосуд, нагретый до заданной температуры, не говорят отчетливо о температуре воспламенения. Этого, в общем, следовало ожидать, так как, согласно изложенному выше, при низких температурах вблизи температуры воспламенения амплитуда статистических флуктуаций задержки воспламенения становится очень высокой.

Разница между температурами воспламенения воздушных и кислородных смесей либо вовсе отсутствует, либо, в тех случаях, когда температура воспламенения воздушных смесей превышает температуру воспламенения кислородных смесей, фактически оказывается очень небольшой. В ряде экспериментов, например в случае водород-кислородных смесей, наблюдалось возрастание температуры воспламенения при разбавлении газовой смеси азотом (азот является основным компонентом, который определяет различие между кислородными и воздушными смесями), и даже была получена эмпирическая формула  $(526 + 11x)^\circ\text{C}$ , которая выражает температуру воспламенения смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + x\text{N}_2$ . В то же время имеются сообщения о том, что температура воспламенения смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4\text{N}_2$  равна  $467^\circ\text{C}$ , а температура воспламенения смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \text{N}_2 = 466^\circ\text{C}$ . Во многих других экспериментах также не было обнаружено различия между температурами воспламенения кислородных и воздушных смесей. Введение добавок инертных газов, например аргона, также не оказывает влияния на температуру воспламенения. При замене азота

воздуха диоксидом углерода во всех экспериментах на водородных смесях наблюдается отчетливое повышение температуры воспламенения, которое свидетельствует о том, что диоксид углерода не является простым разбавителем. В этих опытах на стенках камеры наблюдалось выделение сажи, поэтому можно предположить, что диоксид углерода принимает участие в реакции, например может восстанавливаться водородом.

### Литература

1. von Laue M.: Ann. Phys., 76, 261 (1925); cf. Kumagai S., Kimura I.: Trans. JSME, 18, 16 (1952).
2. Kumagai S., Kimura I.: loc. cit.
3. Cf. Elliott M. A.: SAE Quart. Trans., 3, 490 (1949).
4. Sakai T., Kataké C.: Кикай-но кэнкю, 1958, т. 10, с. 383.
5. Kumagai S.: Кикай-но кэнкю, 1952, т. 4, с. 323.
6. Wolfer H. H.: VDI Forschungsheft, No. 392 (1938).
7. Schmidt F. A. F.: Verbrennungsmotoren, p. 72, Springer, Berlin, 1939.
8. Sakai T.: Диссертация, Токійский университет, № 1605.
9. Neumann K.: Z. VDI, 70, 1071 (1926).
10. Rothrock A. M.: NACA TR, No. 401 (1931).
11. Sakai T.: Кикай-но кэнкю, 1960, т. 12, с. 553.
12. Falk K. G.: J. Am. Chem. Soc., 28, 1517 (1906); *ibid.*, 29, 1536 (1907).
13. Dixon H. B., Bradshaw L., Campbell C.: J. Chem. Soc., 105, 2027 (1914).
14. Dixon H. B., Croft J. M.: J. Chem. Soc., 105, 2036 (1914).
15. Croft J. M.: J. Chem. Soc., 107, 290 (1915); 107, 306 (1915).
16. Tizard H. T., Pye D. R.: Phil. Mag., [6] 44, 79 (1922); [7] 1, 1094 (1926).
17. Fenning R. W., Cotton F. T.: Acro. Res. Comm. (London), R. and M., No. 1324 (1929).
18. Pignot A.: Chem. et industr. spéc., № (1926), 346; № (1928), 277.
19. Pignot A.: Compt. rend. acad. sci., 182, 376 (1926).
20. Rögener H.: Z. Electrochem., 53, 389 (1949).
21. Jost W., Teichmann H.: Naturwissenschaften, 27, 318 (1939).
22. Jost W., Teichmann H.: Elektrochem, 47, 262, 297 (1941).
23. Jost W.: Third Symposium on Combustion and Flame and Explosion Phenomena, p. 424. Williams and Wilkins, Baltimore, 1949.
24. Scheuermeyer M., Steigerwald H.: Motortech. Z., 5, 229, 1943.
25. Taylor C. F., Taylor E. S., Livengood J. C., Russel W. L., Leary W. A.: SAE Quart. Trans., 4, 232 (1950).
26. Livengood J. C., Leary W. A.: Ind. Eng. Chem., 43, 2797 (1951).

27. Leary W. A., Taylor E. S., Taylor C. F., Jovellanos J. U.: NACA TN, No. 1332 (1948); *ibid.*, No. 1470 (1948); No. 2127 (1950).
28. Jost W.: Explosions- und Verbrennungsvorgänge in Gasen, p. 36, Springer, Berlin, 1939. (Jost W. Взрывы и горение в газах. — Пер. с англ. М., ИЛ, 1952).
29. Kumagai S., Sakai T.: Trans. JSME, 18, 20 (1952).
30. Coward H. F.: J. Chem. Soc., 1934 (11), p. 1382.
31. Weston F. R., Fraser R. P., Newitt D. M.: Proc. Roy. Soc. (London), A110, 615 (1926).

зываемой бунзеновской горелки является самым распространенным, поскольку он проще способа с использованием сферического пламени.

### 6.1.1. Измерение скорости горения по углу наклона пламени

Этот метод известен как метод Михельсона [1]. Для любой произвольной точки фронта пламени можно записать следующую зависимость (рис. 6.1):

$$S = U \sin \alpha \quad (6.1)$$

где  $S$  — скорость горения;  $U$  — средняя скорость течения газовой смеси;  $\alpha$  — угол наклона пламени.

При распространении гомогенного пламени скорость горения, в частности ламинарного, является основным параметром горения. Однако при ее измерении обычно возникают непредвиденные трудности и единого способа ее измерения еще нет, что приводит к неопределенности результатов. Например, в литературе в качестве максимальной скорости горения пропан-воздушной газовой смеси при нормальных температуре и давлении приведены значения 36—48,5 см/с.

Определение скорости горения уже приводилось в разд. 1.3. Однако скорость горения зависит еще и от параметров, характеризующих распространение пламени, т. е. от давления, положения пламени, скорости его распространения, и должна рассчитываться с их учетом. С целью правильного вывода уравнения связи этих параметров, из которого можно определить скорость горения, обычно выбирают пламена геометрически простой формы, как например, сферической или конусной (пламена горелки). Можно определить скорость горения и методом измерений распространения пламени в круглых трубах. Однако этот способ имеет много недостатков в сравнении с другими и не может быть рекомендован в качестве надежного способа измерения скорости горения.

### 6.1. СТАЦИОНАРНОЕ ПЛАМЯ ГОРЕЛКИ

Пропуская газовую горючую смесь через круглую трубу и поджигая смесь на ее срезе, получают конусообразное стационарное пламя. Способ измерения скорости горения с использованием пламени так на-

Если  $U$  и  $\alpha$  известны, то по уравнению (6.1) можно определить скорость горения. Угол  $\alpha$  можно довольно точно измерить по фотографии пламени, однако измерение  $U$  проблематично. Смит и Пиккеринг [2] в случае ламинарного пламени исходили из предположения, что вдали от среза горелки и в течение достаточно длительного времени сохраняется параболическое распределение скорости; угол  $\alpha$  определяли на расстоянии  $0,707$  (т. е.  $1/\sqrt{2}$ ) радиуса от центра горелки. При параболическом распределении скорость потока внутри факела пламени на таком расстоянии в среднем одинакова, поэтому за  $U$  удобно было принимать скорость равномерного течения, определяемую по расходу. Этот метод неприменим, если распределение скорости из-за противодавления пламени не параболическое и линии тока из-за высокой температуры во фронте пламени не параллельны оси горелки. Для сведения этих факторов к минимуму измерения проводят в трех точках на расстоянии половины высоты пламени, а результаты усредняют [3].

Льюис и Эльбе [4] не предполагали параболическое распределение скорости течения, а приняли следующий способ измерения. Через дополнительную перпендикулярно присоединенную к горелке трубку вводили в исходную смесь порошок оксида магния. Смесь и пламя освещали через щели,



Рис. 6.1. Схема, иллюстрирующая связь между скоростью потока исходной смеси и скоростью горения во фронте стационарного пламени горелки.



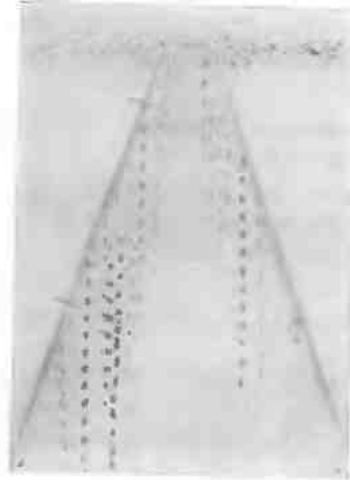


Рис. 6.2. Трассирующие частицы в стационарном пламени горелки (Андерсен, Фейн).

параллельные оси горелки, источником света, создающим периодические вспышки. Пламя фотографировали сбоку в направлении, перпендикулярном светящимся линиям. Такая фотография приведена на рис. 6.2. По длине треков освещенных частиц и периоду вспышек источника света определяли  $U$ . Этот метод можно применять как для измерения скорости газового потока, так и для определения линий тока; он называется методом трассирующих частиц. Андерсен и Фейн [5], применяв-

шие этот метод измерения скорости горения, в качестве горелок использовали вместо обычных прямых трубок конусообразные. Распределение скоростей в таком потоке близко к однородному. Это приводит к образованию искривленного фронта пламени и позволяет просто измерить угол  $\alpha$ . Центральная часть фронта пламени, отмеченная на рис. 6.2 двумя штрихами, является областью, где можно точно измерить скорость горения. Эта часть пламени лишена искажающего влияния подогрева смеси в вершине пламени и влияния искажений линий тока вблизи среза горелки. При такой модификации метод Михельсона близок к идеальному. Однако при использовании слишком бедных смесей\* (низкое содержание горючего в смеси) оказывается, что из-за введения в смесь порошка оксида магния скорость горения становится слишком низкой (вследствие увеличения высоты пламени). По мере обеднения смеси скорость горения уменьшается, а фронт пламени утолщается (см. с. 137), что приводит

\* Бедными и богатыми называются горючие смеси, содержащие соответственно меньше и больше горючего от стехиометрического состава. Эти термины употребляют в основном в области техники двигателей внутреннего сгорания.

к увеличению времени пребывания частиц порошка в зоне реакции, в результате чего происходит отвод тепла от фронта пламени из-за высокой теплоемкости частиц. Следовательно, для смесей, состав которых лежит вблизи пределов воспламенения, описанный способ измерения неприменим.

### 6.1.2. Измерение скорости горения по площади поверхности пламени

Метод с использованием площади поверхности пламени называется методом Гуи [6]. А именно

$$S = V/A \quad (6.2)$$

где  $V$  — объемный расход;  $A$  — площадь пламени.

Измерения  $V$  не представляют затруднений, а измерения  $A$  являются проблемой. Простым способом измерения  $A$  является использование следующей зависимости

$$A = \pi r \sqrt{r^2 + h^2} \quad (6.3)$$

где  $r$  — радиус фронта пламени на срезе горелки;  $h$  — высота фронта пламени.

Уравнение (6.3) является уравнением определения площади поверхности конуса. На практике фронт пламени не является точным конусом, поскольку его образующие, вообще говоря, не прямолинейны. Однако, согласно Уббелюде и Доммеру [7], уравнение (6.3) дает минимальные ошибки за исключением случая использования крайне бедных смесей. Кроме того, при использовании конусных горелок форму фронта пламени можно приблизить к конусной. Влияние скорости потока исходной смеси и диаметра горелки на скорость горения, как показано Бунте и Литтершайдом [8], в широком диапазоне изменения этих величин практически отсутствует.

Такие эффекты, как влияние на скорость горения подогрева смеси в вершине пламени, охлаждающего действия стенок на срезе горелки, увеличения радиуса фронта пламени из-за искривления линий тока, пренебрежимо малы. Однако в тех случаях, когда эти эффекты не компенсируют друг друга, рассматриваемый способ измерения скорости горения может оказаться неприменимым. Дерри [9] использовал еще

одну модификацию метода Михельсона, исключив из расчета участки фронта пламени вблизи вершины и основания конуса факела пламени. А именно

$$S = 2\bar{U} (r_2 - r_1) [1 - (r_2^2 + r_1^2)/2R^2]/s \quad (6.4)$$

где  $\bar{U}$  — средняя скорость потока исходной газовой смеси;  $R$  — радиус горелки;  $r_1$  и  $r_2$  — радиусы соответственно верхнего и нижнего оснований усеченного конуса;  $s$  — длина его образующей.

Считается, что ошибки из-за искажения линий тока в верхней и нижней частях пламени взаимно компенсируются.

При определении площади поверхности фронта пламени этим методом возникает еще одна серьезная проблема. Например, как показано на рис. 6.3, положение фронта пламени, полученные обычной фотографией (яркая полоса, видимая невооруженным глазом), шпирен- и теневой фотографией, различаются. Тогда какое же из них использовать при определении скорости горения? Есть различные подходы, приемлемость того или другого еще дискутируется. Эта проблема, включающая и оптический аспект, является предметом дальнейших исследований. Предполагается, что правильному определению скорости горения соответствует внутренняя граница фронта пламени на теневой фотографии. Эта граница является нижней границей градиента температуры во фронте пламени. Однако есть данные, что из-за оптических факторов такой выбор неверен. С сокращением расстояния  $L$

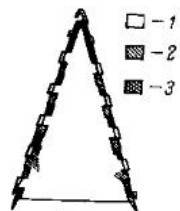


Рис. 6.3. Совмещение фотографий стационарного пламени горелки (Андерсен, Фейн);

1 — обычная; 2 — шпирен-фотография; 3 — теневая

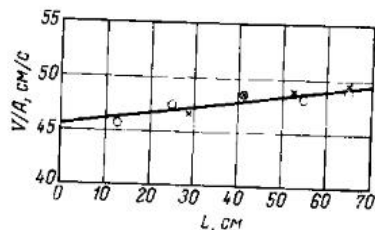


Рис. 6.4. Определение скорости горения в стационарном пламени горелки (коррекция метода измерения скорости горения по площади фронта пламени). (Андерсен, Фейн).

Рис. 6.5. Схема горелки Эджертона—Паулинга для измерений скорости горения:

1 — азот; 2 — горючая смесь; 3 — металлическая сетка; 4 — фронт пламени; 5 — капилляры; 6 — стеклянные шарики.



между фотопленкой и пламенем толщина фронта пламени на фотографии уменьшается, что приводит к уменьшению расчетной величины  $V/A$  (рис. 6.4). Однако Аидерсен и Фейн [10] обнаружили, что скорость горения, полученная экстраполяцией расстояния между пламенем и фотопленкой к нулю, хорошо соответствуют значению скорости горения, определенному по изложенному методу трассирующих частиц. Метод экстраполяции применяется в случаях использования таких горючих смесей, для которых метод трассирующих частиц неприменим.

Например, при измерении крайне малых скоростей горения вблизи пределов воспламенения применяют метод Эджертона — Паулинга [11]. В этом методе используют специальные вертикальные горелки диаметром около 6 см, показанные на рис. 6.5. Горючая смесь проходит через слой капилляров и стеклянных шариков, что формирует низкоскоростной газовый поток с однородным распределением скорости в нем. Длина капилляров — 1 дюйм, размер сечения — менее 1 мм, образованы они рулонированием гладких и гофрированных металлических полос. Расстояние от верхних концов капилляров до среза горелки составляет около 8 мм. В капиллярах течение по характеру близко к течению вязкой жидкости и весьма однородно. На горелку надета концентрическая труба, в которую подается инертный газ, например азот. На верхнем срезе этой внешней трубы помещена металлическая сетка. Регулированием высоты внешней трубы можно стабилизировать фронт пламени, сделав его практически горизонтальным. Скорость горения определяется как частное от деления объемного расхода потока газовой смеси на площадь фронта пламени. Этот метод измерений называется методом сплюсненного пламени и из-за однородного распределения скорости потока смеси применяется, например, для измерения скорости горения горючей смеси при проса-

чивании ее через агломераты металлов в доменных процессах.

Измерение скорости горения с использованием пламени горелки при давлениях ниже или выше нормального практически затруднено. Однако, снижая давление в газовых баллонах, осуществили измерения скорости горения (при этом она резко снижалась) с использованием горелки до давлений на 200 мм рт. ст. ниже нормального [12, 13].

## 6.2. СФЕРИЧЕСКИЕ ПЛАМЕНА

Сферические движущиеся пламена, или, короче, сферические пламена тоже используют для измерения скорости горения, которая в этом случае сравнительно несложно выражается через кривизну шаровой поверхности. Горение в этом случае происходит при постоянном давлении или постоянном объеме. Во втором случае зажигание смеси производится в центре шарообразного герметического сосуда (бомбы), что приводит, естественно, к росту давления и, следовательно, изменению скорости горения. В первом случае горючей смесью надувают мыльный пузырь и зажигают ее в центре пузыря. При этом расширению газов сгорания мыльная пленка почти не препятствует и скорость горения остается постоянной.

### 6.2.1. Метод мыльного пузыря

Метод мыльного пузыря для измерения скорости горения разработал Стивенсон [14] и широко использовал Фиок и др. [15]. Обозначим плотности газов продуктов сгорания и исходной смеси соответственно через  $\rho_2$  и  $\rho_1$ , радиус фронта пламени  $r$ , первоначальный радиус мыльного пузыря  $a$ . Если часть смеси, занимавшая вначале объем радиуса  $ay$  ( $0 \leq y \leq 1$ ), заняла за время  $t$  объем радиусом  $r_y$  и шара с первоначальным радиусом  $ay$  имеем

$$\frac{4}{3}\pi\rho_2r^3 + \frac{4}{3}\pi\rho_1(r_y^3 - r^3) = \frac{4}{3}\pi\rho_1a^3y^3 \quad (6.5)$$

Обозначив  $A$  конечный радиус газов продуктов сгорания, а  $f \equiv A/a$ , получим

$$f^3 = \rho_1/\rho_2 \quad (6.6)$$

Подставляя уравнение (6.6) в уравнение (6.5), находим

$$r_y = [a^3y^3 + r^3(1 - 1/f^3)]^{1/3} \quad (6.7)$$

Дифференцируя по времени  $t$ , получаем скорость распространения пламени  $S_p$  как  $dr/dt$  в следующем виде:

$$\frac{dr_y}{dt} = \frac{r^2 S_p (1 - 1/f^3)}{r_y^3} \quad (6.8)$$

Обозначив скорость горения  $S$ , представим скорость течения газа во фронте пламени как

$$\left(\frac{dr_y}{dt}\right)_{r_y=r} = S_p \left(1 - \frac{1}{f^3}\right) \quad (6.9)$$

$$\left(\frac{dr_y}{dt}\right)_{r_y=r} = S_p - S \quad (6.10)$$

Из уравнений (6.9) и (6.10) получаем

$$\frac{S_p}{S} = f^3 = \frac{A^3}{a^3} \quad (6.11)$$

Используя для определения скорости горения уравнение (6.11), измерим  $S_p$  по изображению пламени, полученному фотографированием с вращающимся зеркалом, и одновременно определим  $A$ . Следует зафиксировать на фотографии пламени радиус  $a$ , сделав экспозицию перед самым моментом зажигания. На рис. 6.6 показан мыльный пузырь с электродами зажигания в центре его, рис. 6.7 — схема установки для фотосъемки пламени, рис. 6.8 — один из примеров фотографии пламени. Поскольку горение происходит при постоянном давлении, скорость распространения пламени (а следовательно, и скорость горения) в начале и конце горения одинаковы.

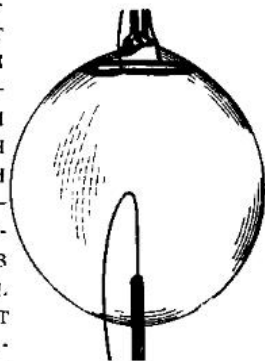


Рис. 6.8. Фотография мыльного пузыря с электродами до зажигания смеси (Фиок, Марвин).

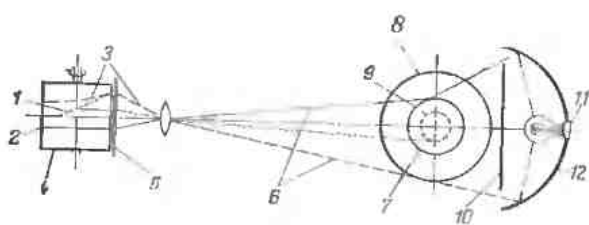


Рис. 6.7. Схема установки для измерения скорости горения методом мыльного пузыря (Прайс, Поттер):

1—развертка изображения пламени; 2—развертка изображения пузыря начального радиуса; 3—развертка изображения пузыря в процессе горения; 4—барабан с фотопленкой; 5—шторка со щелью; 6—ход лучей подсветки; 7—мыльный пузырь (начальный размер); 8—мыльный пузырь (конечный размер); 9—фронт пламени; 10—экран; 11—источник освещения; 12—отражатель.

Преимуществом метода мыльного пузыря является то, что температура и скорость горения не меняются, поскольку горение происходит при постоянном давлении. Однако этот метод обладает рядом недостатков. Из-за того, что мыльный пузырь содержит воду, нельзя избежать влияния влажности, которое не контролируется. Неудобно также, что из-за присутствия воды скорость горения газовых смесей, содержащих CO, значительно изменяется. Существует и опасность влияния мыльной пленки на реакцию горения, сужается интервал возможных начальных температур. Поскольку газовая смесь постепенно диффундирует через мыльную пленку, эксперимент следует проводить за весьма короткое время, а состав газовой смеси необходимо определять непосредственно перед экспериментом

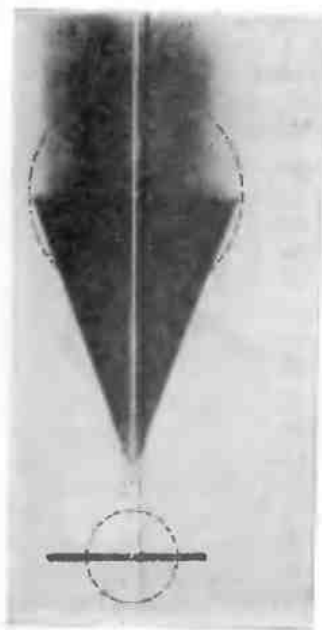


Рис. 6.8. Фотография процесса горения горючей смеси в мыльном пузыре (Стивенс)

Прайс и Поттер [16] поставили целью поиск материалов — заменителей мыльного пузыря, лишенных указанных недостатков. Они провели эксперименты с пластмассовыми и резиновыми шарами, различными поливиниловыми материалами и получили удовлетворительные результаты при использовании различных резиновых шаров, выпускаемых промышленностью.

Измерения методом мыльного пузыря можно проводить не только при нормальном давлении, но и в бомбах, рассчитанных на большие давления. Например, Стивенс [14] провел эксперименты в интервале давлений 200—2530 мм рт. ст.

### 6.2.2. Метод сферической бомбы

Существует несколько методов измерений скорости горения в сферических бомбах. Фиок, Марвин, Колдуэлл и Редер [17] разработали следующий метод. На рис. 6.9 схематически показано расположение фронта пламени радиусом  $r$  в момент времени  $t$ . За бесконечно малый интервал времени  $dt$  фронт пламени проникает в исходную смесь со скоростью горения  $S$  на расстояние  $Sdt$ . Давление  $P$  из-за расширения радиуса сферы за время  $dt$  на величину  $Sdt$  увеличивается на  $dP$ . Исходная смесь при этом сжимается до радиуса  $r + dr$ . Изменение объема  $v'$  исходной смеси при радиусе бомбы  $a$  составляет  $4\pi r^2(dr - Sdt)$  внутри слоя объемом  $\frac{4}{3}\pi(a^3 - r^3)$ . При адиабатических процессах имеем

$$\frac{dP}{P} = -\frac{\gamma dv'}{v'} = \frac{3\gamma r^2(dr - Sdt)}{a^3 - r^3} \quad (6.12)$$

где

$$\gamma = C_p/C_v$$

Отсюда получаем, что

$$S = \left(1 - \frac{a^3 - r^3}{3P\gamma r^2} \cdot \frac{dP}{dr}\right) \cdot \frac{dr}{dt} \quad (6.13)$$

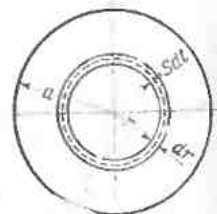


Рис. 6.9. Схема для расчета скорости горения в бомбе постоянного объема.

При использовании уравнения (6.13) для измерения скорости горения необходимо осуществлять запись изменения давления во времени  $P = f(t)$  с использованием датчиков давления и запись положения фронта пламени во времени  $r = f(t)$  посредством фотографирования пламени. Величину  $dP/dr$  измеряют по наклону кривой зависимости  $P = f(r)$ , исключая время  $t$  из зависимостей  $P$  и  $r$  от времени.

Поскольку в уравнении (6.13) для определения скорости горения фигурирует разность близких по значению величин, точность измерений таким методом ниже, чем с использованием описанного ниже уравнения (6.22). Льюис и др. показали, что значение скорости горения, рассчитанное по уравнению (6.13) с использованием экспериментальных данных Фиока и др., определена с точностью 10—15%.

Льюис и Эльбе [18] применили следующий метод. Связь между долей сгоревшего вещества  $n$  и давлением  $P$  можно довольно удовлетворительно описать следующим уравнением:

$$n = \frac{P - P_{\text{исх}}}{P_{\text{кон}} - P_{\text{исх}}} \quad (6.14)$$

где  $P_{\text{исх}}$  — начальное давление;  $P_{\text{кон}}$  — конечное давление.

Следовательно, для газа, масса которого в общей массе исходной смеси составляет  $n$  и который до зажигания занимал сферу радиусом  $r_{\text{исх}}$ , можно написать

$$\frac{r_{\text{исх}}}{a} = \left( \frac{P - P_{\text{исх}}}{P_{\text{кон}} - P_{\text{исх}}} \right)^{1/3} \quad (6.15)$$

Если этот газ при горении занимает сферу радиусом  $r$  и объемом  $v$ , то этот объем  $v$  определяется как разность объема бомбы  $V$  и объема исходной смеси:

$$v = V - m_{\text{исх}} (1 - n) RT_{\text{н}}/P \quad (6.16)$$

где  $m_{\text{исх}}$  — число молей газовой смеси до зажигания;  $T_{\text{н}}$  — температура несгоревшей смеси;  $R$  — газовая постоянная.

Отсюда имеем, что

$$\frac{r}{a} = \left( 1 - \frac{P_{\text{исх}}}{P} \cdot \frac{T_{\text{н}}}{T_{\text{исх}}} \cdot \frac{P_{\text{кон}} - P}{P_{\text{кон}} - P_{\text{исх}}} \right)^{1/3} \quad (6.17)$$

где  $T_{\text{исх}}$  — температура исходной смеси.

Кроме того, при адиабатических процессах

$$\frac{T_{\text{н}}}{T_{\text{исх}}} = \left( \frac{P}{P_{\text{исх}}} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \quad (6.18)$$

где  $\gamma$  — показатель адиабатичности исходной смеси, равный  $C_p/C_v$ .

Если бы продукты сгорания не расширялись, то  $dr_{\text{исх}}$  являлась бы толщиной шаровой оболочки (имеющей температуру  $T_{\text{исх}}$  и давление  $P_{\text{исх}}$ ), которую пламя проходит за время  $dt$ . Объем этой шаровой оболочки равен

$$4\pi r_{\text{исх}}^2 dr_{\text{исх}} \quad (6.19)$$

В действительности же радиус шаровой оболочки увеличивается от  $r_{\text{исх}}$  до  $r$ , а температура и давление в этой оболочке составляют соответственно  $T_{\text{н}}$  и  $P$ . Объем такой шаровой оболочки равен

$$4\pi r_{\text{исх}}^2 dr_{\text{исх}} \frac{T_{\text{н}} P_{\text{исх}}}{T_{\text{исх}} P} \quad (6.20)$$

Поскольку толщина шаровой оболочки составляет  $S dt$ , ее объем равен

$$4\pi r^2 S dt \quad (6.21)$$

Приравняв выражения (6.20) и (6.21) и сделав подстановку в уравнение (6.18), имеем

$$S = \frac{dr_{\text{исх}}}{dt} \left( \frac{r_{\text{исх}}}{r} \right)^2 \left( \frac{P_{\text{исх}}}{P} \right)^{1/\gamma} \quad (6.22)$$

При использовании уравнения (6.22) для измерения скорости горения необходимо регистрировать изменение давления  $P = f(t)$  посредством датчиков давления. По уравнению (6.15) рассчитывают  $r_{\text{исх}}$ , а по (6.17) —  $r$ . Измерив зависимость  $r_{\text{исх}} = f(t)$ , рассчитывают  $dr_{\text{исх}}/dt$  по наклону кривой этой зависимости. Кроме того, скорость распространения пламени, а именно  $dr/dt$ , определяют по наклону кривой зависимости  $r = f(t)$ .

В газовых смесях с малой скоростью горения верхняя часть пламени из-за подъемной силы быстро достигает стенки, что приводит к сильным искажениям результатов измерения конечного давления из-за возникающих при этом теплопотерь. Чтобы избежать этого, лучше всего проводить измерения только в на-

чальной стадии распространения пламени. Или же в этом случае необходимо производить термодинамический расчет конечного давления. При использовании записи давления с помощью датчиков давления и регистрации изменений  $r = f(t)$  посредством фотосъемки пламени можно обойтись без величины конечного давления при измерении скорости горения следующим образом [19]:

$$u = r_{\text{исх}}^3 / a^3 \quad (6.23)$$

Исходя из этого выражения и уравнений (6.16) и (6.18), имеем

$$\frac{r_{\text{исх}}}{a} = \left[ 1 - \left( \frac{P}{P_{\text{исх}}} \right)^{1/\gamma} \left( 1 - \frac{r^3}{a^3} \right) \right]^{1/\gamma} \quad (6.24)$$

Если это выражение разложить в ряд по  $\Delta P = P - P_{\text{исх}}$ , то имеем

$$\frac{r_{\text{исх}}}{a} = \left\{ \frac{r}{a^3} - \left[ \frac{1}{\gamma} \frac{\Delta P}{P_{\text{исх}}} - \frac{1}{2\gamma} \left( 1 - \frac{1}{\gamma} \right) \left( \frac{\Delta P}{P_{\text{исх}}} \right)^2 + \frac{1}{6\gamma} \left( 1 - \frac{1}{\gamma} \right) \left( 2 - \frac{1}{\gamma} \right) \left( \frac{\Delta P}{P_{\text{исх}}} \right)^3 \dots \right] \left( 1 - \frac{r^3}{a^3} \right) \right\}^{1/\gamma} \quad (6.25)$$

Из уравнения (6.25) можно рассчитать  $r_{\text{исх}}$  по измеренным значениям радиуса пламени и давления. Однако при расчете  $r_{\text{исх}}$  из-за больших экспериментальных ошибок определения  $r$  и  $\Delta P$  точность измерений ухудшается. Льюнс и др. рассчитали  $r_{\text{исх}}$  и  $l$  по записи давления и определили скорость горения, используя уравнение (6.22). Они рекомендуют проверять правильность расчета  $P_{\text{кон}}$ , сравнивая экспериментально измеренное по фотографии пламени значение  $l$  с расчетным значением.

Недостатком метода сферической бомбы является изменение при горении температуры, давления и, следовательно, скорости горения. Этот метод можно использовать для оценки точности измерений методом горелки. Поскольку в методе бомбы можно установить любые начальные температуру и давление, преимуществом метода является возможность использования небольших образцов. Проблемой является сопоставимость результатов, полученных по методам горения при постоянном объеме и постоянном давлении. Нарушение правильного концентрического распрост-

ранения пламени из-за уже упомянутой подъемной силы и возникающие вследствие этого ошибки измерений не являются единственными недостатками метода бомбы, необходимо еще учитывать и влияние электродов. Чтобы избежать этого, следует использовать электроды такой конструкции, которая позволяет убирать их в стенку бомбы сразу после зажигания смеси.

### 6.3. ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКАХ

Рассмотренные выше методы являются методами измерения скорости горения в ламинарных потоках; при измерениях скорости горения в турбулентных потоках применяются аналогичные методы. При наличии турбулентности в газовой смеси фронт пламени искривляется и, кроме того, непрерывно беспорядочно колеблется. Следовательно, понятие скорости горения в этом случае относится к усредненному фронту пламени. В лабораторных условиях горение в турбулентных потоках трудно наблюдать, если горение происходит не в горелке. Именно поэтому горелку и применяют в этом случае. На правом снимке рис. 6.10 показана одна из мгновенных фотографий пламени в турбулентном потоке горелки. При использовании методов измерений скорости горения по углу наклона пламени и по площади фронта пламени необходимо определить усредненную по времени и пространству поверхность фронта пламени, имеющего неоднородность, аналогично показанной на рисунке. При фотографировании пламени горелки в турбулентном потоке с большой выдержкой получаем снимок усредненного фронта пламени, как показано на левом снимке рис. 6.10, неоднородности которого размыты из-за многократного наложения мгновенных изображений фронта пламени. В одном из методов [20] используется для расчетов поверхность, средняя между внешней и внутренней границами размытого изображения пламени. Однако вопрос о том, является ли правильным выбор этой поверхности в качестве усредненной — остается невыясненным. Такой метод приводит к большим индивидуальным ошибкам при измерении, и повторяемость результатов крайне низка. Взамен этого метода

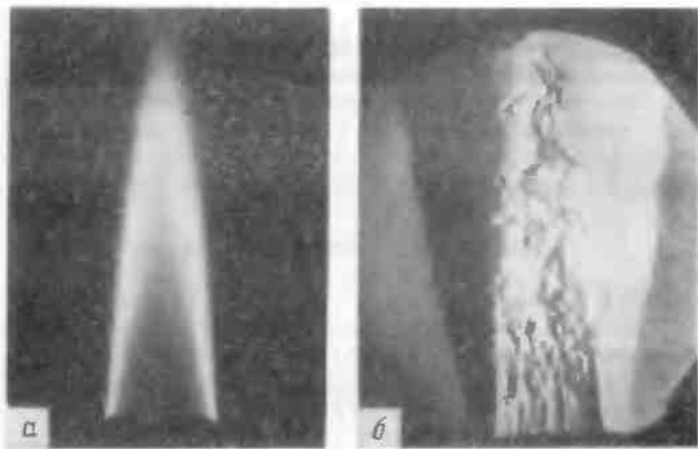


Рис. 6.10. Турбулентное пламя в горелке (Карлович и др.):  
 а — фотография с длительной выдержкой; б — мгновенная фотография.

используют следующий [21], имеющий хорошую повторяемость результатов и, по существу, аналогичный предыдущему методу. В нем для расчетов выбирают поверхность, образованную наиболее темными точками, полученными при разворачивании фотоизображения пламени на негативной фотопленке или фотопластинке посредством фотоэлектрического фотометра. После определения этого усредненного фронта пламени по измерениям объемного расхода определяют скорость горения методом измерения площади фронта пламени. Однако такие измерения определяют среднюю скорость горения. Это происходит из-за турбулентности пламени горелки в турбулентном потоке в радиальном направлении, которая значительно изменяет скорость горения на различных участках пламени. Локальную скорость горения рассчитывают по углу наклона пламени, измеряя наклон усредненного фронта пламени в выбранной точке и локальную усредненную скорость потока в ней [21].

Измерений скорости горения в турбулентных потоках крайне мало, однако среди них есть и измерения в бомбах. Одна из работ выполнена авторами [22] в бомбе, как показано на рис. 6.11. Размер бом-

бы: поперечное сечение внутри — 9 см, длина — 30 см. Бомба имеет с обеих сторон стеклянные окна для фотографирования шпирен-методом. Для создания турбулентности в газовой смеси внутри бомбы есть подвижная перегородка в виде решетки или металлической сетки. В этой установке сначала производится искровое зажигание невозмущенной смеси, а пламя фотографируется методом фотографирования с вращающимся зеркалом. Одновременно датчиками, рассчитанными на измерение малых давлений, регистрируется ход измерения давления. Пламя диаметром до 6 см имеет сферическую форму. При этом подъем давления составляет до нескольких процентов от начального давления, а скорость распространения пламени почти неизменна. Из этих измерений определяется зависимость объема продуктов сгорания от давления. Затем в следующем эксперименте с определенной скоростью перемещается перегородка и одновременно с созданием в газовой смеси турбулентности производится искровое зажигание. Измеряется зависимость давления от времени. Фронт пламени при этом уже не является гладким и в целом теряет сферичность. Из результатов этих и предыдущих измерений определяют зависимость объема продуктов сгорания от времени в процессе горения в турбулентных потоках. При этом, если рассчитывать диаметр фронта пламени, предполагая его сферическим и охватывающим объем, занимаемый продуктами сгорания, то можно определить зависимость пути перемещения пламени от времени, а из нее и скорость распространения пламени. По скорости распространения пламени определяется

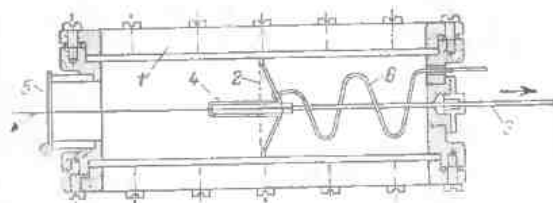


Рис. 6.11. Схема установки для измерения скорости турбулентного горения в бомбе с созданием турбулентности (Кумагаи, Кимура):  
 1 — стеклянное окно; 2 — перегородка; 3 — шток; 4 — искровой промежуток; 5 — выпускная крышка; 6 — высоковольтный кабель.

скорость горения следующим способом. Определяют объем, который занимало бы сферическое пламя, например, диаметром 6 см при исходных условиях. Этот объем рассчитывается из условия адиабатичности расширения исходной газовой смеси до исходного давления. А затем скорость горения получают умножением скорости распространения пламени на отношение реального и расчетного объемов.

### Литература

1. *Michelson W.*: Ann. Physik, 37, 1 (1889).
2. *Smith F. A., Pickering S. F.*: J. Research Bur. Standards, 17, 7 (1936).
3. *Harris M. E., Grumer J., von Elbe G., Lewis B.*: Third Symposium on Combustion and Flame and Explosion Phenomena, p. 80, Williams and Wilkins, Baltimore, 1949.
4. *Lewis B., von Elbe G.*: J. Chem. Phys., 11, 75 (1943).
5. *Andersen J. W., Fein R. S.*: J. Chem. Phys., 17, 1268 (1949).
6. *Gouy G.*: Ann. chim. Phys., [5] 18, 27 (1879).
7. *Ubbelohde L., Dommer O.*: J. Gasbeleuch., 57, 733, 757, 781, 805 (1914).
8. *Bunte K., Litterscheidt W.*: Gas- u. Wasserfach, 73, 837, 871, 890 (1930).
9. *Dery R. J.*, цитируется в работе [3].
10. *Andersen J. W., Fein R. S.*: J. Chem. Phys., 18, 441 (1950).
11. *Powling J.*: Fuel, 28, 25 (1949).
12. *Cullen R. E.*: Trans ASME, 75, 43 (1953).
13. *Badin E. J., Stuart J. G., Pease R. N.*: J. Chem. Phys., 17, 314 (1949).
14. *Stevens F. W.*: NACA TR, Nos. 176, 280, 305, 337, 372 (1923—1930). J. Am. Chem. Soc., 50, 3244 (1928).
15. *Fiock E. F., Roeder C. H.*: NACA TR, No. 553 (1936).
16. *Price T. W., Potter J. H.*: Trans. ASME, 75, 91 (1953).
17. *Fiock E. F., Marvin C. F., Caldwell F. R., Roeder C. H.*: NACA TR, No. 682 (1940).
18. *Lewis B., von Elbe G.*: J. Chem. Phys., 2, 283 (1934).
19. *Lewis B., von Elbe G.*: Combustion, Flames and Explosions of Gases, p. 475—479, Academic Press, New York, 1951.
20. *Williams D. T., Bollinger L. M.*: Third Symposium on Combustion and Flame and Explosion Phenomena, p. 176, Williams and Wilkins, Baltimore, 1949.
21. *Karlovitz B., Denniston Jr. D. W., Wells F. E.*: J. Chem. Phys., 19, 541 (1951).
22. *Kumagai S., Kimura I.*: Fourth Symposium (International) on Combustion, p. 667, Williams and Wilkins, Baltimore, 1953.

### 7.1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ

Если фронт пламени в волне горения сильно искривлен или если рядом с фронтом пламени находятся тела, поглощающие тепло, то анализ процесса горения оказывается очень сложным. Поэтому в первом приближении пренебрегают указанными эффектами и рассматривают одномерное распространение так называемого плоского адиабатического пламени\*. Во введении уже говорилось о том, что распространение пламени сопровождается передачей тепла от продуктов сгорания к несгоревшему газу через фронт пламени. При этом в зоне горения по мере развития реакции изменяются концентрации реагентов и продуктов реакции и возникают градиенты концентраций, которые вызывают диффузию этих веществ. Важнейшими факторами реакций горения наряду с температурой является концентрация активных радикалов, поэтому было бы не совсем правильно при анализе процесса горения рассматривать лишь передачу тепла во фронте пламени. Тем не менее в целях упрощения анализа поначалу можно не учитывать диффузию. Другое упрощение связано с тем, что, как уже указывалось ранее, разность давлений перед фронтом пламени и за фронтом пламени мала и ею также можно пренебречь.

Рассмотрим распределение температуры  $T$  вдоль пространственной координаты  $x$ , связанной с фронтом пламени (направление распространения пламени совпадает с отрицательной полуосью). Это распределение

\* Такие условия устанавливаются на участке сферической волны горения, удаленной на достаточно большое расстояние от источника зажигания.



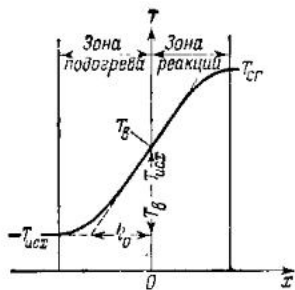


Рис. 7.1. Распределение температуры во фронте ламинарного пламени.

в схематическом виде приведено на рис. 7.1. Исходный газ, который имеет температуру  $T_{исх}$ , движется навстречу пламени в направлении оси  $x$ . Когда вблизи фронта пламени достигается температура воспламенения  $T_в$ , то в газе начинается экзотермическая реакция; когда реакция заканчивается, температура становится равной температуре сгоревшего газа  $T_{ср}$ . Поток тепла движется в направлении градиента температуры: от  $T_{ср}$  к  $T_{исх}$ , т. е. в направлении, противоположном потоку газа.

Если точку, в которой  $T = T_в$ , принять за начало отсчета на оси  $x$ , то по величине потока газа, проходящего через единичную площадь поперечного сечения, можно определить количество тепла, которое получает несгоревший газ за единицу времени:

$$H_в = S \rho_{исх} C_p (T_в - T_{исх}) \quad (7.1)$$

где  $S$  — скорость горения;  $\rho_{исх}$  — плотность исходного газа;  $C_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении.

Это тепло подводится от сгоревшего газа за счет теплопроводности.

Поэтому

$$H_в = \mu (dT/dx)_{x=0} \quad (7.2)$$

где  $\mu$  — коэффициент теплопроводности.

Если предположить, что величина  $(dT/dx)_{x=0}$  примерно прямо пропорциональна  $T_{ср} - T_в$ , то

$$H_в = \mu (T_{ср} - T_в) \frac{1}{x_{ср}} \quad (7.3)$$

где  $x_{ср}$  — толщина зоны реакции, которая простирается от  $T_в$  до  $T_{ср}$  и зависит от скорости реакции.

Комбинируя (7.1) и (7.3), получим

$$S = \frac{\mu}{\rho_{исх} C_p} \cdot \frac{T_{ср} - T_в}{T_в - T_{исх}} \cdot \frac{1}{x_{ср}} \quad (7.4)$$

Последнее выражение известно как формула Малляра — Ле Шателье [1], по имени ученых, впервые получивших эту формулу. Вообще говоря, коэффициент теплопроводности и удельная теплоемкость при постоянном давлении, которые входят в формулу (7.4), зависят от температуры. Здесь для этих параметров будем использовать значения, усредненные по температуре.

В формулу Малляра — Ле Шателье входит температура воспламенения и ширина зоны реакции, которые неизвестны. Поэтому формула для расчета скорости распространения пламени непригодна. Однако с ее помощью легко удается объяснить многие важные эффекты.

**Пределы горения.** При переходе к достаточно бедным или богатым горючим смесям температура  $T_{ср}$ , входящая в формулу (7.4), снижается. О значении  $T_в$  нельзя сказать что-либо определенное, по тем не менее, очевидно, что при значительном отклонении от стехиометрии в любую сторону разность  $(T_{ср} - T_в)$  будет стремиться к нулю и, следовательно, скорость горения также будет стремиться к нулю. В результате достигнутся пределы горения, о существовании которых хорошо известно из опыта.

Для кислородных и воздушных смесей соотношение компонентов на верхнем пределе значительно различается, а на нижнем пределе различие весьма невелико. Этот факт объясняется тем, что для бедных смесей при замене азота кислородом ни  $C_p$ , ни  $T_{ср}$ , ни  $\mu$  почти не изменяются. То же самое можно сказать и относительно  $T_в$  и  $x_{ср}$ , которые связаны с химической реакцией. Следовательно, для кислородных и воздушных смесей связь между скоростью горения и соотношением компонентов для бедных смесей различается слабо, и соотношение компонентов на нижнем пределе оказывается примерно одинаковым.

**Смеси, имеющие максимальную скорость горения.** Вблизи стехиометрического состава  $T_в$  изменяется не слишком сильно, поэтому отношение  $(T_{ср} - T_в) : (T_в - T_{исх})$  должно возрастать при увеличении  $T_{ср}$ . В то же время  $x_{ср}$ , по-видимому, уменьшается при увеличении  $T_{ср}$ , таким образом, скорость горения оказывается максимальной при таком соотношении ком-

понтентов, когда температура пламени максимальна. Обычно это соотношение не совпадает со стехиометрическим, а несколько сдвинуто в сторону богатых смесей. Существование смесей, имеющих максимальную скорость горения, хорошо известно из опыта.

**Теплофизические свойства горючей смеси.** Интересно определить влияние теплофизических свойств горючей смеси на скорость горения. В формулу (7.4) входят два параметра:  $C_p$  и  $\mu$ . Чтобы определить их влияние, заменяли азот, содержащийся в воздухе, на другой инертный газ. Так как азот является двухатомным газом, то его пробовали заменять на трехатомные и одноатомные газы. При замене азота на трехатомный диоксид углерода  $C_p$  возрастает, а  $\mu$  уменьшается. Поэтому скорость горения должна понизиться. При замене азота на одноатомный газ аргон уменьшается  $C_p$ , поэтому скорость горения должна возрасти. Если вместо аргона использовать гелий, то  $C_p$  не изменится, но возрастает  $\mu$ , и поэтому скорость горения, скорее всего, должна увеличиться. Все эти выводы теории подтверждаются экспериментально [2, 3]. Таким образом, формула (7.4) оказывается полезной по крайней мере для качественного объяснения наблюдаемых закономерностей\*.

Формула Малляра — Ле Шателье была получена из простых соотношений. Она является одной из формул для скорости горения, но ничего не говорит о состоянии газа перед фронтом пламени и за фронтом пламени. Поэтому требуется продолжить общий анализ.

Изменение температуры  $\mu$ , следовательно, теплосохранения в произвольном объеме при стационарном состоянии равно нулю. Поэтому

$$\frac{d}{dx} \left( \mu \frac{dT}{dx} \right) - \dot{m} \frac{d}{dx} (C_p T) + \dot{q} = 0 \quad (7.5)$$

где  $\dot{m}$  — массовая скорость горения, равная произведению  $S_{\text{исх}}$ .

Первый член в левой части формулы (7.5) дает изменение количества тепла за счет теплопроводности.

\* В последнем примере с гелием и аргонном измерениями не обнаружено увеличения скорости горения, вопреки ожидаемому эффекту за счет увеличения  $\mu$ .

сти, второй член — за счет потока массы газа, третий член — за счет химической реакции, причем все величины количества тепла нужно брать в расчете на единичный объем. Коэффициент теплопроводности  $\mu$  и удельная теплоемкость при постоянном давлении  $C_p$  являются функциями температуры  $T$  и, следовательно, координаты  $x$ . Если принять, что они постоянны, то уравнение несколько упрощается:

$$\mu \frac{d^2 T}{dx^2} - S_{\text{исх}} C_p \frac{dT}{dx} + \dot{q} = 0 \quad (7.6)$$

При  $x < 0$   $\dot{q} = 0$ . Интегрируя (7.6) с граничными условиями: при  $x = -\infty$   $T = T_{\text{исх}}$ , при  $x = 0$   $T = T_{\text{в}}$ , получим

$$T - T_{\text{исх}} = (T_{\text{в}} - T_{\text{исх}}) \exp\left(\frac{S_{\text{исх}} C_p x}{\mu}\right) \quad (7.7)$$

Дифференцирование формулы (7.7) дает

$$\frac{dT}{dx} = \frac{S_{\text{исх}} C_p}{\mu} (T_{\text{в}} - T_{\text{исх}}) \exp\left(\frac{S_{\text{исх}} C_p x}{\mu}\right) \quad (7.8)$$

Отсюда

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_{x=0} = \frac{S_{\text{исх}} C_p}{\mu} (T_{\text{в}} - T_{\text{исх}}) \quad (7.9)$$

Если принять, что

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_{x=0} = \frac{T_{\text{сг}} - T_{\text{в}}}{x_{\text{сг}}} \quad (7.10)$$

то получится формула, идентичная (7.4):

$$S = \frac{\mu}{S_{\text{исх}} C_p} \cdot \frac{T_{\text{сг}} - T_{\text{в}}}{T_{\text{в}} - T_{\text{исх}}} \cdot \frac{1}{x_{\text{сг}}}$$

Если в интервале  $x$  от 0 до  $x_{\text{сг}}$  положить  $dT/dx = \text{const}$ , то  $d^2 T/dx^2 = 0$ , и из формул (7.6) и (7.9) можно получить следующее выражение:

$$S^2 = \frac{\mu}{\rho_{\text{исх}}^2 C_p^2} \cdot \frac{1}{T_{\text{в}} - T_{\text{исх}}} \dot{q} \quad (7.11)$$

Введем скорость реакции  $f$ , которую определим как массу, которая реагирует в единицу времени в единице объема. Тогда

$$\dot{q} = f C_p (T_{\text{сг}} - T_{\text{исх}}) \quad (7.12)$$

следовательно

$$S^2 = \frac{\mu}{\rho_{исх}^2 C_p} \frac{T_{сг} - T_{исх}}{T_{в} - T_{исх}} f \quad (7.13)$$

Подобно  $\dot{q}$ ,  $f$  также имеет смысл величины, усредненной по зоне реакции.

Формула (7.13) — еще одно выражение для скорости горения. В отличие от формулы Малляра — Ле Шателье она не включает толщину зоны реакции, но вместо нее входит средняя скорость реакции, которая также неизвестна. Следовательно, новая формула по смыслу существенно не отличается от формулы Малляра — Ле Шателье. Формула (7.13) не связана с кинетикой конкретной реакции, она просто свидетельствует о том, что скорость горения прямо пропорциональна корню квадратному из средней скорости реакции.

**Зона подогрева.** Формула (7.7) дает распределение температуры в интервале  $-\infty < x \leq 0$ , т. е. в негоревшем газе. Согласно этой формуле, температура экспоненциально повышается в направлении от негоревшего газа к фронту пламени. Рассмотрим элемент массы горючей смеси, примыкающей слева к фронту пламени, как показано на рис. 7.1. Количество тепла, которое получает этот элемент за счет теплопроводности от соседнего элемента, расположенного вниз по потоку и имеющего более высокую температуру, превышает количество тепла, которое элемент теряет на нагрев других элементов, расположенных вверх по потоку и имеющих более низкую температуру. Следовательно, температура этого элемента горючей смеси повышается, несмотря на отсутствие реакции. Область, в которой температура смеси повышается от  $T_{исх}$  до  $T_{в}$  вследствие теплопроводности, называется зоной подогрева. Теоретически зона подогрева простирается от  $x = 0$  до  $x = -\infty$ . Однако, как показано на рис. 7.1, повышение температуры можно реально заметить лишь в пределах сравнительно узкого интервала. В качестве толщины зоны подогрева обычно используют расстояние  $\delta_n$ , отсчитываемое от точки, в которой температура повысилась на 1%:

$$\frac{T - T_{исх}}{T_{в} - T_{исх}} = \frac{1}{100}$$

Подставляя это выражение в формулу (7.7), получим

$$-2 = \frac{S \rho_{исх} C_p (-\delta_n)}{\mu} \lg e$$

Отсюда

$$\delta_n = \frac{4,6\mu}{S \rho_{исх} C_p} \quad (7.14)$$

Таким образом, толщина зоны подогрева изменяется обратно пропорционально скорости горения. Если подставить в формулу реальное числовое значение, то окажется, что при  $S \approx 1$  м/с  $\delta_n$  составляет 0,1 мм. Иногда в качестве толщины зоны подогрева используют величину  $\eta_0$ , определяемую следующим образом:

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_{x=0} = \frac{T_{в} - T_{исх}}{\eta_0} \quad (7.15)$$

Используя формулу (7.9), получим

$$\eta_0 = \frac{\mu}{S \rho_{исх} C_p} \quad (7.16)$$

Следовательно, имеет место связь  $\delta_n = 4,6 \eta_0$ .

**Зона реакции.** Когда элемент горючей смеси достигает точки  $x = 0$ , его температура становится равной  $T_{в}$ . В этой точке начинается тепловыделение, связанное с химической реакцией, по завершении реакции температура элемента достигает конечной температуры  $T_{сг}$ . Эта область называется зоной реакции. Из-за того, что при  $x = 0$  распределение температуры в зоне реакции сопрягается с распределением температуры в зоне подогрева, градиент температуры со стороны зоны реакции в этой точке также выражается формулой, аналогичной формуле (7.9):

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_{x=0} = \frac{S \rho_{исх} C_p}{\mu} (T_{в} - T_{исх}) = \text{const} \quad (7.17)$$

В результате в этой точке  $(d^2T/dx^2)_{x=0} = 0$ , а так как  $T$  близка к  $T_{сг}$ , то, следовательно, точка  $(0, T_{в})$  есть точка перегиба. При  $x > 0$  температурная кривая обращена выпуклостью вниз. По мере удаления элемента горючей смеси вправо от фронта пламени, количество тепла, которое этот элемент получает за счет теплопроводности от соседних элементов, распо-

ложенных вниз по потоку и имеющих более высокую температуру, меньше того количества тепла, которое он теряет на прогрев элементов, расположенных вверх по потоку и имеющих более низкую температуру. Эта разность компенсируется тепловыделением за счет реакции, поэтому температура продолжает расти. Теоретически зона реакции простирается от  $x = 0$  до  $x = \infty$ , однако фактически конечная температура достигается на очень коротком расстоянии. В качестве толщины зоны реакции примем величину  $x_{сг}$ , которая была определена выше формулой (7.3). Используя формулу (7.4), получим

$$x_{сг} = \frac{\mu}{S\rho_{исх}C_P} \cdot \frac{T_{сг} - T_n}{T_b - T_{исх}} \quad (7.18)$$

Поскольку очевидно, что величина  $x_{сг}$  довольно приближенно характеризует толщину зоны реакции, введем другое определение толщины зоны реакции согласно следующей формуле:

$$\delta_p = \frac{R\mu}{S\rho_{исх}C_P} \cdot \frac{T_{сг} - T_b}{T_b - T_{исх}} \quad (7.19)$$

где  $R$  — коэффициент, несколько больший единицы.

Как видно из полученной формулы, толщина зоны реакции также изменяется обратно пропорционально скорости горения.

Таким образом, на основании изложенных результатов приходим к выводу, что толщина фронта пламени может быть представлена как сумма  $\delta_n + \delta_p$  и, следовательно, изменяется обратно пропорционально скорости горения. За исключением некоторых особых случаев, в частности, водородных смесей, фронт пламени большинства углеводородных смесей образует довольно яркую зону свечения, которую можно зарегистрировать с помощью фотографии. Свечение фронта пламени имеет химическую природу, является результатом активированного химического превращения вещества и определяется радикалами  $C_2$ ,  $CN$  и  $HSO$ . Задержка излучения, создаваемого атомами или радикалами пламени в видимой или УФ-области, составляет  $10^{-8}$ — $10^{-6}$  с; она существенно меньше того

ТАБЛИЦА 7.1

Корреляция между скоростью горения, толщиной зоны свечения [эксперимент] и толщиной зоны подогрева [расчет] стехиометрические смеси, давление 1 кгс/см<sup>2</sup> [Гейдон, Вольфгард]

Горючая смесь	$S$ , см/с	$\delta_{св}$ , см	$\delta_n$ , см
Ацетилен + хлород	800	0,0021	0,0034
Ацетилен + воздух	150	0,0065	0,018
Ацетилен + аргон + воздух	240	0,0045	0,011
Бутан + воздух	40	0,2	0,07

времени, в течение которого излучение проходит сквозь зону реакции. Поэтому, можно считать [4], что толщина зоны свечения  $\delta_{св}$  примерно соответствует толщине зоны реакции. В табл. 7.1 приведены некоторые экспериментальные данные по толщинам отдельных зон. Хорошо видно, что  $\delta_{св}$  уменьшается по мере уменьшения скорости горения.

**Температура воспламенения.** Рассмотрим теперь температуру воспламенения  $T_b$ . Она была введена как температура, при которой начинается экзотермическая реакция. Реально такая температура не существует, но введение ее упрощает анализ. Вообще говоря, температура воспламенения не является полной абстракцией: ее можно рассматривать как температуру, при которой экзотермическая реакция имеет столь высокую скорость, что эффектом выделения тепла уже нельзя пренебречь. Такое определение позволяет установить  $T_b$  в довольно узком температурном интервале. Таким образом, проблема состоит не столько в числовом значении температуры воспламенения, сколько в ее четком определении. Нередко  $T_b$  путают с температурой, при которой происходит самовоспламенение, либо прямо отождествляют с ней.

Согласно представлениям, изложенным в разделе 1.8, температура, при которой происходит самовоспламенение, не является в принципе константой газовой смеси, а есть функция времени (задержки воспламенения). Если предположить, что  $T_b$  есть температу-

ра самовоспламенения, то в силу того, что в зоне подогрева элемент массы газа испытывает действие повышенной температуры в течение очень короткого времени, химическая реакция должна начаться не раньше, чем температура достигнет примерно 2000 К [5]. Однако экспериментальные факты [6, 7] свидетельствуют о том, что на самом деле во фронте пламени  $T_b$  в указанном выше смысле составляет не более 1000 °С. Следовательно, предположение о том, что  $T_b$  есть температура самовоспламенения, является неверным.

Кроме того, при самовоспламенении в объеме негоревшей газовой смеси возникают очаги, в которых происходит самоускоряющееся развитие цепной реакции, приводящее к воспламенению смеси. В ходе этого процесса некоторые вещества действуют как катализаторы, и добавка этих веществ в небольших количествах оказывает значительное влияние на температуру воспламенения и задержку воспламенения. Однако подобные вещества, например, вещества, способствующие развитию детонации в углеводородных топливах (положительные катализаторы) и антидетонационные присадки (отрицательные катализаторы или ингибиторы), не вызывают изменения скорости горения (табл. 7.3, с 145) [8]. Уже на основании этого факта можно прийти к заключению, что  $T_b$  по своей природе отличается от температуры самовоспламенения. Причиной, по которой в слое газовой смеси, примыкающей к фронту пламени, начинается реакция, по-видимому, является диффузия активных молекул, содержащихся в продуктах горения или в зоне реакции. Итак, температура воспламенения во фронте пламени  $T_b$  не связана с температурой самовоспламенения.

Разность давлений перед фронтом и за фронтом пламени. Скорость ламинарного пламени составляет несколько метров в секунду, число Маха волны горения (отношение этой скорости к скорости звука) мало, и поэтому газ можно рассматривать как несжимаемый. Если обозначить плотность газа через  $\rho$ , а скорость через  $W$ , то, как видно из рис. 7.1, изменение количества движения в направлении  $x$ , приходящееся на единичный объем, будет равно  $\rho W dW/dx$ . Эта вели-

чина равна градиенту давления  $-dP/dx$ , следовательно

$$-dP = \rho W dW \quad (7.20)$$

Так как поток массы постоянен, то  $\rho W = \rho_{исх} S$ , поэтому

$$-dP = \rho_{исх} S dW \quad (7.21)$$

Интегрируя уравнение (7.21) по фронту пламени от границы негоревшего (исходного) газа (исх) до границы сгоревшего газа (сг), получим:

$$P_{исх} - P_{сг} = \rho_{исх} S (S_{сг} - S) \quad (7.22)$$

где  $S_{сг}$  — скорость распространения пламени относительно сгоревшего газа. Используя равенство  $\rho_{исх} S = \rho_{сг} S_{сг}$ , можно привести формулу (7.22) к следующему виду:

$$P_{исх} - P_{сг} = \rho_{исх} S^2 (\rho_{исх}/\rho_{сг} - 1) \quad (7.23)$$

Формула (7.23) позволяет определить разность давлений перед фронтом и за фронтом пламени. Например, скорость горения метано-воздушной смеси при нормальном атмосферном давлении составляет несколько десятков см в секунду, тогда  $P_{исх} - P_{сг}$  по порядку величины равна 0,01 мм рт. ст. Даже в случае быстро горящих ацетилен-кислородных смесей, скорость горения которых составляет несколько сотен см в секунду, разность давлений не превышает 1 мм рт. ст., — это составляет менее 1% от внешнего давления. Именно по этой причине давление во фронте пламени фактически можно считать постоянным\*.

## 7.2. ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ НА СКОРОСТЬ ЛАМИНАРНОГО ГОРЕНИЯ

### 7.2.1. Зависимость от начальной температуры

При увеличении начальной температуры скорость ламинарного горения  $S$  обычно возрастает несколько сильнее прямо пропорциональной зависимости. Типичный пример такой зависимости показан на рис. 7.2

\* Тем не менее разность давлений во фронте пламени является одной из причин, вызывающих изменение характера течения в волне горения.

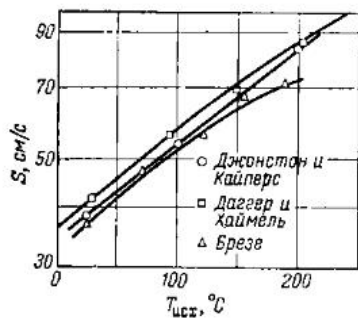


Рис. 7.2. Зависимость скорости горения пропан-воздушной смеси от начальной температуры (смесь с максимальной скоростью горения; давление 1 кгс/см<sup>2</sup>) (Джонстон, Кайперс).

для случая пропан-воздушной смеси с максимальной скоростью горения. Даггер [9] для определения скорости горения использовал метод измерения площади внешнего контура пламени по фотографиям пламени на простой бунзеновской горелке. Результаты измерения представлены в виде формулы  $S = b + ct^2$ , где  $t$  — начальная температура в °C, а  $b$  и  $c$  — константы.

Опыты Брезе [10] были выполнены по методу измерения угла наклона пламени на бунзеновской горелке. Полученные результаты соответствуют линейной зависимости скорости горения от начальной температуры. В опытах Джонстона [11] скорость горения определялась по методу измерения угла наклона конуса пламени на сопловой горелке. Результат измерения экстраполировался к  $(uD)^{-1} = 0$  для получения истинного значения скорости горения ( $u$  — скорость течения;  $D$  — диаметр сопла). Таким образом, исключается погрешность, возникающая из-за влияния пограничного слоя и охлаждения на срезе сопла. Результаты измерений Джонстона описываются следующей зависимостью:  $S = a \exp[m(t - t_0)]$ , где  $a$  и  $m$  — константы, причем  $a$  имеет смысл скорости горения при начальной температуре  $t_0$ .

Несмотря на то что методы измерения и экспериментальные результаты по температурной зависимости скорости горения оказались различными, числовые значения самой скорости горения в изученном интервале температур различаются довольно мало.

Причины, вызывающие изменение скорости горения под действием начальной температуры, по-видимому, в основном имеют тепловой характер. Действительно, скорость реакции, которая входит в формулы (7.4) или (7.13), не постоянна и изменяется вдоль оси  $x$ . Скорость реакции в некоторой точке, очевидно,

определяется температурой и концентрацией реагентов в этой точке, причем максимальное значение скорости реакции принимает в точке, которая лежит между  $T_{сг}$  и  $T_{исх}$ . Если  $T_{исх}$  не очень высока, то скорость реакции при температуре  $T_{исх}$  близка к нулю. Поэтому трудно предположить, что  $T_{исх}$  оказывает какое-либо заметное влияние на скорость реакции даже при самых высоких, а тем более при средних значениях  $T_{исх}$ . По мере увеличения  $T_{исх}$  возрастает  $T_{сг}$ , хотя и в меньшей степени, чем  $T_{исх}$ , что связано с увеличенным удельной теплоемкости при больших температурах и с термической диссоциацией. Величина  $T_{в}$ , как уже обсуждалось ранее, является в некоторой степени неопределенной. Несмотря на это можно утверждать, что при увеличении  $T_{исх}$  возрастают величины  $(T_{сг} - T_{в}) / (T_{в} - T_{исх})$  и  $(T_{сг} - T_{исх}) / (T_{в} - T_{исх})$ . Далее, несмотря на возрастание  $C_p$  при больших температурах, при увеличении  $T_{исх}$  величины  $(T_{сг} - T_{в}) / C_p(T_{в} - T_{исх})$  и  $(T_{сг} - T_{исх}) / C_p(T_{в} - T_{исх})$  также возрастают при любых возможных значениях  $T_{в}$ .

Величина  $\rho_{исх}$  изменяется обратно пропорционально  $T_{исх}$ . Учитывая все эти зависимости и допуская даже, что величины  $\mu(T_{сг} - T_{в}) / C_p(T_{в} - T_{исх})$  и  $\mu(T_{сг} - T_{исх}) / C_p(T_{в} - T_{исх})$  остаются постоянными, получим, что  $S$  увеличивается прямо пропорционально  $T_{исх}$ . Зависимость, которая наблюдается на опыте, близка к прямо пропорциональной.

## 7.2.2. Зависимость от состава смеси

Ранее уже отмечалось, что между скоростью горения и соотношением компонентов смеси существует следующая связь: скорость горения обращается в нуль на обоих пределах горения, а внутри этого интервала при некотором составе смеси скорость имеет максимальное значение, причем этот состав смеси примерно соответствует тому, при котором оказывается максимальной температура пламени. Причиной этого соответствия является тесная связь между скоростью горения и температурой пламени. Примеры этой связи, приведенные на рис. 7.3 [12, 13], получены для композиций горючих веществ, указанных на рисунке, с кис-

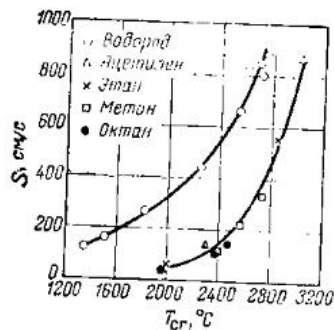


Рис. 7.3. Зависимость скорости горения от температуры пламени (Бартоломе и др., Вольфгард и др.).

связью горения и температурой пламени выполняется корреляция, приведенная на рис. 7.3.

### 7.2.3. Зависимость от давления

Формулы (7.4) и (7.13) не позволяют предсказать связь скорости горения с давлением. Это объясняется тем, что изменение давления непосредственно влияет на концентрацию реагентов, от которой зависит скорость реакции. Следовательно, изменение скорости горения под действием изменения давления определяется порядком реакции.

В данной книге нет возможности глубоко выикнуть в теорию скорости горения. Поэтому ограничимся лишь видом зависимостей скорости горения от давления, которые могут быть выведены на основании теории горения. Результаты приведены в табл. 7.2 [14].

Попытки экспериментально определить зависимость скорости горения от давления предпринимались для кислородных и воздушных смесей различных горючих с использованием разных методов измерения скорости горения [15]. Некоторые из этих методов дают сомнительные результаты, особенно для низких скоростей горения из-за теплотер, вызванных электризацией и охлаждением на срезе горелки, проявляющихся тем сильнее, чем ниже давление. Тем не менее были получены следующие общие закономерности.

ТАБЛИЦА 7.2

Влияние давления  $P$  на скорость горения  $S$  (Эгертон и Сен)

Авторы	Порядок реакции		
	I	II	III
Круссар, Жуге и Дашель	$p^0$	$p^{-1/2}$	
Зельдович и Франк-Каменецкий	$p^{-1/2}$	$p^0$	
Семенов	$p^{-1/2}$	$p^0$	
Бояс и Корнер		$p^0$	
Корнер	$p^{-1/2}$	$p^0$	
Танфорд и Пиз			$p^{-1/4}$
Гейдон и Вольфгард			$p^0$

Обозначим скорости горения при давлениях  $P_a$  и  $P_b$  соответственно как  $S_a$  и  $S_b$ . Тогда можно составить следующее выражение:

$$\frac{S_a}{S_b} = \left( \frac{P_a}{P_b} \right)^n$$

Для большинства горючих смесей показатель  $n$  является функцией самой скорости горения. В интервале  $S = 50 \div 100$  см/с,  $n$  равно 0, при дальнейшем увеличении  $S$  величина  $n$  возрастает и при скорости горения 800 см/с составляет 0,25. При скоростях горения менее 50—100 см/с  $n$  уменьшается, при  $S = 25$  см/с составляет  $-0,25$ . В целом, зависимость скорости горения от давления либо практически отсутствует, либо является очень слабой. Так, для обычных углеводород-воздушных смесей  $n$  практически всегда меньше нуля, за исключением ацетилен, обладающего сравнительно высокой температурой горения: в этом случае  $n$  либо равно нулю, либо несколько меньше нуля. Для кислородных смесей, обладающих высокой температурой горения, показатель скорости горения по давлению выше нуля.

### 7.2.4. Влияние влажности и добавок

Вводя различные добавки в индивидуальное горючее или в горючую смесь, можно увеличивать или уменьшать скорости горения. Большинство добавок либо изменяют физические свойства смеси, например

теплопроводность, либо сами являются горючим или окислителем. Таким образом, можно считать, что в результате введения добавки смесь обычно приобретает совершенно новые свойства. Особенно эффективно действуют такие ингибиторы горения как тетрахлорид углерода и метилбромид.

В качестве примера особенно значительного увеличения скорости горения под действием очень малой добавки можно привести хорошо известное влияние влаги на горение оксида углерода. На рис. 7.4 приведены зависимости между максимальной скоростью горения, измеренной в процессе распространения сферического пламени в замкнутом сосуде, и содержанием воды в смеси  $\text{CO}-\text{O}_2$  [16]. Согласно другому источнику [17], влажность 0,23% вызывает рост скорости горения этой смеси от 100 см/с до 780 см/с. Реакция окисления оксида углерода ускоряется в результате каталитического действия паров воды или водорода. Известно, что в отсутствие этих реагентов реакция хотя и не прекращается, но идет очень медленно. Поэтому скорость горения или скорость распространения пламени в смесях  $\text{CO}-\text{O}_2$  должна существенно возрастать в присутствии паров воды.

Рассмотрим теперь механизм влияния катализаторов на скорость горения. Катализаторы, присутствуя в малых количествах в горючей смеси, изменяют скорость реакции, но не влияют на химическое равновесие. Поскольку содержание катализатора в смеси мало, то он обычно не влияет существенным образом на физические свойства смеси, в частности, на теплофизические

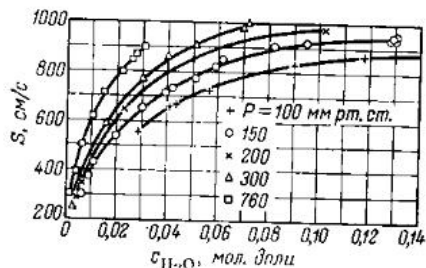


Рис. 7.4. Влияние паров воды (влажности) на скорость горения стехиометрической смеси  $\text{CO}-\text{O}_2$  (Фнок, Кинг).

ТАБЛИЦА 7.3

Влияние антидетонационных присадок и веществ, способствующих детонации, на скорость горения [Заксе и Бартоломе]

Горючее	Тетраэтилсвинц. %	Этилнитрат. %	Скорость горения. см/с
Изооктан	—	—	31,6
	+0,36	—	32,7
Синтетический бензин	—	—	37,2
	+0,12	—	33,6
	+0,36	—	35,7
		+5	34,7

ические параметры. Следовательно, влияние катализатора на скорость горения сводится к влиянию скорости реакции на скорость горения. Для отрицательного катализа (или ингибирования) используют антидетонационные присадки, для положительного катализа — добавки, способствующие детонации. Этой проблеме в мировой научной литературе посвящено множество публикаций [8], один из примеров приведен в табл. 7.3. Видно, что добавка исследуемых веществ фактически не изменяет скорость горения. В других работах почти аналогичные результаты.

Содержание антидетонационных добавок (тетраэтилсвинец, анилин и т. д.) и добавок, способствующих детонации (метилнитрат и т. д.), было достаточным, чтобы вызвать заметное изменение самовоспламеняемости горючих смесей. Исследование механизма явления стука\*, наблюдаемого в двигателях с искровым зажиганием, показало, что оно контролируется скоростью предпламенных цепных реакций, которые предшествуют самовоспламенению. Однако, так как предпламенные реакции не изменяют скорость горения, можно заключить, что скорость горения лимитируется не цепной реакцией, а, как уже упоминалось ранее, быстрой тепловой реакцией, которая инициируется передачей тепла от сгоревшего газа и диффузией актив-

\* Самовоспламенение части несгоревшего газа на стадии распространения пламени.



ных молекул из зоны горения. В качестве примера реакции такого типа рассмотрим реакцию растворения твердого цинка в разбавленной серной кислоте. Допустим, что эта реакция протекает очень быстро, поэтому концентрация серной кислоты на границе контакта с цинком обращается в нуль. Следовательно, для того чтобы растворение цинка продолжалось далее, необходимо, чтобы серная кислота диффундировала из объема к поверхности цинка. Таким образом, здесь скорость растворения лимитируется не скоростью реакции, а скоростью диффузии. Для неравновесных реакций, подобных наблюдающимся при распространении пламени, тоже может иметь место такой эффект, т. е. скорость горения будет лимитироваться скоростью передачи тепла и скоростью диффузии. Противоположный эффект, по-видимому, осуществляется в тех случаях, когда химическая реакция протекает достаточно медленно. Тогда скорость горения лимитируется скоростью реакции.

### 7.2.5. Влияние акустического поля

Влияние акустического поля на распространение пламени, т. е. вопрос о том, как изменится скорость горения при действии акустической волны на фронт пламени, представляет интерес для анализа турбулентных пламен, которые будут рассмотрены ниже. Вопрос этот исследован довольно слабо.

В первых опытах [18] не было обнаружено изменения скорости при воздействии на пламя бузеновской горелки акустической волны в звуковом интервале частот от 5 до 12,5 кГц. При повышении амплитуды волны обнаружили изменение формы фронта пламени и некоторое влияние акустической волны на устойчивость пламени\*. Аналогичный результат был получен и в области ультразвуковых частот в диапазоне до 40 кГц [19].

Кумаган с сотр. [20] в опытах с ультразвуковыми волнами частотой 270 и 500 кГц отчетливо обнаружил эффект увеличения скорости горения. Ультразвуковая волна генерировалась с помощью обычного кварцево-

\* Срыв пламени и проскок пламени в горелку.

го генератора. Образец кристалла кварца имел диаметр 35 мм и толщину, соответствующую частотам 270 и 500 кГц. Первые опыты были выполнены при частоте 270 кГц, затем, для подтверждения эффекта, провели опыты при 500 кГц.

Рис. 7.5 иллюстрирует характер распространения пламени в открытой трубе. Опыты проводили в стеклянной трубке внутренним диаметром 3 см и длиной 25 см, смесь поджигали искрой от открытого конца трубки, противоположный конец трубки был закрыт кристаллом кварца. При изучении структуры фронта пламени методом шлирен-фотографии использовали камеру сгорания квадратного сечения с внутренним размером 3 × 3 см и длиной 25 см; две боковые грани камеры имели смотровые окна. Влияние ультразвуковой волны на распространение пламени отчетливо видно на рис. 7.5. Результаты эксперимента неоспоримо свидетельствуют об ускоряющем действии ультразвука на распространение пламени. При распространении горения в смеси 5% (об.) ацетилена с воздухом в отсутствие ультразвуковой волны фронт пламени плоский, под действием ультразвука пламя заметно турбулизуется. Однако наблюдаемая турбулентность имеет довольно большой масштаб и, по-видимому, не является прямым следствием ультразвуковой волны, которая должна генерировать мелкомасштабную турбулентность с размером вихрей порядка 1 мм. Повысив содержание ацетилена в смеси, можно увеличить скорость горения до такой же величины, как и при воздействии ультразвуком на смесь 5% (об.) ацетилена с воздухом. Однако в этом случае фронт пламени уже не будет плоским. Хорошо известно, что если скорость распространения пламени повышается до некоторого уровня, то пламя само становится турбулентным. По-

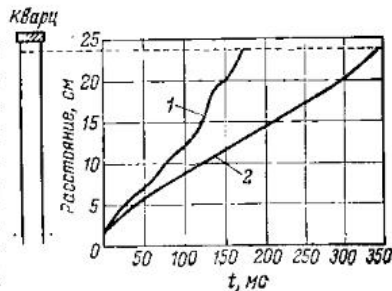


Рис. 7.5. Влияние ультразвука на распространение пламени (смесь 5% (об.) ацетилена с воздухом; частота 270 кГц) (Кумаган, Сакаи, Кимура):

1 — с ультразвуком; 2 — без ультразвука.

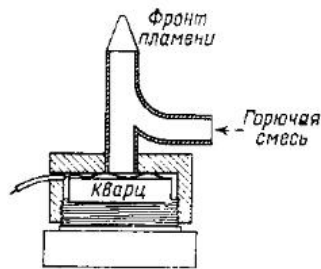


Рис. 7.6. Схема установки по изучению влияния ультразвука на скорость горения в пламени бунзеновской горелки (Кумагаи, Сакаи, Кимура).

этому естественно предположить, что и ускорение пламени под действием ультразвука, и увеличение скорости горения вызывают турбулизацию фронта пламени, а сами ультразвуковые волны, ускоряющие пламя, непосредственно не приводят к деформации и искривлению фронта пламени. Подтверждением этого служат фотографии, которые показывают, что фронт пламени ускоряется, оставаясь плос-

ким, а также специальные опыты на горелке, которые рассмотрены ниже.

На рис. 7.6 приведена схема экспериментальной установки, позволяющей воздействовать на пламя бунзеновской горелки ультразвуковыми волнами. Внутренний диаметр трубки горелки равен 6 мм; ультразвуковые волны падают на конус фронта пламени снизу, со стороны потока несгоревшего газа. Были получены фотографии пламени и определена скорость горения по методу измерения площади поверхности пламени. Некоторые результаты опытов приведены в табл. 7.4. Действие ультразвуковых волн вызвало увеличение скорости горения примерно на 14%. При этом фронт пламени независимо от наличия или от отсутствия ультразвука оставался ровным. Этот факт свидетельствует в пользу того, что ускоряющее действие ультразвука на распространение пламени осуществляется подобно действию мелкомасштабных пульсаций, которое будет рассмотрено в следующем параграфе.

При распространении пламени в замкнутом объеме было обнаружено точно такое же ускоряющее действие ультразвука. В этих опытах использовался замкнутый сосуд цилиндрической формы внутренним диаметром 9 см и высотой 3 см. Оба боковых торца сосуда были прозрачными. Смесь поджигали искрой с одного конца диаметра, а с противоположной стороны через отверстие диаметром 12 мм подавали ультразвуковую волну. Следовательно, действие ультразвука

ТАБЛИЦА 7.4

Влияние ультразвука [500 кГц] на пламя бунзеновской горелки  
Смесь 50% (об.) оксида углерода с воздухом  
{Кумагаи, Сакаи, Кимура}

Ультразвук (500 кГц)	Площадь поверхности пламени, см <sup>2</sup>	Расход горючей смеси, см <sup>3</sup> /с	Скорость горения, см/с
Нет	1,02	24,9	24,4
Есть	0,90	24,9	27,7

распространялось лишь на часть поверхности пламени. О характере пламени судили по мгновенным шпирен-фотографиям и записям давления. Результаты измерений подтвердили ускоряющее действие ультразвуковых волн на распространение пламени в данных условиях.

### 7.3. ТУРБУЛЕНТНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ

В тех случаях, когда течение смеси превращается из ламинарного в турбулентное, либо когда течение спокойное, но есть отдельные пульсации, пламя распространяется гораздо быстрее, чем в отсутствие пульсаций. Причем по мере увеличения интенсивности пульсаций пламя ускоряется. Когда нет пульсаций, фронт пламени плоский и тонкий. При наличии пульсаций фронт пламени выгнут и существенно более толстым. Однако мгновенные фотографии пламени (рис. 7.7 [12]) показывают, что на самом деле фронт пламени сильно искривлен, но из-за того, что изогнутые участки пламени перемещаются нерегулярным образом, при визуальном наблюдении и на фотографиях с длительной экспозицией получается гладкая огибающая поверхность. Подобная деформация пламени соответствует случаю, когда масштаб пульсаций много больше толщины фронта пламени. В случае, когда масштаб пульсаций мал по сравнению с толщиной фронта пламени, фронт пламени не деформируется и внешне не отличается от фронта ламинарного пламени. Однако несмотря на искривление и нерегулярные колебания фронта пламени под действием пульсаций, существует огибающая поверхность, которая распро-

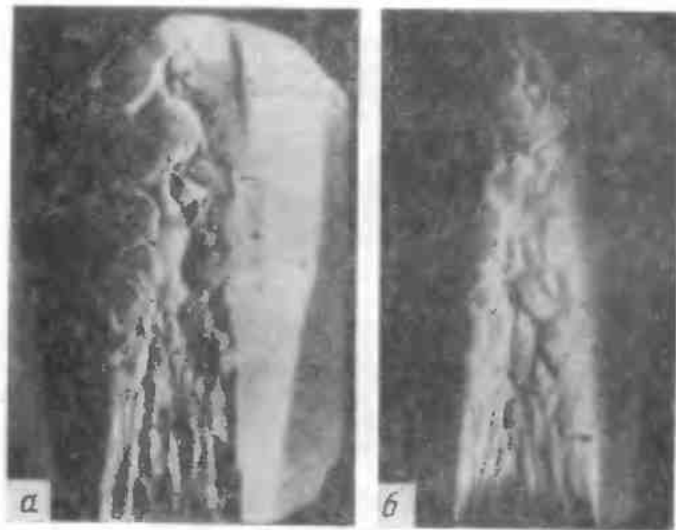


Рис. 7.7. Турбулентное пламя в предварительно перемешанной смеси на бунзеновской горелке (Карлович и др.): а — мгновенная фотография; б — наложение фотографии с длительной экспозицией на мгновенную фотографию.

страняется относительно несгоревшего газа с некоторой средней скоростью. Нормальная составляющая этой скорости называется скоростью горения при наличии пульсаций, или скоростью турбулентного горения. Однако если речь идет о турбулентном распространении пламени, следует иметь в виду, что случай, когда фронт пламени деформируется, и случай, когда фронт пламени не деформируется, оставаясь гладким, принципиально различаются как по скоростям горения, так и по механизмам, вызывающим ускорение пламени. Поэтому нужно рассмотреть отдельно скорость горения при крупномасштабной турбулентности и скорость горения при мелкомасштабной турбулентности.

### 7.3.1. Пламя при мелкомасштабной турбулентности

При мелкомасштабной турбулентности фронт пламени практически не деформируется и остается гладким. Следовательно, при анализе такого пламени мож-

но непосредственно использовать структуру фронта ламинарного пламени. Однако если в ламинарных пламенах тепло от сгоревшего газа к несгоревшему газу передается посредством движения молекул газа, то в турбулентных пламенах происходит дополнительная интенсификация передачи тепла в результате перемешивающего действия пульсаций. По формуле для скорости ламинарного горения, которая была получена выше

$$S \sim \sqrt{\frac{\mu}{c_p \rho}}$$

где  $\mu/c_p \rho$  — коэффициент температуропроводности, по размерности он совпадает с коэффициентом диффузии  $D$  и коэффициентом динамической вязкости  $\nu$  и примерно равен им по величине.

Если ввести длину свободного пробега  $\lambda$  и среднюю скорость движения молекул  $c$ , то тогда коэффициент диффузии в ламинарном потоке можно выразить с помощью следующей формулы:

$$D = \frac{1}{3} \lambda c \quad (7.24)$$

Напротив, коэффициент вихревой диффузии определяется следующим образом:

$$e = l_1 u' \quad (7.25)$$

где  $l_1$  — длина пути вихревого смещения или масштаб пульсации\*;  $u'$  — интенсивность пульсации, которая определяется как  $\sqrt{\overline{u^2}}$  — корень квадратный из средней величины квадрата пульсационной составляющей скорости  $u$ .

При переходе от описания ламинарного пламени к мелкомасштабному турбулентному пламени можно просто ограничиться заменой молекулярной диффузии на вихревую диффузию. Если скорость турбулентного горения обозначить  $S_t$ , а скорость ламинарного горения  $S_n$  взамен  $S$ , то получим следующее выражение:

$$S_t/S_n = \sqrt{e/\nu} \quad (7.26)$$

Согласно экспериментальным данным Никурадзе [22] по турбулентному течению в трубах, в широком диапазоне чисел Рейнольдса  $Re$  и площадей поперечного сечения труб выполняется связь  $e \sim \nu Re$ .

\* См. примечание на с. 157.

Следовательно

$$S_T/S_L \sim \sqrt{Re} \quad (7.27)$$

Этот результат для мелкомасштабных турбулентных пламен впервые был получен Дамкелером [23].

Дамкелер провел эксперимент на бунзеновских горелках трех различных внутренних диаметров: 1,385 мм, 2,18 мм и 2,718 мм для пропан-кислородных смесей с различным соотношением компонентов. Мелкомасштабные пульсации обычно наблюдаются вблизи стенок горелки, где  $l_1$  мало. Вблизи оси трубы мелкомасштабные пульсации возможны, по-видимому, лишь в трубах малого диаметра. Дамкелер для горелок диаметром менее 2 мм в интервале  $2300 < Re < 5000$  получил, что  $S_T/S_L$  изменяется прямо пропорционально  $\sqrt{Re}$ .

### 7.3.2. Пламя при крупномасштабной турбулентности

При крупномасштабной турбулентности Дамкелер нашел [23], что

$$S_T \sim u' \quad (7.28)$$

Этот результат поясняет рис. 7.8, на котором искривленный фронт пламени изображен в виде больших конусов. Каждый конус аналогичен пламени бунзеновской горелки, в нем смесь сгорает со скоростью горения  $S_L$ , которая наблюдается в отсутствие пульсаций. Площадь поверхности каждого конуса прямо пропорциональна  $u'/S_L$ , а  $S_T$  должна быть прямо пропорциональна  $S_L$  и сумме площадей всех конусов. В результате получается зависимость (7.28), т. е.  $S_T$  не зависит от  $S_L$ . Если принять, что масштаб пульсаций постоянен, тогда  $v \sim u'$ , отсюда

$$S_T \sim v \quad (7.29)$$

Поскольку справедливо  $v \sim \sqrt{Re}$ , и для данной смеси  $v = \text{const}$ , то

$$S_T \sim Re \quad (7.30)$$

Таким образом, согласно выводу теории Дамкелера, при крупномасштабных пульсациях турбулентная скорость горения не зависит от скорости ламинарного горения и изменяется прямо пропорционально числу Рейнольдса. Действительно, из эксперимента Дамкелера, о котором говорилось выше, можно видеть, что в интервале  $5000 < Re < 18000$   $S_T$  изменяется прямо пропорционально  $Re$ . Дамкелер дает эту связь в следующем виде:

$$S_T = m Re + n \quad (7.31)$$

Здесь первый член отражает влияние на скорость горения крупномасштабных пульсаций, а второй член — влияние мелкомасштабных пульсаций. Другими словами, при сравнительно малых числах Рейнольдса действие мелкомасштабных пульсаций становится лимитирующим.

Щелкин [24], используя модель фронта пламени, аналогичную модели Дамкелера, вывел следующую формулу

$$\frac{S_T}{S_L} = \sqrt{1 + \left(\frac{2u'}{S_L}\right)^2} \quad (7.32)$$

Смысл этой формулы состоит в том, что величина  $S_T/S_L$  приравнивается отношению средней площади поверхности конусов к средней площади поверхности их оснований. Площадь оснований можно принять прямо пропорциональной квадрату масштаба пульсаций  $l_1$ , а высоту конуса  $h$  — пропорциональной времени  $t (= l_1/S_L)$ , в течение которого  $u'$  и реальная поверхность пламени перемещаются под действием пульсаций в направлении, перпендикулярном фронту пламени. Другими словами,  $h = u'l_1/S_L$ . Площадь поверхности одного конуса, отнесенная к площади поверхности его основания, равна  $(1 + 4h^2/l_1^2)^{1/2}$ . Отсюда можно вывести формулу (7.32). Модель Щелкина является весьма упрощенной, поэтому нельзя быть уверенным в числовом коэффициенте 2. Вводя вместо него коэффициент  $B$ , равный примерно 1, получим следующее выражение:

$$\frac{S_T}{S_L} = \sqrt{1 + \left(\frac{Bu'}{S_L}\right)^2} \quad (7.33)$$

При больших  $u'/S_L$  модель Щелкина и модель Дамкелера дают одинаковый результат. А именно, в

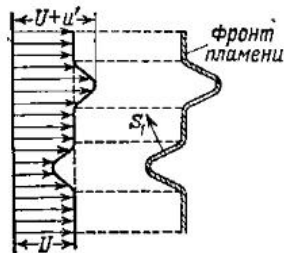


Рис. 7.8. Фронт пламени при крупномасштабной турбулентности ( $U$  — средняя скорость;  $u'$  — пульсационная составляющая скорости) (Дамкелер).

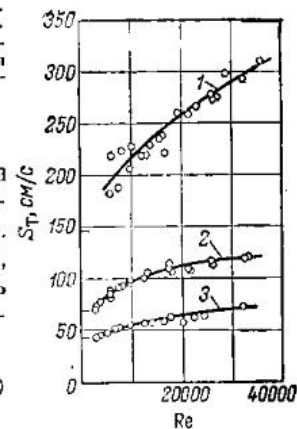
случае сильных пульсаций скорость турбулентного горения не зависит от природы горючего и смеси и прямо пропорциональна интенсивности пульсаций.

Вновь вернемся к эксперименту Дамкелера по бунзеновским пламенам. Для определения скорости горения Дамкелер использовал метод, разработанный для ламинарных бунзеновских пламен и перенесенный им на турбулентные бунзеновские пламена:  $S_T = V/A$  (где  $V$  — объемный расход газа;  $A$  — поверхность фронта пламени). В этом методе важно установить истинное положение фронта пламени. При наличии пульсаций фронт пламени искривляется, испытывая беспорядочные колебания. На фотографиях пламени, полученных с длительной экспозицией, можно обнаружить две огибающие поверхности; внутреннюю и внешнюю. Если в качестве основы взять внешнюю поверхность, то скорость горения, определенная на этой поверхности, окажется в хорошем согласии с  $S_L$ . Внутренняя поверхность дает более высокую скорость горения; именно ее и принял Дамкелер за основу при определении скорости турбулентного горения  $S_T$ . Этот метод, как будет показано ниже, слабо обоснован и дает, по-видимому, не совсем правильные результаты.

Вильямс и Боллинджер [25] осуществили эксперимент с целью проверить теорию Дамкелера и Щелкина. В этом эксперименте определяли связь между скоростью горения в бунзеновском пламени и турбулентностью течения смеси в трубке. Диаметр трубки  $d$  изменялся в интервале от  $1/4$  дюйма до  $9/8$  дюйма (от 0,63 до 2,85 см), а число Рейнольдса  $Re$  — от 3000 до 35000. В качестве горючего использовали ацетилен, этилен, пропан и другие газы и исследовали соотношения компонентов, при которых скорость горения в отсутствие пульсаций максимальна. Для определения скорости горения был выбран метод, разработанный первоначально для бунзеновских пламен в отсутствие пульсаций, т. е. метод  $V/A$  (где  $V$  — объемный расход газа,  $A$  — площадь поверхности пламени). Однако на сей раз в качестве поверхности пламени была использована условная поверхность, являющаяся равноудаленной от внешней и внутренней поверхностей, фиксируемых на фотографиях пламени с длительной экспозицией.

Рис. 7.9. Зависимость скорости турбулентного горения (воздушные смеси с максимальной скоростью горения) от числа Рейнольдса (ламинарная скорость горения каждой смеси отмечена чертой на оси ординат) (Вильямс, Боллинджер);

1 — ацетилен; 2 — этилен; 3 — пропан.



Результаты эксперимента приведены на рис. 7.9, изображающем связь между  $S_T$  и  $Re$ . Как показали авторы работы, эти результаты могут быть описаны следующей эмпирической формулой:

$$S_T = 0,1761 S_L d^{0,2564} Re^{0,238} \quad (7.34)$$

где  $d$  выражено в см.

Проверка теории Дамкелера и теории Щелкина на основании этих экспериментальных результатов позволила сделать следующее заключение. Во-первых, теория правильно предсказывает существование связи между скоростью горения в случае крупномасштабных пульсаций и скоростью горения в отсутствие пульсаций. Однако связь с числом Рейнольдса предсказана неверно (скорость горения не изменяется прямо пропорционально числу Рейнольдса). Согласно теории Дамкелера, при крупномасштабной турбулентности  $S_T$  не должна зависеть от  $S_L$ . Этот вывод, по-видимому, противоречит результатам Вильямса и Боллинджера. Во-вторых, согласно теории Щелкина при интенсивной турбулентности  $S_T$  должна принимать одинаковое значение независимо от  $S_L$ , т. е. независимо от природы горючего. Однако даже при очень высоких числах Рейнольдса подобная закономерность не наблюдается, что противоречит теории Щелкина. Впрочем, точно такой же вывод получается и по теории Дамкелера.

Как уже упоминалось выше, недостаточная обоснованность метода определения скорости горения является слабым местом эксперимента Дамкелера. Использование поверхности, равноудаленной от внутреннего и внешнего фронтов, наблюдаемых на фотографиях с длительной экспозицией, является более правильным хотя бы на том основании, что при плоском

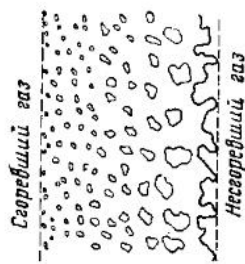


Рис. 7.10. Фронт пламени в случае очень сильных пульсаций (Щелкин).

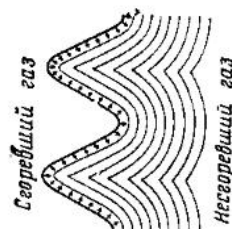


Рис. 7.11. Модель искривленного фронта пламени (Карловнц).

фронте пламени выделение внутреннего и внешнего фронтов теряет смысл.

Модель фронта пламени, которую использовали Дамкелер и Щелкин и которая изображена на рис. 7.8, относится к случаю, когда фронт пламени является непрерывным и соответствует умеренно интенсивной турбулентности. При интенсивной турбулентности, как показано на рис. 7.10, пламя разбивается на мелкие фрагменты, которые движутся и сгорают по отдельности. Однако и в этом случае, по мнению Щелкина, должна выполняться связь:  $S_T \sim u'$ . Дело в том, что скорость горения прямо пропорциональна корню квадрату из отношения между коэффициентом температуропроводности и временем реакции. При интенсивной турбулентности горение контролируется перемешиванием. Если время реакции положить равным времени смещения  $l/u'$ , а коэффициент температуропроводности заменить на коэффициент вихревой диффузии  $lw'$ , то легко получим соотношение, выведенное Щелкиным.

Как уже отмечалось выше, теория скорости турбулентного горения, развитая Дамкелером и Щелкиным, довольно сильно расходится с экспериментом. Тем не менее она имеет большое историческое значение, так как явилась первым шагом в этой области горения.

Карловнц [26] на основании тщательного анализа мгновенных фотографий турбулентного фронта пламени, пример которых приведен на рис. 7.7, предложил новую модель фронта пламени. Эта модель изображена на рис. 7.11. Здесь фронт пламени представлен

в виде синусоидальной волны. Этот фронт проникает в несгоревший газ со скоростью  $S_{л}$ . По мере сгорания смеси выступы, обращенные в сторону сгоревшего газа, становятся более острыми, тогда как на участках, обращенных выпуклостью в сторону несгоревшего газа, кривизна быстро уменьшается. Следовательно, с течением времени фронт пламени стремится стать более гладким. Скорость горения определяется как скорость, с которой фронт пламени под действием пульсаций проникает в несгоревший газ. Среднее время, в течение которого элемент фронта пламени взаимодействует с вихрем, равно

$$t_1 = l_2/S_{л} \quad (7.35)$$

где  $l_2$  — масштаб пульсаций, определенный по методу Эйлера\*.

Следовательно, средняя скорость перемещения волны турбулентного горения под действием пульсаций равна

$$S_n = \frac{\sqrt{x^2}}{t_1} \quad (7.36)$$

где  $\sqrt{x^2}$  — средний путь, пройденный элементарным объемом газа.

Этот путь находят из уравнения

$$(u')^2 \int_0^t R_t dt = \frac{1}{2} \cdot \frac{dx^2}{dt} \quad (7.37)$$

где  $R_t$  — коэффициент корреляции пульсаций, определенный по методу Лагранжа.

Если принять, что  $R_t$  выражается как  $e^{-t/t_0}$ , то из уравнения (7.37) можно получить следующую формулу:

$$\sqrt{x^2} = \left\{ 2 (u')^2 t_0 \left[ 1 - \frac{t_0}{t} (1 - e^{-t/t_0}) \right] \right\}^{1/2} \quad (7.38)$$

При  $t = t_1$  имеем

$$S_n = \left\{ 2 (u')^2 \frac{t_0}{t_1} \left[ 1 - \frac{t_0}{t_1} (1 - e^{-t_1/t_0}) \right] \right\}^{1/2} \quad (7.39)$$

\* Параметр  $l_2$  определяется как  $\int_0^\infty R_y dt$ , где  $R_y$  — коэффициент корреляции пульсаций, соответствующий эйлеровому описанию потока.

Если ввести масштаб пульсаций по методу Лагранжа\*, то  $l_1 = u't_0$ . Положив  $l_2$  равным  $l_1$ , получим

$$\frac{t_1}{t_0} = \frac{l_2}{S_d} \frac{u'}{l_1} = \frac{u'}{S_d} \quad (7.40)$$

Следовательно

$$S_n = \left\{ 2S_d u' \left[ 1 - \frac{S_d}{u'} (1 - e^{-u'/S_d}) \right] \right\}^{1/2} \quad (7.41)$$

В предельном случае, когда  $t_1/t_0 \ll 1$

$$S_n = u' \quad (7.42)$$

Если же  $t_1/t_0 \gg 1$ , то

$$S_n = (2S_d u')^{1/2} \quad (7.43)$$

Полная скорость турбулентного горения равна сумме

$$S_T = S_n + S_d \quad (7.44)$$

Отсюда получим следующие формулы:

$$\frac{S_T}{S_d} = 1 + \sqrt{\frac{2u'}{S_d} \left[ 1 - \frac{S_d}{u'} (1 - e^{-u'/S_d}) \right]} \quad (7.45)$$

$$\frac{S_T}{S_d} = 1 + \frac{u'}{S_d} \quad t_1 \ll t_0 \quad (7.46)$$

$$\frac{S_T}{S_d} = 1 + \sqrt{\frac{2u'}{S_d}} \quad t_1 \gg t_0 \quad (7.47)$$

На рис. 7.12 приведены кривые, которые иллюстрируют теоретические зависимости, полученные Карловицем. Случай  $t_1/t_0 \ll 1$  соответствует слабой турбулентности. Формула (7.46), которая описывает этот случай, пригодна лишь при значениях  $u'/S_d \approx 1$ . Формула (7.47), полученная для случая  $t_1/t_0 \gg 1$ , соответствует сильной турбулентности. Видно, что эта формула во всем интервале  $u'/S_d$  довольно слабо отличается от основной формулы (7.45). Теоретическая формула Карловица, в отличие от теоретических формул Дамкелера и Щелкина, предсказывает влияние  $S_d$  даже при сильной турбулентности.

\* Параметр  $l_1$  определяется как  $\int_0^\infty R_t dt$ .

До сих пор при анализе турбулентного горения рассматривалась турбулентность, существующая во фронте пламени. Поэтому теоретические формулы естественно выражали скорость турбулентного горения в виде функции именно этой турбулентности. Однако турбулентность, существующая в пламени горелки, отличается от турбулентности набегающего потока внутри трубы и в несгоревшем газе. Ранее уже упоминалось о том, что Карловиц тщательно исследовал с помощью денситометра фотонегативы турбулентных бунзеновских пламен, полученные с длительной экспозицией, и определил среднее положение фронта пламени, которое хорошо воспроизводится и соответствует профилю с максимальной плотностью изображения. При этом, так же как и в случае ламинарных бунзеновских пламен, можно определить угол  $\alpha$  между направлением потока газа, имеющего скорость  $U$ , и фронтом пламени, и, следовательно, местное значение скорости горения согласно формуле  $U \sin \alpha$ . Скорость горения, измеренная этим методом, оказалась во всех случаях выше скорости горения, которую вычисляли по теоретической формуле Карловица с учетом пульсационной составляющей скорости  $u'$ , измеренной в трубе. Поэтому Карловиц провел обратный расчет  $u'$ , используя экспериментальную скорость горения, и показал, что если вблизи стенки трубы пульсационная скорость практически равна нулю, то по мере приближения к оси трубы она резко возрастает, достигая значений, в несколько десятков раз превышающих экспериментальные значения  $u'$ , измеренные в трубе (рис. 7.13). Этот результат можно объяснить лишь предполагая, что турбулентное пламя само генерирует турбулентность.

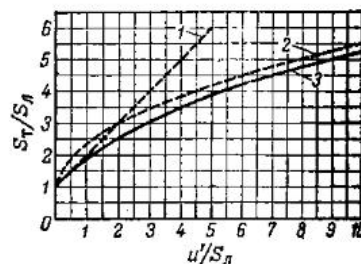


Рис. 7.12. Теоретические зависимости  $S_T/S_d$  от  $u'/S_d$ , рассчитанные по следующим уравнениям (Карловиц и др.): 1 — (7.46); 2 — (7.47); 3 — (7.45).

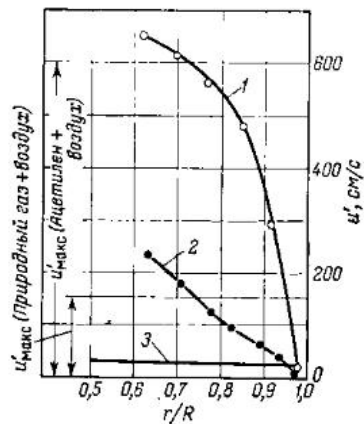


Рис. 7.13. Интенсивность турбулентности  $u'$  во фронте пламени на различных расстояниях  $r$  от оси горелки (стехиометрические смеси; радиус горелки  $R$  равен 15,8 см; средняя скорость газа 24,5 м/с;  $Re=50000$ ) (Карловиц):

1 — ацетилен + воздух } расчет  $u'$  по  
2 — природный газ + } скорости  
воздух } горения  
3 — несгоревший газ.

фронта  $dA$  и направлением распространения турбулентного пламени. Так как ламинарное пламя распространяется перпендикулярно элементу фронта  $dA$ , то увеличение скорости течения газа во фронте будет равно разности между скоростью течения сгоревшего газа относительно фронта пламени и скоростью горения:

$$U = S_{cr} - S$$

В проекции на направление распространения турбулентного пламени увеличение скорости равно  $U \cos \varphi$  или, в среднем

$$\bar{U} = (S_{cr} - S) \overline{\cos \varphi} \quad (7.48)$$

Действительная площадь искривленной поверхности фронта пламени определяется формулой

$$\int_0^A \cos \varphi dA = 1 \quad (7.49)$$

Отсюда

$$\overline{\cos \varphi} = 1/A \quad (7.50)$$

Карловиц рассмотрел теоретически механизм генерации дополнительной турбулентности во фронте турбулентного пламени [26]. На рис. 7.14, для упрощения задачи, изображен элемент фронта волны турбулентного горения. Область, ограниченная пунктирными линиями, есть зона свечения. Она соответствует толщине пламени, получаемого на фотографиях с длительной экспозицией. Мгновенное положение фронта пламени показано на рисунке двойной сплошной извилистой линией. Введем угол наклона  $\varphi$  между нормалью элемента поверхности

Далее очевидно, что

$$AS = 1S_T = S_T \quad (7.51)$$

Подставляя (7.50) и (7.51) в формулу (7.48), получим

$$\bar{U} = (S_{cr} - S) S / S_T \quad (7.52)$$

Прирост энергии за счет  $U_{II}$  переходит в энергию пульсаций. Для единицы массы газа

$$\frac{1}{2} \rho_{cr} (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2) = \frac{1}{2} \rho_{cr} [U^2 - (\bar{U})^2]$$

где  $\rho_{cr}$  — плотность сгоревшего газа.

Отсюда

$$\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2 = (S_{cr} - S)^2 [1 - (S/S_T)^2] \quad (7.53)$$

Для ламинарного пламени  $S_T = S$ , поэтому  $u^2 + v^2 + w^2 = 0$ , т. е. ламинарное пламя не генерирует турбулентность. По мере увеличения интенсивности турбулентности потока газовой смеси и увеличения отношения  $S_T/S$  дополнительная турбулентность, генерируемая фронтом пламени, усиливается. В пределе

$$\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2 = (S_{cr} - S)^2 \quad (7.54)$$

Считая, что турбулентность является изотропной, и используя связь  $S_{cr}/S = \rho_{псх}/\rho_{cr}$  ( $\rho_{псх}$  — плотность исходного несгоревшего газа), получим

$$\sqrt{\bar{u}^2} = u' =$$

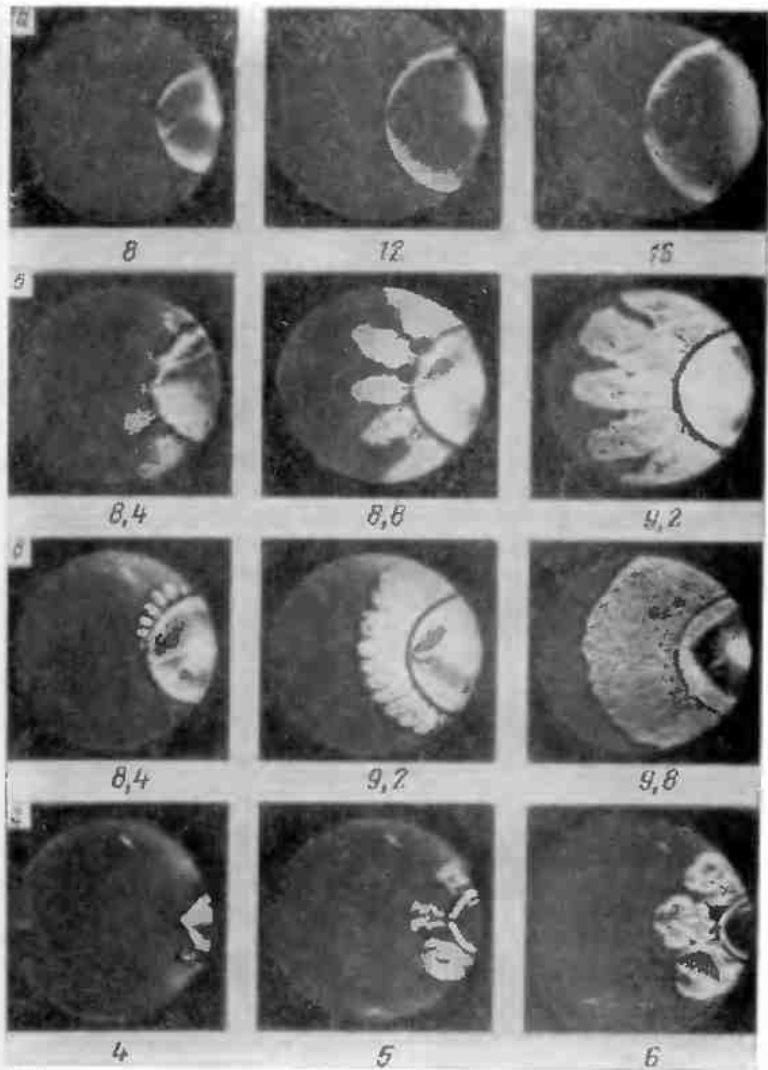
$$= \frac{1}{\sqrt{3}} \left( \frac{\rho_{псх}}{\rho_{cr}} - 1 \right) S \quad (7.55)$$

Дополнительная турбулентность имеет максимальную интенсивность во фронте турбулентного пламени. Как видно из рис. 7.13, пульсационная составляющая скорости  $u'$ ,

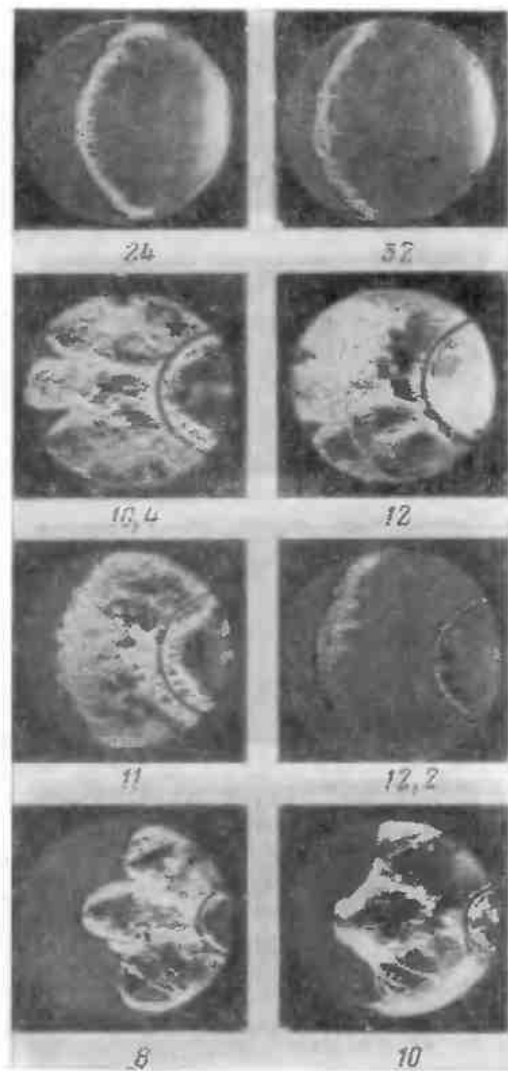


Рис. 7.14. Механизм возникновения пульсаций во фронте пламени (Карловиц).





Горение и распространение турбулентного пламени в замкнутом объеме.  
(см.)



Цифры под снимками—время в мс. прошедшее от момента воспламенения  
(с. 163).

полученная обратным расчетом по измеренной скорости горения, близка к величине  $u'_{\text{макс}}$ , которая была вычислена по формуле (7.55). Это доказывает надежность теоретических предпосылок, использованных в данном анализе.

Итак, фронт пламени обладает способностью генерировать турбулентность. В результате скорость горения возрастает. Поэтому, если известен способ, позволяющий усилить турбулентность, генерируемую пламенем, то можно экспериментально получить очень большую скорость горения. Например, при распространении пламени в трубе перед источником зажигания можно установить перегородку, снабженную соплом. Когда начнется распространение пламени от очага зажигания, расширяющийся газ создаст высокоскоростной турбулентный поток, истекающий из сопла. При прохождении фронта пламени через сопло пламя также станет турбулентным, и скорость горения возрастет. Устанавливая такую перегородку с соплом и пропуская через него пламя, удается экспериментально осуществить предельно высокую скорость горения [27]. На с. 162 приведены фотоснимки, иллюстрирующие распространение турбулентного пламени в замкнутой цилиндрической камере сгорания диаметром 9 см и высотой 3 см [28]. Перед свечой зажигания, смонтированной в стенку камеры сгорания, была размещена дугообразная перфорированная пластина. Течение смеси, возникающее перед фронтом пламени, с высокой скоростью проходило через отверстия, генерируя турбулентность.

На рис. 7.15 приведены экспериментальные диаграммы давления, полученные при использовании смеси 22% (об.) оксида углерода с воздухом. Они хорошо поясняют, каким образом ускоряется горение под действием турбулентности, создаваемой подобным методом. Стрелками на рисунке отмечен момент време-

ни, когда пламя проходит через перфорированную пластинку.

Были использованы следующие варианты этой пластинки (см. рис. на с. 162 и рис. 7.15):

а) (перегородка отсутствует); б) 5 отверстий диаметром 6 мм; в) 70 отверстий диаметром 2 мм, размеры пластинки такие же, как в случае б; г) перегородка расположена ближе к свече зажигания, чем в случае б, и имеет 3 отверстия диаметром 6 мм.

Если сопоставить диаграммы давления со шпирен-фотографиями пламени, приведенными на с. 162, то можно проследить, как турбулентность ускоряет распространение пламени. В случае б, в течение времени, пока пламя приближается к перегородке (этот момент указан соответствующей стрелкой на рис. 7.15), наблюдается обычное распространение пламени, и диаграмма давления похожа на диаграмму давления в случае а. Когда пламя проходит перегородку, оно стремительно вовлекается внутрь уже имеющихся вихрей и резко ускоряется. В результате в течение очень короткого времени вся смесь сгорает. В случае в наблюдается аналогичная картина. Хотя вихри имеют точно такую же природу, но они более мелкие, и поэтому сравнительно более быстро затухают. В результате пламя распространяется медленнее, чем в случае б. Этот эффект отчетливо проявляется и на диаграмме давления. В случае г перегородка расположена ближе к свече зажигания. В результате крутое повышение давления начинается раньше, но при этом, однако, скорость выброса струй газа не очень высока, а следовательно, генерируемая турбулентность оказывается не слишком большой и быстро затухает. Во второй половине процесса горения пульсации затухают, и фронт пламени становится таким же, как в случае а.

### Литература

1. Mallard E.: Ann. des Mines, 7, 355 (1875); Mallard E., Le Chatelier H. L.: *ibid.*, 4, 274 (1883).
2. Iahn G.: Der Zündvorgang in Gasgemischen. Oldenbourg, Berlin, 1934.
3. Stevens E. W.: J. Am. Chem. Soc., 50, 3244 (1928).
4. Gaydon A. G., Wolfhard H. G.: Proc. Roy. Soc. (London), A196, 105 (1949).

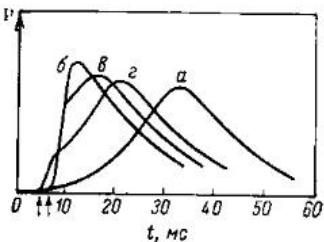


Рис. 7.15. Турбулентное горение и распространение пламени в замкнутом объеме (Кумаган, Кимура).

5. *Bartholomé E.*: Z. Elektrochem., 53, 191 (1949); *ibid.*, 54, 169 (1950).
6. *Kläukens H., Wolfhard H. G.*: Proc. Roy. Soc. (London), A193, 512 (1948).
7. *Dixon-Lewis G., Wilson M. J. G.*: Trans. Faraday Soc., 47, 1106 (1951).
8. *Кумagai С., Инуэма К.* — Кикай-но кэнкю, 1949, т. 1, с. 174; *Ямадзак и Като* — Кикай-но кэнкю, 1949, т. 1, с. 508; *Sachse H., Bartholomé E.*: Z. Elektrochem., 53, 183 (1949).
9. *Dugger G. L., Heimerl S.*: NACA TN, № 2624 (1952).
10. *Broeze J. J.*: Third Symposium on Combustion and Flame and Explosion Phenomena, p. 146, Williams and Wilkins, Baltimore, 1949.
11. *Johnston W. C., Cyphers J. A.*: Scientific Paper, No. 1829, Westinghouse Research Laboratory, 1954.
12. *Sachse H., Bartholomé E.*: Z. Elektrochem., 53, 326 (1949).
13. *Parker W. G., Wolfhard H. G.*: Fourth Symposium (International) on Combustion, p. 420, Williams and Wilkins, Baltimore, 1953.
14. *Egerton A., Sen D.*: Fourth Symposium (International) on Combustion, p. 321, Williams and Wilkins, Baltimore, 1953.
15. *Колодцев К. Б., Хитрик Л. Н.* — ЖТФ, 1936, т. 3, с. 1031. *Gilbert M.*: Sixth Symposium (International) on Combustion, p. 74, Reinhold, New York, 1957; *Smith D. and Agnew J. T.*: *ibid.*, p. 83; *Wolfhard H. G.*: Z. Tech. Phys., 24, 206 (1943); *Strauss W. A. and Edser R.*: Seventh Symposium (International) on Combustion, p. 377, Butterworths, London, 1959; *Diederichsen J., Wolfhard H. G.*: Proc. Roy. Soc. (London), 236, 89 (1956); *Gaydon A. G., Wolfhard H. G.*: Fuel, 29, 15 (1950); *Lewis B.*: Selected Combustion Problems, p. 177, Butterworths, London, 1954.
16. *Flock E. F., King H. K.*: NACA TR, No. 531 (1935).
17. *Garner W. E., Johnson C. H.*: J. Chem. Soc., p. 280, 1928.
18. *Hahnemann H., Ehret L.*: Z. Tech. Phys., 24, 228 (1943); *Lo-shaek S., Fein R. S., Olsen H. L.*: J. Acoust. Soc. Amer., 31, 605 (1949).
19. *Kippenhan C. J., Croft H. O.*: Trans. ASME, 74, 1151 (1952).
20. *Kumagai S., Sakai T., Kimura I.*: Fourth Symposium (International) on Combustion, p. 148, Williams and Wilkins, Baltimore, 1953.
21. *Lewis B., von Elbe G.*: Combustion, Flames and Explosions of Gases, p. 401, Academic Press, New York, 1961. (*Льюис Б., Эльбе Г.* Горение, пламя и взрывы в газах. — Пер. с англ. М., Мир, 1968.)
22. *Nikuradse J.*: VDI Forschungsheft, 356 (1932).
23. *Damköhler G.*: Jahrb. Deut. Luftfahrtforsch., p. 113 (1939); Z. Elektrochem., 46, 691 (1940).
24. *Шелкин К. Н.* — ЖТФ, 1943, т. 13, с. 520, NACA TM, № 1110 (1947).
25. *Williams D. T., Bollinger L. M.*: Third Symposium on Combustion and Flame and Explosion Phenomena, p. 176, Williams and Wilkins, Baltimore, 1949; NACA TN, № 1707 (1948).
26. *Karlovitz B., Denniston Jr. D. W., Wells F. E.*: J. Chem. Phys., 19, 541 (1951).
27. *Evans M. W., Sheer M. D., Schoen L. J., Miller E. L.*: Third Symposium on Combustion and Flame and Explosion Phenomena, p. 168, Williams and Wilkins, Baltimore, 1949.
28. *Kumagai S., Kimura I.*: Fourth Symposium (International) on Combustion, p. 667, Williams and Wilkins, Baltimore, 1953.

Эффекты диффузии газа или паров горючего уже упоминались в гл. 5 в связи с механизмом самовоспламенения одиночных капель жидкого горючего и распылов. До сих пор в основном рассматривались проблемы распространения пламени (гл. 7) и искровое воспламенение (гл. 3) в предварительно перемешанных газах. Даже в этих случаях явление диффузии играет определенную роль, хотя и не оказывает решающего влияния на свойства пламени. Однако существуют такие типы пламен, когда взаимная диффузия между парами горючего (или горючим газом), с одной стороны, и воздухом (или кислородом), с другой стороны, играет главную роль, т. е. когда скорость горения и форма пламени определяются диффузией. Такие пламена отличаются по своей природе от предварительно перемешанных пламен и обычно называются диффузионными пламенами. Множество примеров диффузионных пламен можно обнаружить вокруг нас: факел свечи и пламя керосиновой лампы, которые используются для освещения, горение дров и каменного угля, которые используются в качестве источника тепла и т. д. По-видимому, самым первым типом горения, с которым познакомился человек, было именно диффузионное горение. Пламена, возникающие при горении распыленного топлива, также являются примером диффузионных пламен, которые используются в промышленных печах и тепловых двигателях.

Существуют диффузионные пламена самой различной формы, относящиеся к горению твердой, жидкой и газовой фаз. В данной книге рассмотрим наиболее

типичные пламена на горелках, а также горение жидких капель, являющееся основным элементом горения распыленного топлива.

### *Пламена на горелках*

Пламенами на горелках называют стационарные пламена, возникающие при воспламенении струи горючего газа, распыла топлива или горючей смеси, истекающей из трубки. Пламена этого типа являются основным элементом установок непрерывного горения. На практике применительно к таким пламенам используют также другой термин: струйные пламена. Ниже рассмотрим свойства диффузионных пламен на горелках, создаваемых струей горючего газа, в котором отсутствует первоначальная примесь воздуха, называемого «первичным воздухом».

#### **8.1. ЛАМИНАРНЫЕ И ТУРБУЛЕНТНЫЕ ДИФфуЗИОННЫЕ ПЛАМЕНА**

Распространение пламени в заранее перемешанных газах существенно зависит от того, есть или нет пульсаций, их интенсивность и масштаб. Аналогичное влияние оказывает турбулентность и на диффузионные пламена. Разумеется, существуют некоторые общие свойства, проявляющиеся как при наличии пульсаций, так и в их отсутствие, однако основные закономерности распространения турбулентных и ламинарных диффузионных пламен различны.

Наиболее типичное диффузионное пламя образуется при воспламенении струи горючего газа, вытекающего из длинной трубки малого диаметра в атмосферу воздуха. Влияние турбулентности в этом случае иллюстрирует рис. 8.1 [1]. Когда скорость струи невелика, течение, естественно, является ламинарным, граница пламени устойчива; пламя на вид гладкое; горение протекает спокойно. По мере увеличения скорости струи высота пламени возрастает. Однако такая картина наблюдается лишь до некоторой предельной скорости струи. При дальнейшем увеличении скорости струи граница пламени становится неустойчивой, причем, неустойчивость вначале возникает лишь у

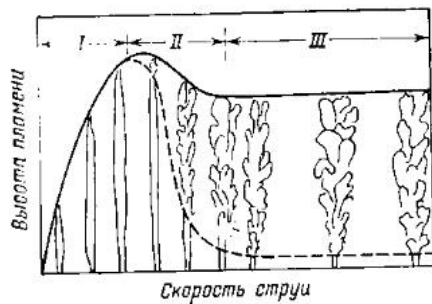


Рис. 8.1. Переход диффузионного пламени от ламинарного к турбулентному при возрастании скорости струи (Хотгель, Хаугорн): I — ламинарное диффузионное пламя; II — переходная область; III — турбулентное диффузионное пламя.

вершины пламени, а затем постепенно распространяется вниз к срезу горелки. Одновременно резко уменьшается высота пламени. При последующем увеличении скорости струи высота пламени перестает зависеть от скорости струи и остается примерно постоянной, граница пламени резко пульсирует, горение сопровождается сильным шумом\*. При еще более высокой скорости струи пламя отрывается от среза горелки и устанивает на некотором расстоянии над горелкой. Пламена такого типа называются приподнятыми пламенами. Реально область, в которой высота пламени почти не зависит от скорости струи, соответствует турбулентному течению струи. Это и есть так называемые турбулентные диффузионные пламена. Область, в которой высота пламени возрастает по мере увеличения скорости струи, относится к ламинарным диффузионным пламенам.

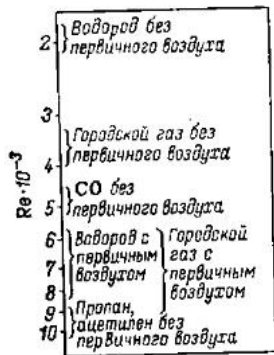


Рис. 8.2. Значения чисел Рейнольдса, при которых происходит переход от ламинарных к турбулентным диффузионным пламенам (Хотгель, Хаугорн).

\* Аналогичный эффект наблюдается в случае бузеновских пламен в турбулентном потоке заранее перемешанного газа.

Между ними имеется некоторая переходная область. Переход от ламинарного диффузионного пламени к турбулентному определяется изменением характера течения струи. Кроме того, на течение струи, разумеется, оказывает влияние изменение температуры в результате горения. Поэтому течение струи, в которой отсутствует горение, отличается от течения горячей струи. На рис. 8.2 [2] приведены приблизительные значения чисел Рейнольдса, при которых происходит переход от ламинарного к турбулентному пламени для нескольких горючих газов.

## 8.2. ВЫСОТА ЛАМИНАРНОГО ДИФфуЗИОННОГО ПЛАМЕНИ

Компонентам газовой смеси в некоторой произвольной точке внутри струи являются газ, вытекающий из трубки (обычно этот газ состоит из горючего газа и первичного воздуха), и воздух, поступающий из окружающей атмосферы. Обозначим мольную долю компонента, вытекающего из трубки, через  $c$ . Тогда

$$c = m_r (1 + a_0) \quad (8.1)$$

где  $m_r$  — мольная доля горючего газа;  $a_0$  — отношение числа молей воздуха к числу молей горючего в газе, вытекающем из горелки.

В результате диффузии горючего и воздуха на граничной поверхности пламени создается стехиометрическая смесь. Поэтому, если обозначить через  $a_c$  отношение числа молей воздуха к числу молей горючего при стехиометрии, то для концентрации  $c$  на граничной поверхности пламени получим\*

$$c_r = (1 + a_0)/(1 + a_c) \quad (8.2)$$

Значения  $c$  в различных точках оси струи обозначим через  $c_m$ . Значение  $c$  на срезе горелки равно 1, на бесконечно большом расстоянии от среза горелки равно 0, на вершине пламени  $c = c_m = c_r$ .

\* Если  $m_a$  — мольная доля воздуха, то на граничной поверхности пламени  $m_a/m_r = a_c$ ,  $m_a + m_r = 1$ .

Связь между  $c_m$  и временем можно получить из уравнения диффузии [2]:

$$c_m = 1 - e^{-1/4\theta} \quad (8.3)$$

$$\theta = 4Dt/d^2 \quad (8.4)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии;  $d$  — диаметр трубки;  $t$  — время, необходимое для перемещения газа от среза горелки до точки, в которой  $c = c_m$ .

Значение  $\theta$  на вершине пламени, или при  $c_r$ , определяется из формул (8.2) и (8.3):

$$\theta_r = \frac{1}{4 \ln \left[ (1 + a_c)/(a_c - a_0) \right]} \quad (8.5)$$

Высота пламени  $L$  является функцией  $\theta$  и  $t$  на вершине пламени, т. е. функцией  $\theta_r$  и  $t_r$ . Из формулы (8.4) получим

$$\theta_r = \frac{4Dt_r}{d^2} = \frac{4D}{d^2} \int_0^{t_r} dt = \frac{4D}{d^2} \int_0^L \frac{dx}{U} \quad (8.6)$$

где  $U$  — скорость течения в точке с координатой  $x$ , отсчитываемой от среза горелки.

Если принять, что  $U$  постоянна, то можно проинтегрировать формулу (8.6) и получить следующее выражение:

$$L = \frac{U d^2 \theta_r}{4D} = \frac{V \theta_r}{\pi D} \quad (8.7)$$

где  $V$  — объемный расход газа, равный  $U \pi d^2/4$ .

Формула (8.7) дает следующую связь:  $L \sim d^2 U/D$ , т. е. в частности, предсказывает, что  $L$  прямо пропорциональна  $U$ . Сопоставление с экспериментальными результатами, которые в схематическом виде представлены на рис. 8.1, показывает, что этот вывод хорошо согласуется с действительностью для пламен небольшой высоты. По мере увеличения скорости струи и возрастания высоты пламени связь  $L \sim U$  все более отклоняется от реальной зависимости. Причиной, по видимому, является неправомочность предположения о постоянстве скорости  $U$ .

Скорость течения в любой точке  $x$  на оси струи можно выразить с помощью следующих функций:

$$U/U_0 = f_1(G_r, x/d, a_0) \quad (8.8)$$

где  $U_0$  — скорость течения на срезе горелки;  $G_r$  — число Грасгофа, равное  $d^3 \rho^2 \beta g \Delta T / \eta^2$  ( $\rho$  — плотность;  $\beta$  — коэффициент расширения;  $g$  — ускорение свободного падения;  $\Delta T$  — разность температур;  $\eta$  — коэффициент динамической вязкости).

Число  $a_0$ , характеризующее соотношение компонентов в вытекающем из горелки газе, также оказывает влияние на величину  $U$  через скорость горения.

Формулу (8.6) можно переписать в следующем виде:

$$\theta_r = \frac{4D}{U_0 d^2} \int_0^z \frac{dx}{U/U_0} \quad (8.9)$$

Подставляя в нее формулу (8.8), получим

$$\frac{V \theta_r}{\pi D} = \int_0^z \frac{dx}{f_1(G_r, x/d, a_0)} = f_2(L, G_r, d, a_0) \quad (8.10)$$

Если принять, что соотношение компонентов в газе, вытекающем из горелки, постоянно, а температура пламени и средняя молекулярная масса продуктов сгорания одинаковы по факелу пламени, то тогда единственной переменной величиной в числе Грасгофа будет  $d$ . Считая, что  $D$  также является константой, из формулы (8.10) получим

$$V \theta_r = f_3(L, d, a_0) \quad (8.11)$$

На рис. 8.3 приведены экспериментальные значения высоты пламени  $L$  при различных значениях  $V \theta_r$  [ $V$  — экспериментальное,  $\theta_r$  — вычислено по формуле (8.5)]. Видно, что  $V \theta_r$  является однозначной функцией  $L$  и не зависит от  $d$ . А именно

$$V \theta_r = f_4(L, a_0) \quad (8.12)$$

В качестве эмпирической формулы можно использовать следующее выражение:

$$L = A \lg V \theta_r + B \quad (8.13)$$

где  $A$  и  $B$  — коэффициенты, которые не зависят ни от расхода, ни от диаметра.

Формула (8.13), согласно Хоттелю и Хауторию [1], непригодна при низких скоростях течения (в случае городского газа при высоте пламени менее 0,6 дюйма).

Воль с сотр. [3] показал, что при горении город-

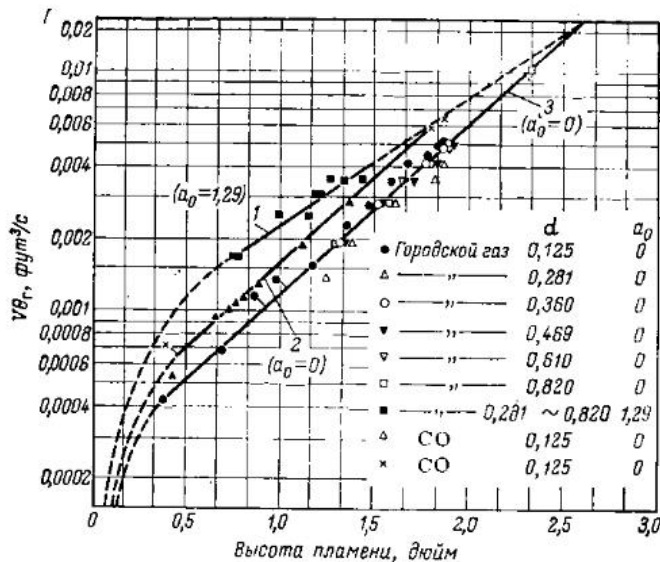


Рис. 8.3. Зависимость высоты диффузионного пламени от  $V_g$  ( $a_0$  — диаметр сопла в дюймах) (Хотгель. Хаутори):  
1 — городской газ с воздухом; 2 — оксид углерода; 3 — городской газ.

ского газа выполняется следующая эмпирическая формула, связывающая  $L$  (см) и  $V$  (см<sup>3</sup>/с):

$$L = 1/[0,206/\sqrt{V} + 0,354/V] \quad (8.14)$$

Он предложил метод, позволяющий привести теоретическую формулу в соответствие с экспериментальными данными. Если разложить формулу (8.3) в ряд и пренебречь членами высшего порядка, то для условий вблизи вершины пламени можно получить следующую зависимость:

$$c_r = 1/(4\theta_r) \quad (8.15)$$

Подставляя ее в формулу (8.7), получим

$$L = V/4\pi c_r D \quad (8.16)$$

При выводе формулы (8.16) предполагалось, что  $U$  и  $D$  постоянны по всей длине пламени. В действительности по мере повышения температуры и  $D$ , и  $U$  увеличиваются, однако увеличение  $D$  происходит в значительно большей степени, чем увеличение  $U$ , по-

этому изменением  $U$  можно пренебречь и положить, что

$$D = D_0 + kL \quad (8.17)$$

где  $D_0$  — коэффициент диффузии при комнатной температуре;  $k$  — константа.

Подставляя формулу (8.17) в (8.16), получим

$$L = 1/[2\sqrt{\pi k c_r/V(1 - c_r/2)} + 2\pi D_0 c_r/V(1 - c_r/2)] \quad (8.18)$$

По форме это выражение совпадает с эмпирической формулой (8.14). Если сравнить коэффициенты в формулах (8.14) и (8.18) при  $c_r = 0,187$ , то получается, что  $D_0 = 0,27$  см<sup>2</sup>/с,  $k = 0,0330$  см/с. Такое значение  $D_0$  является вполне удовлетворительным. Формула (8.14), полученная Водем, Гезли и Кепом, пригодна в широком диапазоне от очень низких чисел Рейнольдса и до таких, при которых начинается турбулентное течение.

Йост [4] получил теоретическое выражение для высоты пламени, используя иной метод. Среднее расстояние  $\xi$ , на которое перемещается молекула газа за время  $t$  в направлении  $x$  в результате диффузии (или перемещение молекулы) выражается следующей формулой:

$$\xi^2 = 2Dt \quad (8.19)$$

Можно принять, что вблизи вершины пламени средняя глубина, на которую воздух проникает в горячий газ вследствие диффузии, равна примерно радиусу горелки. Если в качестве приближения к формуле (8.19) положить, что

$$\xi^2 = 2Dt \quad (8.20)$$

то средняя глубина диффузионного проникания будет равна  $\xi$ . Следовательно

$$\xi = d/2 \quad (8.21)$$

Считая, что  $U$  есть константа, можно вычислить время  $t$ , входящее в формулу (8.20), т. е. время, требуемое для завершения процесса диффузии, рассматривая его как время, в течение которого горячий газ проходит расстояние от среза горелки до вершины пламени:

$$t = L/U \quad (8.22)$$

Комбинируя формулы (8.20), (8.21) и (8.22), получим

$$L = d^2 U / 8D \quad (8.23)$$

Так как  $V = (\pi d^2 / 4) U$ , то формула (8.23) приводится к следующему виду:

$$L = V / 2\pi D \quad (8.24)$$

При выводе формулы (8.24) использовались упрощения, применялась формула (8.20) и пламя рассматривалось как двумерное, имеющее форму цилиндрического стержня. Поэтому нецелесообразно сохранять в формуле коэффициент  $1/2$ . Вводя вместо него коэффициент  $\theta'$ , порядка единицы, получим

$$L = V\theta' / \pi D \quad (8.25)$$

Полученная формула совпадает с формулой (8.7). Формула (8.25) свидетельствует о следующем: высота пламени при неизменном расходе не зависит от диаметра горелки; она обратно пропорциональна коэффициенту диффузии и при неизменном массовом расходе не зависит от давления (дело в том, что  $D$  обратно пропорционален давлению, поэтому, если массовый расход не изменяется,  $V$  также обратно пропорционален давлению). Результаты теоретического анализа качественно и даже количественно, по крайней мере, по порядку величины, согласуются с экспериментальными данными. Увеличение скорости течения или объемного расхода газа действительно приводит к увеличению высоты пламени. И хотя связь  $L \sim U$  или  $L \sim V$ , предсказанная теоретически, выполняется не слишком строго, причины этого расхождения и пути его устранения известны.

### 8.3. ВЫСОТА ТУРБУЛЕНТНОГО ДИФФУЗИОННОГО ПЛАМЕНИ

Вначале познакомимся с аналитическим подходом Хауторна с соотр. [5]. Будем считать, что скорость течения в поперечном сечении струи одинакова. Количество движения, которое переносится за единицу времени через произвольное поперечное сечение  $A$ , равно  $\rho U^2 A$  ( $\rho$  и  $U$  — соответственно плотность и скорость течения в сечении  $A$ ). В стационарном состоянии ко-

личество движения постоянно и равно соответствующему значению на срезе горелки  $\rho_0 U_0^2 A_0$ . Таким образом

$$\rho_0 U_0^2 A_0 = \rho U^2 A \quad (8.26)$$

Масса газа, вытекающего из горелки, равна  $\rho_0 U_0 A_0$ . Если принять, что температура и число молей газа не изменяются, то, используя величину  $c$ , которая была введена выше [см. формулу (8.1)], получим, что в сечении  $A$  масса газа равна  $\rho_0 c U A$ . Следовательно

$$U_0 A_0 = c U A \quad (8.27)$$

Если исключить  $U/U_0$  из формул (8.26) и (8.27) и ввести  $A_0 = \pi d^2 / 4$  и  $A = \pi y^2$  ( $y$  — радиус струи), то получим

$$\frac{1}{c} = \frac{2y}{d} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \quad (8.28)$$

Для реальных струй такие предположения являются слишком грубыми и не могут служить для упрощенного рассмотрения. Тем не менее использование уравнений неразрывности и количества движения в предположении, что величины  $U$  и  $c$  одинаковы по сечению струи, позволяет учесть влияние плотности, температуры, химической реакции, подъемной силы и т. д. и вывести следующую формулу для сечения, в котором смешение обеспечивает получение стехиометрической смеси:

$$\frac{2y}{d} = \frac{1}{c_y} \sqrt{\frac{T_{ад}}{\alpha_{ст} T_n} \left\{ c_y + (1 - c_y) \frac{M_B}{M_r} \right\}} \quad (8.29)$$

где  $y$  — радиус струи;  $c_y$  — молярная концентрация газа, вытекающего из горелки, в данном сечении;  $T_{ад}$  — адiabатическая температура пламени;  $T_n$  — начальная температура газа на срезе горелки;  $\alpha_{ст}$  — отношение числа молей в стехиометрической смеси до горения и после горения;  $M_B$  и  $M_r$  — соответственно средние молекулярные массы воздуха и газа, вытекающего из срез горелки.

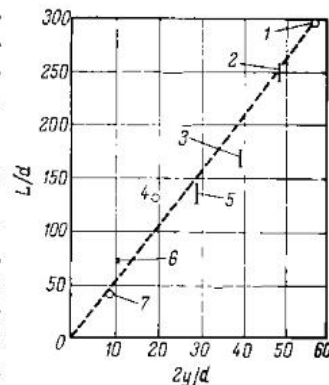


Рис. 8.4. Зависимость высоты диффузионного пламени от  $y$  (Хауторн, Веддель, Лоттель): 1 — пропан; 2 — смесь водорода с пропаном; 3 — ацетилен; 4 — горючий газ; 5 — водород; 6 — смесь диоксида углерода с горючим газом; 7 — оксид углерода.



Если представить в графическом виде связь между величиной  $2y/d$ , вычисляемой по формуле (8.29), и величиной  $L/d$ , которую можно найти из эксперимента, то получится прямолинейная зависимость, которая представлена на рис. 8.4 и выражается формулой

$$L/d = 5,3 (2y/d) \quad (8.30)$$

Следовательно

$$\frac{L}{d} = \frac{5,3}{c_y} \sqrt{\frac{T_{ад}}{\alpha_{ст} T_H} \left\{ c_y + (1 - c_y) \frac{M_B}{M_r} \right\}} \quad (8.31)$$

Формула (8.31) показывает, что в турбулентных диффузионных пламенах высота пламени не зависит от скорости течения и прямо пропорциональна диаметру горелки. В качестве более точного выражения можно рекомендовать следующее:

$$\frac{L - s}{d} = \frac{5,3}{c_y} \sqrt{\frac{T_{ад}}{\alpha_{ст} T_H} \left\{ c_y + (1 - c_y) \frac{M_B}{M_r} \right\}} \quad (8.32)$$

где  $s$  — расстояние от среза горелки до точки, в которой начинается турбулизация границы пламени (см. рис. 8.1).

Воль с соотр. предложил другой подход, основанный на замене коэффициента молекулярной диффузии в формуле (8.16), полученной для ламинарных диффузионных пламен, на коэффициент вихревой диффузии. Последний равен произведению длины пути смешения  $l_1$  на интенсивность пульсаций  $u'$ . Для достаточно развитого турбулентного течения в трубе  $l_1$  имеет максимальное значение на оси трубы, равное примерно  $0,085 d$ . Значение  $u'$  на оси трубы равно примерно  $0,03 U$  [6]. Следовательно, коэффициент вихревой диффузии на оси трубы равен

$$\epsilon_T = l_1 u' = 0,00255 U d \quad (8.33)$$

Эту формулу, вообще говоря, нельзя переносить на свободные струи. Однако, вводя произвольный коэффициент  $f$ , который учитывает различие условий течения в турбулентном пламени и трубе, и используя среднюю скорость течения на срезе горелки  $U_0$ , Воль получил, что

$$\epsilon = 0,00255 f U_0 d \quad (8.34)$$

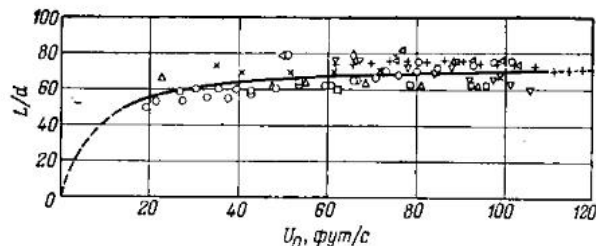


Рис. 8.5. Постоянство отношения  $L/d$  в случае турбулентных диффузионных пламен (Воль и др.).

Если подставить это значение  $\epsilon$  вместо  $D$  в формулу (8.16) и учесть, что  $V$  равно  $\pi U_0 d^2/4$ , то можно получить следующее выражение:

$$\frac{L}{d} = \frac{1}{16 (0,00255) f c_r} \quad (8.35)$$

Для городского газа

$$\frac{L}{d} = \frac{1}{0,00837f} \quad (8.36)$$

Для смеси 50% (об.) городского газа с воздухом

$$\frac{L}{d} = \frac{1}{0,0187f} \quad (8.37)$$

Эмпирические зависимости, полученные для этих двух газов, имеют вид:

$$\frac{L}{d} = \frac{1}{(0,00775 + 3,80/U_0)} \quad (8.38)$$

$$\frac{L}{d} = \frac{1}{(0,0132 + 3,23/U_0)} \quad (8.39)$$

Влияние  $U_0$  (см/с) проявляется весьма слабо, о чем ясно свидетельствуют также экспериментальные результаты, приведенные на рис. 8.5. Следовательно,  $L/d = \text{const}$ , т.е. высота турбулентного диффузионного пламени оказывается прямо пропорциональной диаметру горелки. Кривая, проведенная на рис. 8.5, соответствует формуле (8.39). Формулы (8.36) и (8.37) можно, сравнив с формулами (8.38) и (8.39), преоб-

разовать  $k$  несколько иному виду, если ввести константу  $U_1$ :

$$\frac{L}{d} = \frac{1}{[0,0083f(1 + U_1/U_0)]} \quad (8.40)$$

$$\frac{L}{d} = \frac{1}{[0,018f(1 + U_1/U_0)]} \quad (8.41)$$

Для двух газов, рассмотренных здесь, коэффициент  $f$  равен соответственно 0,93 и 0,71, а  $U_1$  — 16 см/с и 8 см/с (это довольно низкое значение).

#### 8.4. ФОРМА ДИФFUЗИОННОГО ПЛАМЕНИ

До сих пор речь шла лишь о высоте диффузионного пламени, возникающего в струе горючего газа, вытекающего из горелки. Возникает вопрос, какую форму имеет диффузионное пламя? Этот вопрос много лет тому назад был решен численно Бурке и Шуманом [7], которые получили результаты, позволившие объяснить качественно и даже количественно экспериментальные факты. Бурке и Шуман рассмотрели задачу о ламинарном диффузионном пламени следующим образом. На срезе вертикальной трубки радиусом  $L$ , по которой поступает горючий газ, устанавливается ламинарное диффузионное пламя. Эта трубка помещена по оси другой, более длинной внешней трубки, имеющей радиус  $R$ . По зазору между внешней и внутренней трубками поступает воздух. Средние скорости течения горючего газа и воздуха одинаковы, т. е. объемные расходы горючего газа и воздуха поддерживаются в отношении  $L^2 : (R - L)^2$ . Для упрощения задачи вводятся следующие допущения: скорости течения горючего газа и воздуха в зоне пламени постоянны; коэффициент диффузии постоянен; диффузия осуществляется только в радиальном направлении; смешение горючего газа с окислителем осуществляется только за счет диффузии. Фактически химическая реакция локализуется в пределах очень узкой области, которую можно рассматривать как математическую поверхность. Она занимает положение, в котором скорости диффузии горючего газа и воздуха обеспечивают получение стехиометрической смеси.

Обозначим положение произвольной точки через радиус  $r$  и расстояние  $y$ , отсчитываемое от среза внутренней трубки. Пусть  $c_{ry}$  — концентрация горючего, тогда уравнение диффузии можно записать

$$\frac{\partial c_{ry}}{\partial t} = D \left( \frac{\partial^2 c_{ry}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial c_{ry}}{\partial r} \right) \quad (8.42)$$

где  $t$  — время;  $D$  — коэффициент диффузии.

Пусть  $v$  — скорость течения газа, которую примем постоянной. Так как  $y = vt$ , то вместо (8.42) получим

$$\frac{\partial c_{ry}}{\partial y} = \frac{D}{v} \left( \frac{\partial^2 c_{ry}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial c_{ry}}{\partial r} \right) \quad (8.43)$$

Пусть  $c_1$  — начальная концентрация горючего,  $c_2$  — начальная концентрация кислорода, а  $i$  — число молей кислорода, необходимое для полного сгорания одного моля горючего. Тогда получим следующие граничные условия:

$$y = 0: c_{ry} = c_1 \quad (0 < r < L)$$

$$c_{ry} = -c_2/i \quad (L < r < R)$$

$$r = 0, r = R: \partial c_{ry}/\partial r = 0$$

Отрицательная величина  $-c_2/i$  имеет следующий смысл. Так как кислород и горючий газ, соединяясь, образуют продукты сгорания, то при математической записи концентрации кислорода можно принять за отрицательную концентрацию горючего, т. е. концентрация кислорода  $c_2$ , выраженная как концентрация горючего газа, будет равна  $-c_2/i$ . Следовательно, на граничной поверхности пламени  $c_{ry} = 0$ .

Решение уравнения (8.43), удовлетворяющее этим граничным условиям, имеет следующий вид:

$$c_{ry} = c_0 \frac{L^2}{R^2} - \frac{c_2}{i} + \frac{2Lc_0}{R^2} \sum \frac{1}{\mu} \frac{J_1(\mu L) J_0(\mu r)}{[J_0(\mu R)]^2} e^{-\frac{D\mu^2 y}{v}} \quad (8.44)$$

где  $c_0 = c_1 + c_2/i$ ;  $J_1$  и  $J_0$  — бесселевы функции первого рода;  $\mu$  — корни уравнения  $J_1(\mu R) = 0$ .

Полагая в этой формуле  $c_{ry} = 0$  и  $r = x$ , получим уравнение, описывающее форму пламени в координатах  $(x, y)$ :

$$\sum \frac{1}{\mu} \frac{J_1(\mu L) J_0(\mu x)}{[J_0(\mu R)]^2} e^{-\frac{D\mu^2 y}{v}} = \frac{R^2 c_0}{2L i c_0} - \frac{L}{2} \quad (8.45)$$

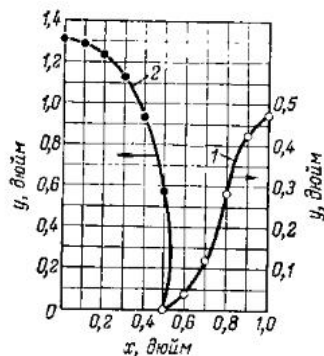


Рис. 8.6. Форма ламинарного диффузионного пламени (Бурке, Шуман):

1 — недостаток окислителя; 2 — избыток окислителя.

Пример решения показан на рис. 8.6 для случая  $L = 1/2$  дюйма,  $R = 1$  дюйм;  $D = 0,0763$  (дюйм)<sup>2</sup>/с (коэффициент диффузии метана);  $v = 0,610$  дюйма/с [что соответствует расходу газа по внутренней трубке 1 (фут)<sup>3</sup>/ч]. В качестве горючего выбран метан,  $i = 2$ . Кривая 1 соответствует случаю, когда по внешней трубке подается воздух, и  $c_2 = 0,21 c_1$ . Кривая 2 соответствует подаче кислорода,  $c_2 = c_1$  (кислород оказывается в избытке). В первом

случае имеет место недостаток кислорода, образно говоря, кислород «сгорает» в горючем газе.

Форма пламени, определенная в результате расчетов, очень хорошо согласуется с формой реальных пламен. Бурке и Шуман подтвердили достоверность теорни, сопоставив теоретическое решение с экспериментом.

Формула (8.45) предсказывает, что если объемный расход газа поддерживать неизменным, то высота диффузионного пламени с избытком окислителя не зависит от размеров внешней и внутренней трубки (диаметры изменяются при постоянном коэффициенте пропорциональности). Этот вывод подтверждается результатами измерений.

Согласно формуле (8.45), если  $D$  увеличить в  $m$  раз, а  $y$  увеличить в  $1/m$  раз, то уравнение останется без изменений. Другими словами, если прочие факторы не изменяются, то высота пламени должна быть обратно пропорциональной коэффициенту диффузии. Для пламен оксида углерода и водорода  $i = 1/2$ . Как показывают измерения, в первом случае высота пламени в 2,5 раза больше, чем во втором. Поскольку отношение коэффициентов диффузии этих газов при комнатной температуре равно 4, полученный результат свидетельствует о достаточно хорошем качественном согласии между расчетом и экспериментом.

Кроме того, уравнение (8.45), описывающее форму пламени, не изменяется и при одновременном увеличении в  $m$  раз параметров  $v$  и  $y$ , т. е. размер пламени в продольном направлении прямо пропорционален скорости течения.

Этот вывод уже обсуждался ранее, но рассмотрим дополнительно результаты экспериментов Бурке и Шумана, приведенные в табл. 8.1. Видно, что прямая пропорциональность между высотой пламени и расходом сохраняется лишь при сравнительно небольших высотах пламени, что уже упоминалось ранее.

Хотя коэффициент диффузии обратно пропорционален давлению, однако, если массовый расход постоянен, скорость течения также изменяется обратно пропорционально давлению. Следовательно, давление не входит в формулу (8.45). Другими словами, высота пламени, при прочих неизменных параметрах, по видимому, не зависит от давления. Этот вывод также согласуется с экспериментальными фактами.

При теоретическом рассмотрении скорости течения и коэффициента диффузии были приняты постоянными. Это предположение является приемлемым, так как увеличение этих параметров вследствие повышения температуры приводит к взаимной компенсации. Согласно результатам эксперимента, в ходе которого с помощью электрической печи, надеваемой на внешнюю трубку, температуру газа варьировали в интервале от 20 до 510 °С, высота пламени оказалась мало чувствительной к влиянию температуры.

ТАБЛИЦА 8.1

Данные, иллюстрирующие пропорциональность между высотой ламинарного диффузионного пламени и расходом газа [Бурке, Шуман]

Расход воздуха, фут <sup>3</sup> /ч	Расход метана, фут <sup>3</sup> /ч	Высота пламени, дюйм	Отношение третьего столбца ко второму столбцу
7,0	0,38	1,23	4,56
13,5	0,75	3,37	4,50
18,0	1,00	4,47	4,47
23,8	1,32	5,82	4,40
29,5	1,64	7,25	4,42
37,1	2,06	9,00	4,36
41,1	2,28	9,90	4,32

**Высота диффузионного пламени**  
**Сопоставление теории с экспериментом**  
**Коэффициент диффузии, используемый в расчете,**  
**определялся по химическому составу смеси;**  
 **$R=0,63$  дюйма;  $L=0,42$  дюйма [Бурке, Шуман]**

Расход воздуха, фут <sup>3</sup> /ч	Расход CO, фут <sup>3</sup> /ч	Высота пламени, дюйм	
		расчет	эксперимент
4,2	3,00	0,94	0,92
8,0	6,00	1,75	1,75
3,25	3,75	1,02	1,02
5,55	6,25	1,76	1,76

Если горючий газ частично заменить на инертный газ, например, на азот, то значение  $c_1$  уменьшится. Это должно вызвать уменьшение высоты пламени в случае недостатка кислорода. Так, пламя метана при случае избытка кислорода и увеличение высоты пламени в случае недостатка кислорода. Так, пламя метана при избытке кислорода имеет высоту 8,1 дюйма. При замене половины метана на азот высота пламени снижается до 3,5 дюймов. Согласно теории, длина пламени должна уменьшиться вдвое, что, по-видимому, следует расценивать как достаточно хорошее качественное совпадение. Если заменить часть горючего газа на кислород, то значение  $c_1$  уменьшится, и можно ожидать такой же эффект, как и в случае инертного газа. Но если ввести в горючий газ слишком много кислорода, то возникнет пламя в предварительно перемешанной смеси типа бунзеновского пламени. Такие пламена были рассмотрены в предыдущей главе.

Согласно формуле (8.45), если увеличить  $i$ , высота пламени с избытком кислорода должна увеличиться, а высота пламени с недостатком кислорода уменьшится. Результаты эксперимента, подтверждающие этот эффект, приведены в табл. 8.2. Если учесть разницу в коэффициентах диффузии, то можно получить очень хорошее согласие рассчитанных и измеренных значений.

Итак, форма пламени, предсказываемая теорией Бурке и Шумана, и, в частности высота пламени, находится в довольно хорошем количественном согласии с экспериментом. Некоторые замечания необходимо сделать в отношении величины коэффициента

диффузии. Если взять пробу газа из различных точек вдоль оси горелки, то по ней можно определить состав газа в этих точках. Наряду с этим, задавая коэффициент диффузии, можно рассчитать состав газовой смеси в произвольной точке с учетом диффузии без пламени и определить состав продуктов реакции в этой смеси. Если коэффициент диффузии задан удачно, то рассчитанный и измеренный составы, очевидно, совпадут.

Была сделана попытка оценить с помощью этого метода коэффициент диффузии при температуре пламени и было показано, что его значение почти не изменяется в различных точках вдоль оси горелки. Например, в случае оксида углерода  $D=0,104$  (дюйм)<sup>2</sup>/с. В табл. 8.3 приведены результаты расчета высоты пламени, в котором использовано это значение коэффициента диффузии. Видно, что расчет очень хорошо согласуется с экспериментом.

В заключение еще раз подчеркнем основной вывод этого раздела, который состоит в том, что в диффузионных пламенах рассмотренного типа определяющим фактором является диффузия, а химическая реакция играет вторичную роль.

#### *Горение капель жидкого горючего*

Горение аэрозолей, получаемых посредством распыла жидкого горючего, широко используется в различных областях техники. Поэтому исследования этого процесса имеют практическую направленность.

ТАБЛИЦА 8.2

**Высота ламинарного диффузионного пламени**  
**[Бурке, Шуман]**

Горючий газ	$i$	Высота пламени, дюйм	
		расчет	эксперимент
Городской газ	1,05	1,66	1,44
Метан	2,00	0,93	0,87
Этан	3,50	0,67	0,62

Распыленное топливо представляет собой очень неоднородную систему, состоящую из мелких частиц горючего, паров горючего, смеси газов и воздуха. Из-за большой сложности детальный анализ горения такой системы представляется весьма затруднительным. Вследствие этого до последнего времени большая часть работ была посвящена исследованию конкретных камер сгорания и топочных устройств, тогда как многие общие свойства явления оставались не ясными. Нам представляется полезным рассмотрение в качестве метода анализа ряда упрощенных моделей.

Одной из таких моделей является случай очень быстрого окисления горючего. Этот случай уже рассматривался выше как диффузионное пламя на горелке. Другой моделью является противоположный случай медленного окисления горючего. Характеристики такого процесса близки к характеристикам горения индивидуальных мелких частиц горючего. Эти модели являются упрощением по сравнению с горением распыленного топлива, но могут быть легко исследованы как экспериментально, так и теоретически.

### 8.5. УСЛОВИЯ ГОРЕНИЯ ЖИДКИХ КАПЕЛЬ

При исследовании горения капель жидкого горючего обычно имеют дело с частицами диаметром менее 1 мм. Экспериментально могут быть изучены одиночные капли размером до 0,1 мм; исследование более мелких капель затруднительно. Диаметр жидких капель, содержащихся в облаке распыленного топлива, предназначенном для горения, колеблется от нескольких мкм до нескольких сотен мкм; его среднее значение или значение, соответствующее большому числу капель, обычно составляет несколько десятков мкм. Следовательно, капли диаметром порядка 1 мм заметно крупнее типичной фракции распыленного топлива. Однако такие капли удобны для постановки чистого эксперимента.

Разумеется, было бы желательно исследовать горение жидкой капли в свободном состоянии. Однако эксперимент со свободной каплей, хотя и представляется возможным, связан со значительными техническими трудностями. Поэтому в экспериментах чаще

всего исследуют капли, подвешенные на кварцевых нитях. Одним из способов эксперимента со свободной каплей является исследование воспламенения и горения каплей жидкого горючего в условиях свободного падения. Если разработать специальную оптическую систему, то появляется возможность наблюдать и фотографировать каплю в процессе горения. Трудностью этого метода является неизбежное влияние вынужденной конвекции.

Если каплю жидкого горючего подбросить вертикально вверх, то вблизи апогея ее траектории скорость движения капли будет близка к нулю. Этот участок траектории был использован в работе [8] в качестве условий экспериментального исследования горения свободной капли, однако возможности такого эксперимента весьма ограничены. Подвешенная капля имеет строго фиксированное положение, что позволяет осуществить тщательное наблюдение над каплей в процессе горения. Однако в случае капель диаметром порядка 1 мм возникают восходящие потоки газа, вызванные довольно сильной естественной конвекцией. Другой проблемой является влияние нити, поддерживающей горящую каплю. В реальном случае, когда диаметр капель жидкого горючего оказывается меньше некоторого предельного значения, возникает взвешенное состояние, когда исчезает относительная скорость между каплями и окружающим газом и можно пренебречь естественной конвекцией. Поэтому, если преследуется цель изучить характеристики горения жидких капель в подобных условиях, то ограниченность эксперимента с подвешенной каплей, очевидно, будет помехой исследованию.

Воспламенение капель жидкого горючего легче всего осуществляется в режиме самовоспламенения в атмосфере воздуха, нагретого до высокой температуры. Можно также использовать искровое воспламенение в случае, когда горючее имеет высокое давление пара. Процесс воспламенения в достаточной мере был рассмотрен в гл. 3. Здесь мы этого вопроса касаться не будем, а рассмотрим подробно явление горения, которое возникает сразу после воспламенения.

Если при диффузионном горении струн горючего газа основной интерес представляют закономерности,

определяющие форму и в особенности высоту пламени, то при горении жидких капель эти свойства не являются главными. Как уже упоминалось выше, при горении крупных капель диаметром порядка 1 мм существенной становится естественная конвекция, в силу которой пламя принимает характерную форму капли, вытянутой вверх. В случае очень мелких капель форма пламени, очевидно, приближается к сферической.

Среди характеристик горения капель жидкого горючего основной интерес представляет время сгорания, или время жизни, капли. Воспламенение капли жидкого горючего контролируется химической реакцией и имеет характерные черты явления, подчиняющегося законам статистики. После воспламенения процесс контролируется процессами передачи тепла и диффузии, а химическая реакция отходит на второй план.

#### 8.6. ВРЕМЯ СГОРАНИЯ КАПЛИ ЖИДКОГО ГОРЮЧЕГО

В настоящее время закономерности горения жидких капель хорошо известны, и описание их не представляет больших трудностей. Первые сведения о горении жидких капель были получены экспериментальным путем [9, 10]. Поэтому, следуя исторической традиции, вначале изложим результаты экспериментальных исследований [11].

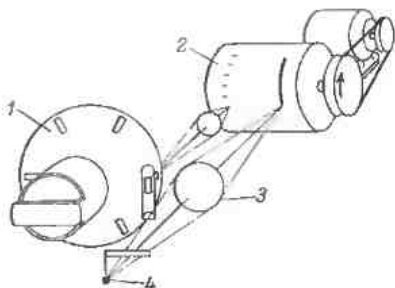


Рис. 8.7. Схема установки для измерения времени сгорания жидкой капли (Кумаган, Исода):

1 — синхронный электродвигатель; 2 — вращающийся барабан фоторегистра; 3 — линза; 4 — капля жидкого горючего.

Рис. 8.8. Фоторазвертка сечения пламени горящей капли (метки времени через 0,04 с) (Кумаган, Исода).

Для измерения времени сгорания капли была использована установка, схематически изображенная на рис. 8.7. Капля горючего подвешивается на нижнем конце кварцевой иглы диаметром 0,1 мм. На рис. не показана маленькая горелка, работающая на городском газе и расположенная на конце вращающегося штатива. Факел пламени этой горелки проходит непосредственно под каплей и поджигает ее.

Перед воспламенением капли на начальном участке фотопленки получали статическую фотографию капли при неподвижном барабане. С этой целью использовали подсветку, которая устанавливалась сзади за каплей. Затем подсветку выключали, включали барабан фоторегистра, и открывали ручной затвор, действующий лишь в течение одного оборота барабана. Спустя некоторое время капля поджигалась и пламя фотографировалось на медленно движущуюся пленку. Одновременно на пленку подавался импульсный световой сигнал определенной длительности (в данном случае 0,04 с), получаемый от миниатюрной электролампочки с помощью обтюратора, приводимого в движение синхронным электродвигателем.

Время сгорания измеряли, подсчитывая число меток времени, приходящихся на длину изображения пламени.

Пример фоторегистрации пламени показан на рис. 8.8. В этом опыте узкая щель перед барабаном отсутствовала, поэтому на пленке получено сплошное изображение пламени. Время сгорания капли измеряют по полной длине изображения пламени. Однако такой метод измерения вносит некоторую погрешность. В конце горения, когда размер пламени резко уменьшается, момент окончания горения определяет-

ся точно без погрешности. Однако сразу после воспламенения пламя имеет довольно значительные размеры, поэтому при измерении времени сгорания по фотографии необходимо вводить поправку на размер пламени. Эта поправка при визуальном измерении составляет  $\sim 0,01$  с. Полученное таким способом время сгорания капли обозначим через  $t_k$  (с).

Рассматривая под микроскопом статическую фотографию капли, полученную в начале опыта, можно измерить диаметр капли  $D_0$  (мм). Перед опытом капля жидкого горючего наносится на кварцевую нить. В результате капля принимает форму, несколько вытянутую в вертикальном направлении. Из-за влияния нити, которая проходит каплю насквозь, точное определение вертикального размера капли затруднено. Поэтому определяли размер капли в поперечном направлении; этот размер принимали в качестве диаметра сферы, форму которой приписывали жидкой капле. Такой способ, естественно, приводит к погрешностям: во-первых, несколько занижается объем жидкой капли в результате пренебрежения удлинением капли в вертикальном направлении (чем меньше капля, тем выше отношение ее продольного размера к поперечному и, следовательно, тем больше погрешность измерений), во-вторых, пренебрегают объемом кварцевой нити, что приводит к завышению объема капли. Первая погрешность составляет несколько процентов, вторая — 1—10%. Однако знаки этих погрешностей противоположны. Таким образом, погрешность измерения объема жидкой капли или ее диаметра, возникающая вследствие того, что капля принимается за идеальную сферу, составляет несколько процентов.

С позиций современного технического уровня, по-видимому, трудно понять, почему для измерения времени сгорания капли жидкого горючего использовались подобные сравнительно примитивные методы. Дело в том, что описанный эксперимент проводился в научно-исследовательской лаборатории Токийского университета, сразу после второй мировой войны, когда в Японии еще отсутствовали многие необходимые условия для фундаментальных научных исследований. Трудности, которые встретились при выполнении этого простого эксперимента, оказались общими

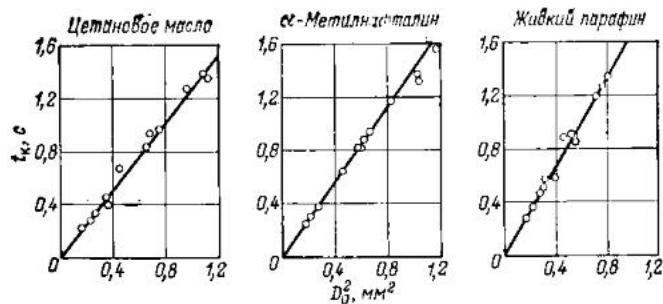


Рис. 8.9. Зависимость времени сгорания капли от начального диаметра (Кумаган, Исода).

для всех экспериментов по горению жидких капель, которые впоследствии были доведены до высокой точности.

Если изобразить на графике связь между  $t_k$  и  $D_0$  с учетом рассмотренной выше погрешности измерений, то результаты многочисленных экспериментов в пределах естественного довольно значительного разброса могут быть описаны следующей зависимостью:

$$t_k/D_0^2 = K \quad (8.46)$$

где  $K$  — коэффициент, который зависит от типа горючего и внешних условий.

Эта формула выражает основной закон горения капель жидкого горючего. Несколько примеров результатов измерений приведено на рис. 8.9. В действительности, на основании результатов измерений далеко не всегда можно легко установить подобную закономерность. Дополнительным аргументом в пользу формулы (8.46) является то, что ее можно получить теоретически, используя ряд допущений. Кумаган в результате многократного повторения измерений удалось показать, что эта зависимость выполняется для самых различных горючих.

Согласно формуле (8.46), время сгорания капель жидкого горючего прямо пропорционально квадрату начального диаметра капли. Для обычных углеводородов при начальном диаметре капли 1 мм время сгорания составляет примерно 1 с. Если принять, что закон горения в форме (8.46) справедлив также и в

случае гораздо более мелких капель, то при начальном диаметре порядка нескольких десятков микрометров время сгорания по оценке составит несколько миллисекунд. Именно такие значения времен сгорания можно ожидать в случае реальных распыленных топлив.

### 8.7. ПРОЦЕСС ГОРЕНИЯ ЖИДКИХ КАПЕЛЬ

Закон горения капель жидкого горючего, полученный выше, выражает общую связь, существующую между временем сгорания и начальным диаметром капли. Остается неясным, какие законы выполняются в процессе горения. Поэтому было решено изучить изменения размера жидких капель в процессе горения и на основании данных по изменению объема капли определить скорость горения (объем или массу горючего, сгорающего в единицу времени) [11].

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 8.10. Каплю жидкого горючего помещают в электропечь и поджигают с помощью электрической искры. Горящую каплю освещают через определенные промежутки времени с помощью электродуговой лампы и покадрово фотографируют на пленку вращающегося барабана. Температура воздуха в печи регулируется с помощью реостата и измеряется посредством терморпары, размещенной непосредственно вблизи капли. Размер изображения определяется размером щели, установленной перед барабаном фоторегистра. Барабан вращается с такой скоростью, чтобы кадры не накладывались один на другой. Время экспозиции составляет несколько миллисекунд, поэтому на фотографиях возникает смещение изображения около 0,2 мм в направлении вращения барабана, т. е. в вер-

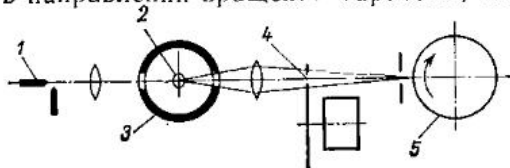


Рис. 8.10. Схема прибора для измерения зависимости диаметра испаряющейся и горящей капли от времени (Кумаган, Исода):

1 — электродуговая лампа; 2 — жидкая капля; 3 — электропечь; 4 — дисковый обтюратор; 5 — барабан фоторегистра.

тикальном направлении относительно капли. Это приводит к сокращению размера изображения. Погрешность измерения поперечного размера жидкой капли существенно меньше. Полученные фотографии изучают с помощью микроскопа и определяют связь между диаметром капли  $D$  (мм) и временем  $t$  (с).

Результаты эксперимента, как показано на рис. 8.11, могут быть представлены в виде зависимости  $D^2 - t$ . Бросается в глаза отсутствие уменьшения диаметра капли  $D$  в течение некоторого времени после зажигания. Этот интервал включает время, необходимое для того, чтобы пламя, распространяющееся по слою газовой смеси, охватывало всю каплю, т. е. установилось стационарное состояние в газовой фазе, а также время, в течение которого температура капли приобретает постоянное значение. Время, связанное с установленным температурой капли, естественно, является основной составляющей. После того как температура капли жидкого горючего примет постоянное значение,  $D^2$  начинает уменьшаться прямо пропорционально  $t$ . Эта связь сохраняется до тех пор, пока диаметр капли не уменьшится настолько, что уже начинает сказываться влияние толщины кварцевой нити. Таким образом

$$-\frac{d(D^2)}{dt} = k \quad (8.47)$$

где  $k$  — тангенс угла наклона прямой в координатах  $D^2 - t$  и является коэффициентом, который зависит лишь от типа горючего и внешних условий.

Формулу (8.47) можно записать в несколько ином виде

$$-\frac{dD}{dt} = \frac{k}{2D} \quad (8.48)$$

Таким образом, скорость уменьшения диаметра капль обратно пропорциональна самому диаметру. Это означает, что скорость, с которой уменьшается

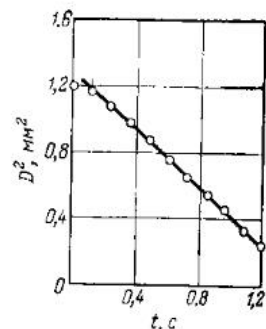


Рис. 8.11. Изменение размеров капли цетанового масла в процессе горения. Температура окружающей среды 316 °С (Кумаган, Исода).



поверхности капли, т. е. скорость горения, прямо пропорциональна диаметру капли. Действительно, из формул (8.47) и (8.48) получим следующее уравнение:

$$-\frac{d}{dt} \left( \frac{\pi D^3}{6} \right) = \frac{\pi k D}{4} \quad (8.49)$$

Введем время  $t_1$ , в течение которого температура капли достигает постоянного значения, и время  $t_2$  последующего горения капли. Тогда, пренебрегая изменением  $D$  в течение  $t_1$ , получим

$$t_k = t_1 + t_2 = t_1 + \frac{D_0^2}{k} \quad (8.50)$$

Время, в течение которого температура поверхности жидкой капли достигает некоторой постоянной величины, например температуры кипения, обычно оказывается прямо пропорциональным площади поверхности капли. Такой результат получается как в предположении, что внутри капли отсутствуют конвективные токи и существует градиент температуры, направленный от поверхности капли к ее центру, так и в предположении, что температура капли является однородной вследствие конвективного перемешивания. Таким образом

$$t_1 = D_0^2/a \quad (8.51)$$

где  $a$  — коэффициент пропорциональности.

Следовательно

$$\frac{t_k}{D_0^2} = \frac{1}{a} + \frac{1}{k} \quad (8.52)$$

Эта связь показывает, что время сгорания капли пропорционально квадрату начального диаметра капли. В случае, когда можно пренебречь нестационарной стадией горения

$$\frac{t_k}{D_0^2} = \frac{1}{k} \quad (8.53)$$

следовательно

$$K = 1/k \quad (8.54)$$

Однако обычно наблюдается некоторое расхождение между значением  $K$ , измеренным непосредственно, и значением  $K$ , рассчитанным по формуле (8.54)

с использованием измененных значений  $k$ . Следовательно, влиянием нестационарной стадии пренебрегать нельзя.

Помимо формулы (8.46), закон горения жидких капель можно выразить с помощью формул (8.47) и (8.49). Таким образом, изменение скорости горения в зависимости от типа горючего или внешних условий можно представить посредством изменения величин  $K$  или  $k$ . Величина  $k$  называется константой испарения. Для случая, приведенного на рис. 8.11, на нестационарной стадии константа испарения постепенно увеличивается от нуля до постоянного значения, которое сохраняется на стационарной стадии. Однако имеются и такие случаи, когда подобная зависимость четко не прослеживается. На рис. 8.12 приведен подобный пример для дизельного топлива и легкого масла [12]. Горение капли дизельного топлива происходит следующим образом. После воспламенения начинается термическое разложение топлива. Частички, вылетающие из внутренних участков капли, сгорают в пламени, оставляя на поверхности конденсат, имеющий вид пчелиных сотов. В результате изменение видимого диаметра капли, представленное в координатах  $D^2 - t$ , имеет сложный характер, очень далекий от прямолинейной зависимости. При горении капли легкого масла при температуре окружающей среды  $750^\circ\text{C}$  и выше также наблюдаются довольно сильные отклонения от прямолинейной зависимости в координатах  $D^2 - t$ . И лишь в случае легких углеводородов и спиртов вплоть до высоких температур в стационарном состоянии наблюдается прямолинейная связь в координатах  $D^2 - t$ , т. е. в этом случае

$$D_0^2 - D^2 = kt \quad (8.55)$$

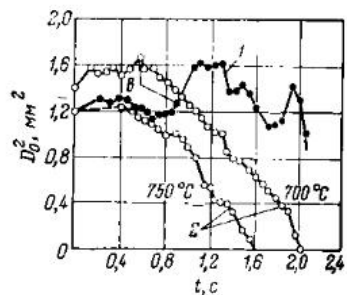


Рис. 8.12 Изменение размеров капли дизельного топлива и легкого масла в процессе горения (В — воспламенение; цифры на графике — температура окружающей среды) (Кобанск): 1 — дизельное топливо; 2 — легкое масло.

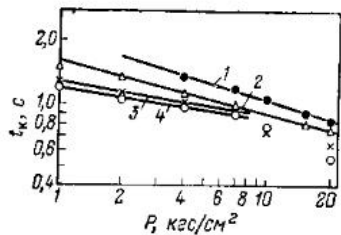


Рис. 8.13. Зависимость времени сгорания жидкой капли от давления (Холл и др.):  
1 — фурфуроловый спирт; 2 — тетралин; 3 — декан; 4 — амилацетат.

свидетельствует о довольно слабом влиянии внешнего давления на горение жидкой капли.

На рис. 8.13 приведены экспериментальные результаты Холла с сотр. [8], который в качестве горючего использовал фурфуроловый спирт, тетралин, декан и амилацетат. Опыты проводились в манометрической бомбе диаметром 4 дюйма и высотой 4 дюйма в интервале давлений до 20 кгс/см<sup>2</sup>, воспламенение капли осуществлялось импульсным действием пламени маленькой газовой горелки. В процессе горения расстояние между пламенем и поверхностью капли (размер пламени в поперечном направлении) почти не изменялось. По мере повышения давления это расстояние уменьшалось примерно обратно пропорционально корню квадратному из давления. Внутри пламени можно было видеть большое число светящихся частиц углерода.

На рис. 8.13 приведена зависимость времени сгорания капель начального диаметра 1,1 мм от давления. Видно, что время сгорания изменяется пропорционально давлению в степени от  $-0,2$  до  $-0,4$ . Так как скорость горения или константа испарения обратно пропорциональны времени сгорания капли, получается, что эти величины изменяются прямо пропорционально абсолютному давлению в степени 0,2—0,4. Таким образом, совместное рассмотрение факторов, вызывающих увеличение константы испарения, и факторов, вызывающих ее уменьшение при возрастании внешнего давления, позволяет сделать естественный вывод о том, что давление оказывает довольно

Рассмотрим теперь влияние внешних условий на горение жидкой капли.

**Внешнее давление.** Скорость горения и, следовательно, константа испарения изменяются примерно прямо пропорционально абсолютному давлению в степени  $n$  [8, 13]. Значения  $n$  лежат в интервале от 0,2 до 0,4, что

слабое влияние на горение капли. Теоретические расчеты также показывают, что повышение внешнего давления приводит к весьма незначительному увеличению либо вовсе не сказывается на скорости горения и константе испарения [14]. Однако при более высоких давлениях вблизи критических условий влияния давления, по-видимому, будет проявляться значительно сильнее.

**Температура окружающей среды.** Голдсмит [13] сопоставил собственные экспериментальные данные полученные при сравнительно низких температурах с данными Кобаяси [12], полученными при сравнительно высоких температурах. В качестве горючего использовались *n*-гептан и бензол; результаты измерений имеют довольно сильный разброс. На рис. 8.14 представлены экспериментальные результаты, полученные Кумагаи с сотр. [11] для цетана, *n*-гептана и этанола в интервале температур от комнатной температуры до 700 °С. В целом эти экспериментальные данные свидетельствуют о том, что по мере повышения температуры окружающей среды константа испарения увеличивается приблизительно в соответствии с тем эффектом, который предсказывает теория.

**Концентрация кислорода в окружающей среде.** Эксперименты по горению капель *n*-гептана и этанола в смесях кислорода с азотом различных концент-

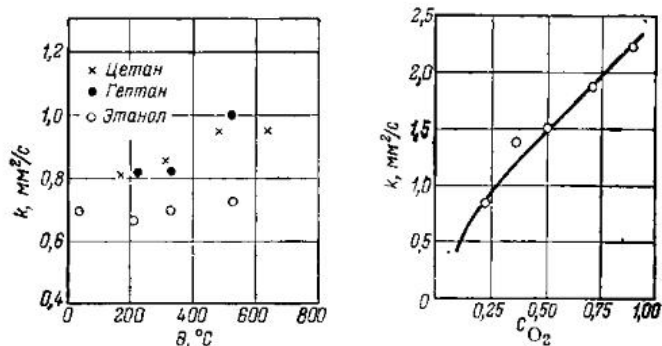


Рис. 8.14. Влияние температуры окружающей среды на константу испарения капли жидкого горючего (Кумагаи, Исода).

Рис. 8.15. Влияние концентрации кислорода в окружающей среде на константу испарения капли жидкого горючего (*n*-гептан), сплошная линия — теоретический расчет (Голдсмит).

раций показали, что эффект увеличения константы испарения, вызванный повышением концентрации кислорода, хорошо согласуется с результатами теоретического расчета. На рис. 8.15 приведены результаты эксперимента, выполненного Голдсмитом с сотр. [15]. Кривая, проведенная на графике, получена согласно теоретическим расчетам Пеннера [16]. На этом рисунке приведены лишь данные, полученные для *n*-гептана. Кроме того, были выполнены эксперименты с этанолом, бензолом и толуолом. В опытах с бензолом и толуолом при повышении концентрации кислорода свыше 0,37 образуется очень много сажи, поэтому дальнейшее повышение концентрации оказалось невозможным. Образование углерода и углеродных остатков, подобных тем, что наблюдаются при горении капель ароматических углеводородов, указывает на необходимость учета в теории горения жидкой капли роли химических реакций. Экспериментальные результаты, полученные Грейвсом с изооктаном [17], подтверждают закономерности, обнаруженные Голдсмитом.

**Колебания воздуха, окружающего каплю.** Влияние конвекции (вынужденной и естественной) на горение жидких капель будет рассмотрено ниже. Оказалось, что колебания воздуха, окружающего каплю, также оказывают влияние на ее горение. Увеличение константы испарения под действием колебаний воздуха, окружающего каплю, ограничено некоторым пределом и описывается следующей формулой [18]:

$$k = k_0 + Afa^2(B - fa^2) \quad (8.56)$$

где  $k_0$  — константа испарения в случае неподвижного воздуха;  $a$  и  $f$  — соответственно амплитуда и частота колебаний воздуха;  $A$  и  $B$  — постоянные.

Если рассматривать величину  $(fa^2)$  как некоторый аналог коэффициента диффузии, то используя вместо  $(fa^2)$  коэффициент вихревой диффузии, можно применить формулу (8.56) к анализу горения капли в турбулентном воздушном потоке.

### 8.8. ИСПАРЕНИЕ ЖИДКОЙ КАПЛИ

Исходя из механизма горения жидкой капли, можно ожидать, что скорость горения капли (объем или масса горючего, испаряющаяся за единицу вре-

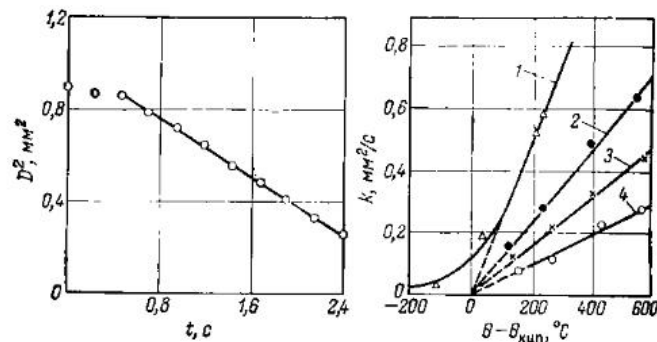


Рис. 8.16. Изменение  $D^2$  с течением времени при испарении капли *n*-гептана (температура окружающей среды 335 °С) (Кумаган, Исода).

Рис. 8.17. Влияние температуры окружающей среды на константу испарения жидкой капли (Кумаган, Исода):  
1 — гексан; 2 — *n*-гептан; 3 — бензол; 4 — этанол.

мени) определяется скоростью испарения. Другими словами, полученные выше законы горения капель жидкого горючего, по-видимому, являются законами испарения. Рассмотрим общие закономерности испарения жидких капель, не ограничиваясь каплями горючих жидкостей, под действием высокой внешней температуры, превышающей температуру кипения жидкости. В опытах по испарению используется та же самая установка, что и в опытах по горению. Схема такой установки показана на рис. 8.10. После того как температура электропечи достигнет заданного постоянного значения, в печь вносят каплю жидкости. В качестве диаметра капли, как и в случае горения, принимается поперечный размер  $D$ . Определяют связь между диаметром капли и временем  $t$ . Результаты эксперимента показаны на рис. 8.16. В течение некоторого времени после того, как капля жидкости вносится в печь (примерно 0,5 с), наблюдается переходное состояние. На этой стадии температура капли непостоянна. После того как температура капли становится постоянной,  $D^2$  начинает изменяться пропорционально времени. По углу наклона этой прямой в координатах  $D^2 - t$  определяют константу испарения  $k$ .

На рис. 8.17 представлены результаты измерения величины  $k$  различных жидкостей, полученные по

этой методике при различных температурах окружающей среды. Здесь  $\theta$  — температура печи, т. е. температура окружающей среды, а  $\theta_{\text{кип}}$  — температура кипения жидкости. Видно, что результаты измерений свидетельствуют о прямо пропорциональной зависимости между  $k$  и  $(\theta - \theta_{\text{кип}})$ .

Теория, позволяющая объяснить результаты эксперимента по испарению, будет рассмотрена ниже вместе с теорией горения жидкой капли. Здесь мы попытаемся провести упрощенный анализ. Будем считать, что жидкая капля является сферической, диаметр капли достаточно мал, и поэтому число Нуссельта  $Nu (= \alpha D / \lambda)$  относительно капли равно 2. Количество тепла, необходимого для испарения, подводится к капле посредством теплопередачи. Следовательно, справедлива зависимость

$$-d \left( \frac{\pi D^3}{6} \right) \rho L = \alpha \pi D^2 (\theta - \theta_{\text{кип}}) dt \quad (8.57)$$

$$\alpha = 2\lambda / D$$

где  $\rho$  — плотность жидкости;  $L$  — теплота испарения жидкости;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности пара или газа окружающей среды;  $\alpha$  — коэффициент теплопередачи сферы.

Далее примем, что температура капли, внесенной в высокотемпературный воздух, постоянна и равна температуре кипения. Из формул (8.57) получим

$$k = - \frac{dD^2}{dt} = \frac{8\lambda}{\rho L} (\theta - \theta_{\text{кип}}) \quad (8.58)$$

Эта формула дает прямо пропорциональную зависимость между  $k$  и  $(\theta - \theta_{\text{кип}})$  и показывает, что константа пропорциональности равна  $8\lambda / \rho L$ . Зависимость (8.58) выполняется при довольно высоких температурах, превышающих температуру кипения жидкости. При низких значениях  $(\theta - \theta_{\text{кип}})$  зависимость  $k$  от  $(\theta - \theta_{\text{кип}})$  отклоняется от прямой линии, так как даже вблизи температуры кипения коэффициент испарения, очевидно, не может обращаться в нуль. О характере получающейся кривой можно судить по результатам эксперимента, проведенного с использованием цетанового масла.

Итак, полученные результаты говорят о том, что при испарении жидкой капли, помещенной в газовую

среду с высокой температурой, превышающей температуру кипения жидкости, действительно выполняются такие же законы, как и в случае горения капли. А именно

$$- \frac{dD^2}{dt} = k \quad (8.59)$$

$$- \frac{d}{dt} \left( \frac{\pi D^3}{6} \right) = \frac{\pi k D}{4} \quad (8.60)$$

$$\frac{t_k}{D_0^2} = K \quad (8.61)$$

Величина  $k$  изменяется в зависимости от природы жидкости и температуры окружающей среды. Можно выделить следующие качественные зависимости: прямую пропорциональность относительно разности температуры окружающей среды и температуры испарения, прямую пропорциональность относительно коэффициента теплопроводности пара или газа окружающей среды, а также обратную пропорциональность относительно плотности и относительно теплоты испарения жидкости. А именно

$$k \sim \frac{\lambda}{\rho L} (\theta - \theta_{\text{кип}}) \quad (8.62)$$

Используя выражение для  $k$ , представленное формулой (8.58), и подставляя его в формулу (8.60), получим следующее выражение для массовой скорости испарения:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{\pi k D \rho}{4} = \frac{2\lambda (\theta - \theta_{\text{кип}}) \pi D}{L} \quad (8.63)$$

Более часто это выражение используют в следующем виде:

$$\frac{dm}{dt} = Nu \frac{\lambda (\theta - \theta_{\text{кип}}) \pi D}{L} \quad (8.64)$$

Был рассмотрен случай неподвижной окружающей среды.

Если капля испаряется в потоке газа, скорость испарения и, следовательно, константа испарения увеличиваются по мере увеличения скорости течения. Иигебо [19] измерил скорость испарения жидкости, выдавливаемой через пробковый шарик в поток газа, нагретый до высокой температуры и имеющий доста-

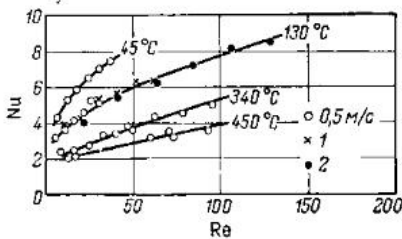


Рис. 8.18 Влияние скорости обтекающего газа на горение жидкой капли [n-гептан; цифры на графике—температура обтекающего газа и скорость течения (Кимура, Кумаган)].

точно высокую скорость течения относительно шарика, и получил следующую эмпирическую формулу:

$$\frac{dm}{dt} = \left[ 2 + 0,303 (Re Sc)^{0,6} \left( \frac{\lambda_{\text{в}}}{\lambda_{\text{ж}}} \right)^{0,5} \right] \frac{\lambda_{\text{в}} (\theta_{\text{в}} - \theta_{\text{кпп}}) \pi D}{L} \quad (8.65)$$

где  $\lambda_{\text{в}}$  — коэффициент теплопроводности воздуха;  $\lambda_{\text{ж}}$  — коэффициент теплопроводности паров горючего;  $\theta_{\text{в}}$  — температура воздуха;  $Re$  — число Рейнольдса;  $Sc$  — число Шмидта (отношение коэффициента динамической вязкости к коэффициенту диффузии).

Согласно формуле (8.65), при наличии относительной скорости течения скорость испарения уже не изменяется прямо пропорционально диаметру капли в первой степени, как это следует из формулы (8.63). Следовательно, прямолинейная зависимость между  $D^2$  и  $t$  строго не выполняется и можно ожидать, что  $k$  будет уменьшаться при уменьшении  $D$ . Однако Кумаган с сотр. [20], исследуя закон уменьшения диаметра жидкой капли, подвешенной на кварцевой нити, при испарении в высокотемпературном потоке воздуха, показал, что прямолинейная связь  $D^2 - t$  все же сохраняется, по крайней мере, выполняется приближенно\*. Таким образом, можно предположить, что реальное число Нуссельта, по-видимому, несколько отличается от того, которое используется в формуле (8.65). Результаты соответствующих измерений представлены на рис. 8.18 в виде зависимости между числами Нуссельта и Рейнольдса. Видно, что

\* Здесь также наблюдается разница между экспериментом, в котором  $D$  поддерживается постоянным, и экспериментом по испарению капель, в котором  $D$  уменьшается.

если температура газа постоянна, то независимо от скорости течения газа и размера капли результаты эксперимента ложатся на одну линию ( $Nu$  выражается как функция  $Re$ ). Однако по мере увеличения температуры газа коэффициент теплопередачи уменьшается.

### 8.9. ТЕОРИЯ ГОРЕНИЯ ЖИДКОЙ КАПЛИ

Выше были рассмотрены закономерности, обнаруженные в результате экспериментального исследования процесса горения капли жидкого горючего. Однако одновременно с экспериментальным исследованием проводилось также и теоретическое исследование горения жидких капель. Имеются некоторые расхождения в математических методах анализа, используемых разными авторами, но для стационарного сферического горения, по-существу, используется единый подход [9, 14, 16, 21]. Ниже излагается решение задачи в общем виде. В целях упрощения анализ проводится при следующих предположениях:

- а) жидкая капля имеет сферическую форму;
- б) влиянием конвекции пренебрегают; пламя рассматривают как сферическую поверхность, коинцентрическую с каплей;
- в) пламя считают разновидностью диффузионного пламени, которое образуется в результате реакции между парами горючего и воздухом; горючее и воздух реагируют в стехиометрическом соотношении;
- г) рассматривают стационарное состояние при постоянном диаметре капли;
- д) температура капли одинакова по всему объему;
- е) для физических параметров, входящих в задачу, используют надлежащие средние значения;
- ж) влияние излучения рассматривают отдельно;
- з) давление в течение всего процесса горения считают постоянным.

Условие г требует пояснений. Реально диаметр жидкой капли уменьшается по мере горения. Однако это изменение происходит медленно по сравнению с изменением скорости диффузии и прочих факторов. Поэтому горение при некотором диаметре капли можно рассматривать как равновесное стационарное го-

рению, при котором диаметр капли сохраняется постоянным. Такое горение экспериментально наблюдается с каплями неизменного диаметра, которое осуществляется либо посредством выдавливания жидкого горючего из пористой сферы, либо при растекании жидкого горючего по поверхности сферы в виде тонкой пленки.

Введем следующие обозначения:

$\frac{dm}{dt}$  — скорость убыли массы капли, г/с;

$r$  — радиус произвольной точки, см;

$v$  — скорость газа, направленная от капли, см/с;

$\rho'$  — плотность газа, г/см<sup>3</sup>;

$Y_r$  — концентрация паров горючего;

$K_d$  — коэффициент диффузии, см<sup>2</sup>/с;

$L$  — теплота испарения горючего, кал/г;

$C$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении, кал/(г · °C);

$T$  — температура, °C;

$\lambda$  — коэффициент теплопроводности, кал/(см · с · °C);

$n$  — отношения массы кислорода к массе горючего, необходимой для полного сгорания;

$Y_0$  — концентрация кислорода;

$H$  — теплота сгорания горючего, кал/г.

Индексы:

ж — поверхность капли;

1 — область внутри пламени;

п — пламя;

2 — область вне пламени;

∞ — бесконечно удаленная точка.

Запишем в этих обозначениях уравнение неразрывности и уравнение энергии.

Для области внутри пламени

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi r^2 v \rho' Y_r - 4\pi r^2 K_{d1} \rho_1' \frac{dY_r}{dr} \quad (8.66)$$

$$-L \frac{dm}{dt} = 4\pi r^2 v \rho_1' C_1 (T - T_{ж}) - 4\pi r^2 \lambda_1 \frac{dT}{dr} \quad (8.67)$$

Для области вне пламени

$$-n \frac{dm}{dt} = 4\pi r^2 v \rho_2' Y_0 - 4\pi r^2 K_{d2} \rho_2' \frac{dY_0}{dr} \quad (8.68)$$

$$(H - L) \frac{dm}{dt} = 4\pi r^2 v \rho_2' C_2 (T - T_{ж}) - 4\pi r^2 \lambda_2 \frac{dT}{dr} \quad (8.69)$$

Граничные условия для уравнений (8.66) и (8.67):

$$r = r_{ж}, \quad Y_r = Y_{r, ж}, \quad 4\pi r_{ж}' \lambda_1 \left( \frac{dT}{dr} \right)_{ж} = L \frac{dm}{dt}$$

$$r = r_n, \quad Y_r = 0$$

С учетом этих граничных условий из формул (8.66) и (8.67) получим:

$$Y_{r, ж} = 1 - \left\{ \frac{C_1}{L} (T_n - T_{ж}) + 1 \right\} \frac{\lambda_1}{C_1 \rho_1' K_{d1}} \quad (8.70)$$

Из формулы (8.67)

$$T_n - T_{ж} = \frac{L}{C_1} \left\{ \exp \left[ \frac{C_1}{4\pi \lambda_1} \frac{dm}{dt} \left( \frac{1}{r_{ж}} - \frac{1}{r_n} \right) \right] - 1 \right\} \quad (8.71)$$

Граничные условия для уравнений (8.68) и (8.69):

$$r = r_n; \quad Y_0 = 0$$

$$H \frac{dm}{dt} = 4\pi r_n^2 \left\{ \left( \lambda \frac{dT}{dr} \right)_{r_n-0} - \left( \lambda \frac{dT}{dr} \right)_{r_n+0} \right\}$$

$$r = \infty; \quad Y_0 = Y_{0\infty}$$

С учетом этих граничных условий из уравнения (8.68) получим:

$$Y_{0\infty} = n \left\{ \exp \left[ \frac{dm}{dt} \frac{1}{4\pi \rho_2' K_{d2} r_n} \right] - 1 \right\} \quad (8.72)$$

Из уравнений (8.68) и (8.69)

$$T_n - T_{ж} = \frac{C_2 (T_{\infty} - T_{ж}) + (H - L) \left[ (Y_{0\infty}/n + 1) \rho_2' K_{d2} C_2 / \lambda_2 - 1 \right]}{C_2 (Y_{0\infty}/n + 1) \rho_2' K_{d2} C_2 / \lambda_2} \quad (8.73)$$

Из формулы (8.71)

$$\frac{dm}{dt} = \frac{4\pi \lambda_1 r_{ж}}{C_1 (1 - r_{ж}/r_n)} \ln \left[ 1 + \frac{C_1}{L} (T_n - T_{ж}) \right] \quad (8.74)$$

Из формул (8.71) и (8.72)

$$\frac{r_n}{r_{ж}} = 1 + \frac{\lambda_1}{C_1 \rho_2' K_{d2}} \frac{\ln \left[ 1 + \frac{C_1}{L} (T_n - T_{ж}) \right]}{\ln (1 + Y_{0\infty}/n)} \quad (8.75)$$

Далее, так как  $dm/dt = \pi k r_{ж} \rho / 2$  ( $\rho$  — плотность жидкости, г/см<sup>3</sup>), имеем

$$k = \frac{8\lambda_1}{\rho C_1 (1 - r_{ж}/r_n)} \ln \left[ 1 + \frac{C_1}{L} (T_n - T_{ж}) \right] \quad (8.76)$$

ТАБЛИЦА 8.4

Результаты расчета по горению жидкой капли [сферическое пламя] и экспериментальные данные [естественная конвекция]

Горючее	$T_{\text{п}} \text{ К}$		$D_{\text{п}}/D_{\text{ж}}$		$k, \text{ мм}^2/\text{с}$	
	расчет Пеннера				эксперимент	
	Годсейва		Исода			
Бензол	3450	9,6	1,00	0,97	—	—
Этанол	3100	5,3	0,70	0,81	0,75	—
Этилбензол	3470	9,3	0,85	0,86	—	—
n-Гептан	3230	8,6	0,86	0,97	0,85	—
Толуол	3370	9,5	0,87	—	—	—

Зная числовые значения необходимых физических параметров и пользуясь полученными выше формулами, можно вычислить  $T_{\text{п}} - T_{\text{ж}}$ ,  $r_{\text{п}}/r_{\text{ж}}$  (или отношение диаметра пламени к диаметру капли  $D_{\text{п}}/D_{\text{ж}}$ ),  $dm/dt$ ,  $k$ ,  $Y_{\text{г. ж}}$ . При разумных значениях физических параметров результаты расчета довольно хорошо согласуются с экспериментом. И лишь значения температуры пламени заметно отличаются от экспериментальных данных, так как в теории не учитывается термическая диссоциация и температурная зависимость физических параметров. По этой же причине расчетное значение  $D_{\text{п}}/D_{\text{ж}}$  оказывается заметно выше действительного.

Пеннер с сотр. [16] провели расчеты горения капли, используя в исходных формулах, аналогичных рассмотренным выше, линейную зависимость коэффициента теплопроводности и удельной теплоемкости от температуры. Однако, поскольку термическая диссоциация не учитывалась, значения температуры, естественно, оказались завышенными. Значения  $k$  довольно хорошо согласуются с экспериментальными данными (табл. 8.4)

Температура капли  $T_{\text{ж}}$  связана с концентрацией паров горючего на поверхности капли  $Y_{\text{г. ж}}$ . Приближенно ее можно положить равной температуре кипения. Следовательно, если принять, что физические параметры не изменяются в процессе горения, то, согласно формуле (8.75), отношение  $D_{\text{п}}/D_{\text{ж}}$  также

должно быть постоянным. Однако в экспериментах, известных к настоящему времени, из-за влияния естественной конвекции пламя по форме оказывается далеким от сферического. Поэтому невозможно проверить вывод теории о постоянстве  $D_{\text{п}}/D_{\text{ж}}$  посредством сопоставления с экспериментом. Однако, исходя из того, что константа испарения постоянна и ее расчетные значения находятся в согласии с экспериментом, можно считать, что приведенная теория достаточно хорошо объясняет горение капли. Далее, согласно расчетам Годсейва [22], который учел влияние излучения, при температуре пламени 2000 К и диаметре капли 1,4 мм передача тепла излучением достигает 20% от полного количества тепла, поступающего к капле. Однако, так как доля тепла, передаваемого излучением, прямо пропорциональна диаметру капли, очевидно, что для мелких капель эффектом излучения можно пренебречь.

Предельный переход  $r_{\text{п}} \rightarrow \infty$ ,  $T_{\text{п}} \rightarrow T_{\infty}$  ( $T_{\infty}$  — температура окружающей среды, °С) в формулах, выведенных выше для горения капли, приводит к случаю испарения капли. В результате для константы испарения из формулы (8.76) получаем

$$k = \frac{8\lambda_1}{\rho C_1} \ln \left\{ 1 + \frac{C_1}{L} (T_{\infty} - T_{\text{ж}}) \right\} \quad (8.77)$$

Раскладывая в ряд логарифм, входящий в формулу (8.77), и оставляя только первый член разложения, получаем

$$k = \frac{8\lambda_1}{\rho L} (T_{\infty} - T_{\text{ж}}) \quad (8.78)$$

Это выражение совпадает с формулой (8.58), которая была выведена выше.

#### 8.10. ВЛИЯНИЕ КОНВЕКЦИИ НА ГОРЕНИЕ КАПЛИ

**Естественная конвекция.** Капля, подвешенная в неподвижном воздухе, испытывает при горении воздействие восходящих потоков, вызванных естественной конвекцией. Для этого вида горения капли точно выполняется зависимость, согласно которой квадрат диаметра капли уменьшается прямо пропорционально

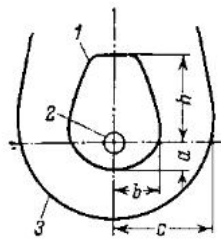


Рис. 8.19. Жидкая капля, горящая при воздействии естественной конвекции (Кумагаи, Кимура): 1 — граница пламени; 2 — капля жидкого горючего; 3 — зона высокотемпературного газа.

времени. Действительно, многие исследователи экспериментально подтвердили этот закон в опытах по горению жидких капель горючего в условиях естественной конвекции.

Причем эксперимент в целом хорошо согласуется с теорией, основанной на модели сферически симметричного (и квазистационарного) горения. Приведенная выше формула  $D_0^2 - D^2 = kt$  является выводом этой теории; между теоретическими и экспериментальными значениями  $k$  наблюдается хорошее согласие. Однако картина горения жидкой капли в условиях естественной конвекции весьма отличается от горения, предполагаемого в теории. Наиболее существенным фактом является то, что пламя принимает форму, показанную на рис. 8.19, которая значительно отличается от сферической. При этом высота верхней части пламени  $h$  изменяется прямо пропорционально диаметру капли  $D$ , а высота нижней части пламени  $a$  и диаметр пламени в горизонтальном сечении, проведенном через центр капли,  $2b$  сохраняются постоянными независимо от диаметра капли\*. Это противоречит постоянству отношения диаметра пламени к диаметру капли, которое является одним из основных выводов приведенной выше теории. Пока нет теоретических обоснований совпадения данных эксперимента по горению капли в условиях естественной конвекции с результатами теории сферически симметричного горения.

Кумагаи [23] систематизировал экспериментальные данные по горению капель жидкого горючего в условиях естественной конвекции и провел следующий теоретический анализ. В основу анализа положен экспериментальный факт, что количество горючего, испаряющегося с поверхности капли в единицу времени, прямо пропорционально диаметру капли.

\* Эти выводы впоследствии были подтверждены посредством точных измерений.

Помимо этого введены следующие дополнительные предположения:

а) рассматривается стационарное состояние при некотором мгновенном размере капли;

б) вокруг капли существуют восходящие потоки, вызванные естественной конвекцией; при этом внизу, на достаточном удалении от пламени, газовый поток направлен вертикально вверх и имеет однородное распределение скорости течения;

в) пары горючего испаряются с поверхности жидкой капли с одинаковой интенсивностью во всех направлениях и образуют некоторую контактную поверхность с потоком воздуха. На этой контактной поверхности происходит взаимная диффузия паров горючего и воздуха. За поверхность пламени принимается поверхность, состоящая из совокупности точек, в которых образуется стехиометрическая смесь.

Если первое условие служит лишь для упрощения анализа, то введение второго условия объясняется тем, что диаметр восходящего потока газа достаточно велик по сравнению с диаметром пламени. Вторая половина третьего условия равносильна гипотезе Бурке — Шумана и обоснована тем, что, как уже упоминалось выше, форма диффузионного пламени, рассчитанная в соответствии с гипотезой Бурке — Шумана при надлежащем выборе коэффициента диффузии, хорошо согласуется с экспериментальными данными.

В качестве первого шага рассмотрим следующие вопросы: какова форма контактной поверхности, образующейся между парами горючего, испаряющимися с поверхности капли, и потоком воздуха в предположении, что диффузия отсутствует, и как в этом случае будут распределены линии тока? С этой целью рассмотрим взаимодействие источника массы с трехмерным потенциальным течением. Допустим, что  $m$  есть объем паров горючего, вытекающих в единицу времени (интенсивность источника), а  $U$  есть скорость восходящего потока воздуха, втекающего снизу на каплю (скорость течения). Введем координатные оси  $x$ ,  $y$  и угол  $\theta$ , как показано на рис. 8.20. Центр капли «0» примем за начало координат. Тогда



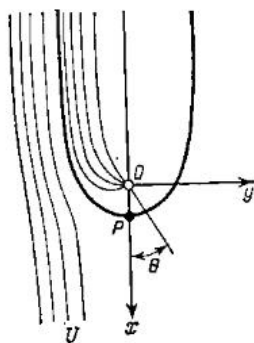


Рис. 8.20. Картина течения вблизи капли горячего (Кумаган, Кимура).

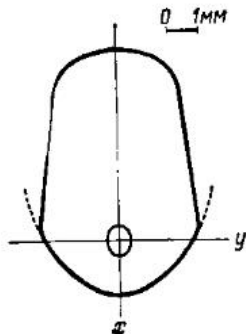


Рис. 8.21. Форма пламени жидкой капли, горящей в условиях естественной конвекции (н-гептан;  $D = 0,74$  мм) (Кумаган, Кимура).

для функции тока получим:

$$\Psi = -\pi U y^2 + \frac{m}{2} (1 - \cos \theta) \quad (8.79)$$

Контактная поверхность между основным течением и источником определяется из условия  $\Psi = 0$ . Отсюда

$$y = R \sin \frac{1}{2} \theta \quad (8.80)$$

$$x = \frac{R \cos \theta}{2 \cos \theta/2}$$

$$R = \sqrt{\frac{m}{\pi U}} \quad (8.81)$$

Контактная поверхность и линии тока, получающиеся из условия  $\Psi = \text{const}$ , изображены на рис. 8.20. Контакт между восходящим потоком воздуха и парами горячего, поступающими из источника, начинается в точке  $P$ . Можно ожидать, что поверхность, состоящая из точек стехиометрического состава, т. е. поверхность пламени, выходит из точки  $P$  и постепенно отклоняется от контактной поверхности вследствие диффузии. Такая картина показана на рис. 8.21, где приведен пример сопоставления поверхности пламени, измеренной по фотографиям, и контактной поверхности, рассчитанной по формулам, приведенным

выше. На этом графике сплошной линией показана измеренная поверхность пламени, а пунктирной линией — контактная поверхность, рассчитанная с использованием к качестве  $R/2$  среднего измеренного значения  $a$ . Видно, что в нижней части пламени обе линии по существу совпадают, а в верхней части поверхность пламени круто уходит внутрь области, ограниченной контактной поверхностью. Согласно теоретическим расчетам,  $b/a$  равно  $\sqrt{2}$ . Экспериментальные значения величины  $b/a$  группируются вокруг  $\sqrt{2}$ . Таким образом, можно сказать, что в пределах точности эксперимента нижняя часть пламени примерно совпадает с контактной поверхностью.

Рассмотрим вопрос о том, почему форма и размеры нижней части пламени [т. е. величины  $R$ , определенная формулой (8.81)] не зависят от диаметра жидкой капли. Так как величина  $m$  прямо пропорциональна объему паров горячего, испаряющегося в единицу времени, т. е. скорости, с которой убывает объем жидкой капли, следовательно, она изменяется прямо пропорционально диаметру капли. Поэтому, для того чтобы  $R$  не изменялась в зависимости от диаметра капли,  $U$  также должна быть прямо пропорциональна диаметру капли. Это и вводит на мысль, что количество горячего, сгорающего в единицу времени, возрастает пропорционально диаметру капли и, следовательно, по тому же закону возрастает количество тепла, выделяющегося в единицу времени. Таким образом, при увеличении диаметра капли естественная конвекция становится более интенсивной и повышается скорость восходящего потока газа. Кроме того, так как диаметр восходящего потока газа также не зависит от диаметра капли, то становится очевидным, что количество воздуха, поставляемого восходящим потоком в зону пламени за единицу времени, должно изменяться прямо пропорционально диаметру капли, и, следовательно, прямо пропорционально количеству горячего, сгорающего в единицу времени. Таким образом, получается, что весь воздух, необходимый для сгорания жидкой капли, поставляется восходящим потоком, вызванным естественной конвекцией.

Между тем, в последующих более тщательных экспериментах было обнаружено, что  $a$  и  $b$  не являются постоянными относительно  $D$ , а изменяются прямо пропорционально  $\sqrt{D}$  [24]. А именно, согласно формуле (8.81),  $R$  изменяется прямо пропорционально  $\sqrt{m}$  при постоянной  $U$ . Следовательно, диаметр столба восходящего потока газа все же в какой-то мере связан с диаметром капли и можно ожидать, что площадь поперечного сечения столба воздушного потока будет изменяться прямо пропорционально диаметру капли (соответственно, диаметр столба — прямо пропорционально корню квадратному из диаметра капли).

Наблюдения за столбом воздушного потока, возникающего в результате естественной конвекции, с помощью шпирев-фотографии показывают, что площадь сечения воздушного столба действительно уменьшается по мере уменьшения диаметра жидкой капли, однако в меньшей степени, чем это следовало бы согласно закону прямой пропорциональности. (Если следить за диаметром воздушного столба, то его изменение оказывается еще меньшим.) Это, вероятно, вызвано двумя следующими причинами: либо диаметр воздушного столба изменяется из-за перемешивания с внешним воздухом, которое происходит на внешней кромке воздушного столба, либо аналогичный эффект сохраняется вследствие инерции восходящего воздушного потока.

Примем, что

- $V$  — объем капли жидкого горючего,  $\text{мм}^3$ ;
- $v$  — объем паров горючего,  $\text{см}^3$ ;
- $\rho$  — плотность капли жидкого горючего,  $\text{г/см}^3$ ;
- $M$  — молекулярная масса;
- $t_n$  — температура паров горючего,  $^{\circ}\text{C}$ .

Так как  $-dV/dt = kD/4$ , то

$$m = \frac{dv}{dt} = -\frac{dV}{dt} \frac{22,4\rho}{M} \frac{273 + t_n}{273} = \frac{22,4\rho k}{4M} \frac{273 + t_n}{273} D$$

Например, в случае этанола  $k = 0,75 \text{ мм}^2/\text{с}$ ,  $\rho = 0,79 \text{ г/см}^3$ ,  $M = 46$ . Подставляя эти значения, получим

$$m = 0,23 \frac{273 + t_n}{273} D$$

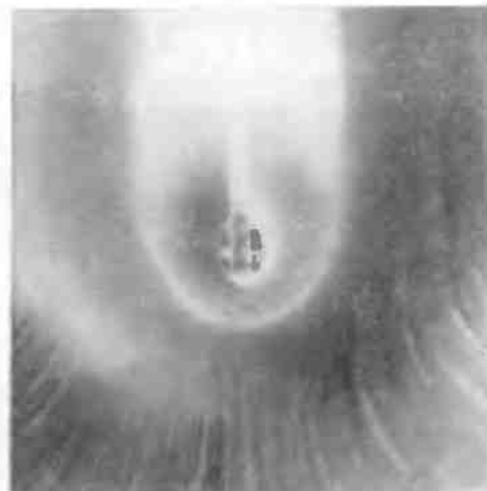


Рис. 8.22. Траектории частиц, показывающие картину течения при естественной конвекции вблизи горящей жидкой капли *n*-гексана (Омадзима, Кумагаи).

Согласно эмпирической формуле  $a = 1,35 \sqrt{D}$ . Следовательно,  $R = 2a = 2,7 \sqrt{D}$  и  $R^2 = 2,7^2 D$

Подставляя полученные выражения для  $m$  и  $R^2$  в формулу  $U = m/\pi R^2$ , получим при  $t_n = 78^{\circ}\text{C}$  (температура кипения):  $U = 1,3 \text{ см/с}$ ; при  $t_n = 500^{\circ}\text{C}$ :  $U = 3,0 \text{ см/с}$ .

Таким образом, можно ожидать, что при горении капли этанола скорость воздуха, натекающего на каплю, будет равна нескольким сантиметрам в секунду.

Реальную картину потока воздуха, натекающего на каплю, можно получить, наблюдая за движением очень мелких частичек, взвешенных в этом потоке. По длине следа этих частичек на фотографиях и времени экспонирования можно судить о скорости течения. Пример такой фотографии приведен на рис. 8.22. Видно, что в действительности восходящий поток не является однородным. Скорость на оси резко возрастает по мере приближения к капле из-за повышения температуры. Однако, как показывают результаты эксперимента, вывод о том, что скорость течения со-

ставляет несколько сантиметров в секунду, является правильным.

Теперь рассмотрим верхнюю часть пламени. Если судить по свечению и температуре зоны горения, то можно прийти к выводу, что в нижней части пламени пары горючего сгорают лишь частично, а основное горение происходит в верхней части пламени. Поэтому верхнюю часть пламени можно приблизительно рассматривать как пламя ламинарной горелки с объемным расходом горючего, равным  $m$ . Следовательно, высота верхней части пламени будет пропорциональна  $m$  или  $D$ , что согласуется с экспериментальными данными.

**Вынужденная конвекция.** Влияние вынужденной конвекции на горящую каплю рассмотрено экспериментально Голдсмитом [13], который помимо собственных данных цитирует также результаты Сполдинга [21]. Чтобы более пояснить это явление, рассмотрим дополнительно эксперимент Кумагаи с соотр. [25]. В этой работе исследовалось горение капли цетана, подвешенной в восходящем потоке воздуха. Результаты этого исследования представлены на рис. 8.23.

При горении жидкой капли в условиях вынужденной конвекции хорошо выполняется общая зависимость, согласно которой квадрат диаметра капли уменьшается пропорционально времени. При комнатной температуре ( $20^\circ\text{C}$ ) константа испарения  $k$  возрастает по мере увеличения скорости восходящего потока воздуха. При некоторой предельной скорости воздуха (в данном случае  $45\text{ см/с}$ ) пламя сдувается. Как и в неподвижном воздухе, пламя имеет яйцеобразную форму. Эффект изменения скорости горения, вызываемый вынужденной конвекцией, зависит не только от скорости воздуха, но также и от температуры окружающей среды. При повышенных температурах наблюдается необычное явление. Так, при температуре окружающей среды  $310^\circ\text{C}$  константа испарения возрастает до тех пор, пока скорость воздуха не станет равной  $90\text{ см/с}$ . После этого пламя, окружающее каплю, сдувается и погасает. Однако затем сверху над каплей поднимается новое пламя, имеющее форму горизонтального кольца, и горение про-

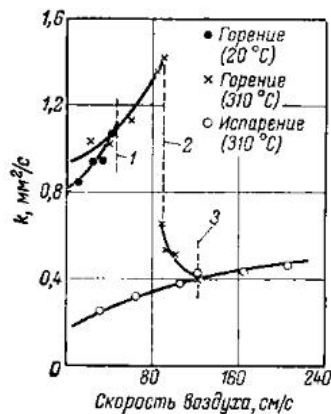


Рис. 8.23. Увеличение константы испарения цетана под действием вынужденной конвекции (Кумагаи, Кимура):

1—срыв пламени с капли; 2—приподнятое пламя; 3—полное погасание пламени.



Рис. 8.24. Зависимость константы испарения капли жидкого парафина от коэффициента теплопроводности материала нити, поддерживающей каплю (Кумагаи, Исода).

должается даже при скорости воздуха выше  $90\text{ см/с}$ . Полное погасание пламени на жидкой капле в рассматриваемом случае происходит при скорости воздуха  $123\text{ см/с}$ . Константа испарения в условиях, когда образуется приподнятое пламя, существенно ниже, чем в случае обычного пламени. Дальнейшее повышение скорости воздуха приводит к увеличению расстояния между каплей и приподнятым пламенем, и константа испарения приближается к значениям, получаемым в отсутствие горения. Эмпирические формулы и гидродинамический анализ влияния вынужденной конвекции (а также естественной конвекции) на скорость стационарного горения капли жидкого горючего, имеющей сферическую форму, предложены Сполдингом [21].

### 8.11. ВЛИЯНИЕ ПОДВЕШИВАЮЩЕЙ НИТИ НА ГОРЕНИЕ ЖИДКОЙ КАПЛИ

Установлено, что пренебрегать теплопередачей от горячей капли к кварцевой нити нельзя [11, 25]. На рис. 8.24 приведены результаты эксперимента, пока-

зависающего влияния коэффициента теплопроводности материала подвешивающей нити на константу испарения  $k$ . В этих опытах, проведенных на жидком парафине, использовались нити диаметром 0,1 мм и длиной 15 мм, прикрепленные к стеклянной палочке. Поскольку было трудно измерить температуру нити, находящейся в пламени, для всех материалов взяли значения коэффициентов теплопроводности при 800 °С. По коэффициенту теплопроводности кварц занимает промежуточное положение между металлами и воздухом. Поэтому можно ожидать, что истинное значение константы испарения будет заметно меньше значений, полученных в опыте.

На начальном этапе исследований Кумагаи помимо кварцевых нитей рассмотрел также влияние различных металлических нитей. Как показали эксперименты, лишь в случае платины можно заметить чрезмерно сильное уменьшение времени сгорания, являющееся исключением из общей закономерности. По-видимому, этот эффект может быть объяснен каталитическим действием поверхности платины [10]. Так как при горении жидкой капли все экзотермические реакции протекают в газовой фазе, можно предположить, что основным фактором, определяющим время сгорания капли, является теплопередача от пламени к капле.

Согласно оценкам [10], ускоряющее действие платиновой проволоки на горение капли, обнаруженное в опытах Кумагаи, слишком велико, чтобы иметь причиной усиление теплопередачи к капле от проволоки, попадающей в пламя. Естественным было предположить, что механизм горения жидкой капли остается тем же самым. Это вовсе не исключает возможность каталитического действия платины. Экспериментальные результаты, приведенные на рис. 8.24, наводят на мысль, что в случае платины имеет место аномальный эффект, который не может быть объяснен только за счет теплопередачи. Поэтому остается принять объяснение, рассмотренное в разд. 4.1, относительно специфического действия платины при зажигании газовых смесей горячей поверхностью металла.

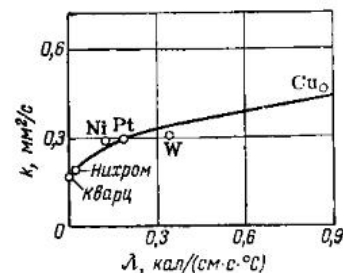


Рис. 8.25. Зависимость константы испарения жидкой капли от коэффициента теплопроводности материала нити, поддерживающей каплю (этанол: температура окружающей среды 530 °С; значение коэффициента теплопроводности взято при температуре 550 °С) (Кумагаи, Исода).

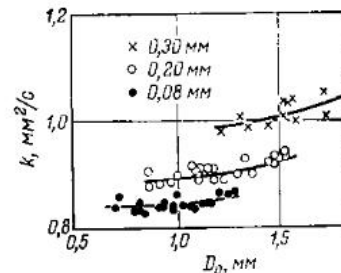


Рис. 8.26. Зависимость константы испарения от начального диаметра капли и-гептана и толщины подвешивающей нити (цифры на графике — диаметр кварцевой нити) (Кумагаи, Исода).

На рис. 8.25 приведена зависимость между константой испарения капли  $k$  и коэффициентом теплопроводности материала подвешивающей нити, полученная для испарения в отсутствие горения. Видно, что в этом случае отсутствует какая-либо аномалия, связанная с платиной. Таким образом, приведенные факты даже с учетом погрешности измерений невозможно истолковать иначе, как предположив специфическое ускоряющее действие платиновой проволоки на горение. В связи с этим Кумагаи выдвинул гипотезу, сохранившую свою силу и до настоящего времени, о том, что причиной наблюдаемых эффектов в конечном итоге является интенсификация теплопереноса, вызванная своеобразным каталитическим действием поверхности платины на той части проволоки, которая попадает в пламя.

Большинство экспериментаторов, несомненно, замечали, хотя зачастую это и не подчеркивается в публикациях исследований, что константа испарения все же изменяется в зависимости от диаметра подвешивающей нити или начального диаметра жидкой капли. Однако провести различие между влиянием диаметра кварцевой нити и влиянием начального диаметра капли на константу испарения оказалось очень трудным, так как эти эффекты взаимосвязаны. Тем не менее, Кумагаи удалось экспериментально показать [25], что начальный диаметр капли почти не

оказывает влияния на константу испарения. Результаты опытов Кумаган приведены на рис. 8.26. Они в целом подтверждают правильность теоретического предположения о том, что константа испарения не зависит от начального диаметра капли. Эксперимент был выполнен с *n*-гептаном с использованием кварцевых нитей, имеющих утолщение на нижнем конце. Влияние кварцевой нити проявляется даже в случае очень тонких нитей. Причиной некоторого изменения константы испарения в зависимости от начального диаметра капли\* является, по-видимому, теплоемкость кварцевой нити. Материал и размер подвешивающей нити оказывают равноценное влияние на константу испарения. Поэтому в опытах с подвешенными каплями истинные значения константы испарения можно получать лишь посредством экстраполяции к нулевому диаметру подвешивающей нити.

### 8.12. ГОРЕНИЕ ПОДВЕШЕННОЙ КАПЛИ В УСЛОВИЯХ НЕВЕСОМОСТИ

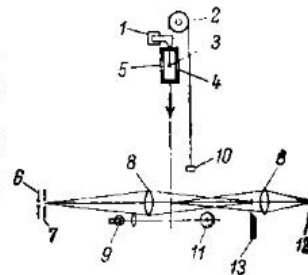
До сих пор рассматривались лишь эксперименты по горению подвешенных капель, выполненные в поле сил тяготения, когда проявляется влияние естественной конвекции и сферически симметричное горение отсутствует. Однако при горении реальных распыленных топлив из-за того что жидкие капли, составляющие облако распыла, очень мелкие, влияние естественной и вынужденной конвекцией существенным образом не проявляется и наблюдается сферическое горение. Чтобы исследовать характеристики такого горения и сопоставить полученные результаты с теорией, развитой для модели сферического горения, необходимо осуществить и изучить экспериментально горение в отсутствие естественной конвекции.

Имеется два способа, позволяющие создать условия, при которых отсутствует естественная конвекция. Первый способ состоит в использовании очень мелких капель. Однако в этом случае, как уже указывалось выше, возникают значительные эксперимен-

\* Обратите внимание не на кривые, а на точки — результаты измерений.

Рис. 8.27. Схема экспериментальной установки, предназначенной для исследования влияния силы тяжести на горение жидкой капли (Кумаган, Исода):

1 — электромагнит; 2 — шкив; 3 — капля жидкости; 4 — окно; 5 — камера сгорания; 6 — искровой источник света; 7 — узкая щель; 8 — линзы; 9 — источник света; 10 — груз; 11 — фотоэлемент; 12 — кинокамера; 13 — шлюрен-диафрагма.



тальные трудности. Другой способ состоит в создании таких условий, когда крупная капля, обычно используемая в эксперименте, горит в состоянии полной или почти полной невесомости. Последний способ был применен Кумаган с сотр. [26].

В качестве простого метода, позволившего осуществить состояние полной невесомости, а также состояние со значениями ускорения свободного падения, не равными  $1g$ , была использована падающая камера сгорания. Полная схема экспериментальной установки приведена на рис. 8.27, а схема камеры сгорания приведена на рис. 8.28. Если массы камеры сгорания и груза, связанных между собой через блок шелковой нитью, равны соответственно  $M$  и  $m$ , то ускорение падения камеры сгорания в пренебрежении, не равными  $1g$ , была использована падающая  $g(M - m)/(M + m)$ , а ускорение  $\alpha$ , действующее внутри падающей камеры сгорания, будет равно  $2gm/(M + m)$ . Изменяя массу груза или снимая его вовсе, можно изменять  $\alpha$  от  $0g$  до  $2g$ .

Начальный диаметр капли измеряется посредством фотографирования капли, подвешенной на кварцевой нити непосредственно перед началом движения камеры сгорания. Камера сгорания удерживается на определенной высоте с помощью электромагнита. Одновременно с началом падения камеры сгорания капля поджигается электрической иск-

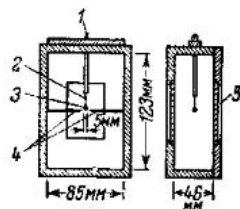


Рис. 8.28. Схема камеры сгорания (см. рис. 8.27) (Кумаган, Исода):

1 — стальной стержень; 2 — кварцевая нить; 3 — жидкая капля; 4 — воспламеняющие электроды; 5 — окно.

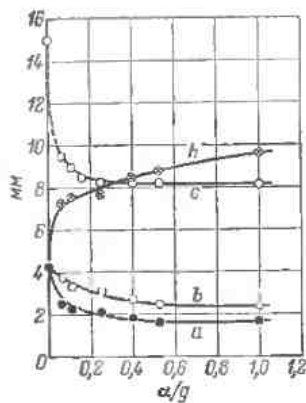


Рис. 8.29. Влияние силы тяготения на горение жидкой капли *n*-гептана. (Буквенные обозначения — размеры пламени, см, рис. 5.19.) (Кумаган, Исода.)

рой. Когда капля попадает на ось оптической системы шпирен-фотографии, включается импульсный источник света и схема фотореле. По фотографиям измеряют размер капли и размеры зоны высокотемпературного газа. Однако поскольку для фотографирования пламени более пригоден метод прямой фотографии, схема с фотореле дополняется электромагнитным затвором фотоаппарата. Изменяя высоту, на которой удерживается камера сгорания, можно увидеть картину горения при различных диаметрах капли. Обозначим

размеры отдельных частей пламени как на рис. 8.19. Тогда рис. 8.29 покажет изменение этих размеров под действием ускорения в падающей камере сгорания.

В случае, когда  $\alpha/g = 0$ , наступает состояние свободного падения, или состояние невесомости. При этом  $a = b = h$ , т. е. пламя имеет сферическую форму с каплей, помещенной в центре сферы, зона высокотемпературного газа также образует концентрическую сферу. Однако уже при очень небольшом ускорении (менее  $0,1g$ ) в зоне высокотемпературного газа возникают восходящие потоки и пламя принимает яйцеобразную форму. Как видно из рис. 8.30, по мере повышения  $\alpha$  зона высокотемпературного газа сужается, градиенты температуры возрастают. Поскольку константы испарения определяют по выражению  $D_0^2 - D^2 = kt$ , в опыте с этой целью измеряли начальный диаметр капли  $D_0$  и диаметр  $D$  в момент времени  $t$ . Результаты измерений представлены на рис. 8.31. Видно, что по мере уменьшения  $\alpha$  значения  $k$  также уменьшаются, и при  $\alpha = 0g$  в случае *n*-гептана  $k$  составляет примерно половину от соответствующего значения при  $\alpha = 1g$ .

Итак, в состоянии невесомости реализуется сферическое горение капли, при котором полностью отсутствует влияние естественной конвекции. Было показано, каким образом снижается влияние естественной конвекции при переходе от силы тяготения  $1g$ , при которой проводится обычный эксперимент, к состоянию невесомости с  $0g$ . Эти экспериментальные данные по сферическому горению, полученные в состоянии невесомости, могут быть непосредственно сопоставлены с теорией сферически симметричного горения и использованы для ее экспериментального подтверждения. Результаты сопоставлены в табл. 8.5. Значения, рассчитанные на основании теории сферического горения, взятые из работы Голдсмита и Пеннера [16]. Экспериментальные значения оказались ниже теоретических. Однако привлекает внимание тот факт, что эти расчетные значения лежат гораздо ближе к экспериментальным данным, полученным в условиях влияния естественной конвекции, вызванной силой тяготения. Так как при теоретическом расчете используются различные физические величины, значения которых изменяются в зависимости от температуры и состава, то, выбирая надлежащий вид этих

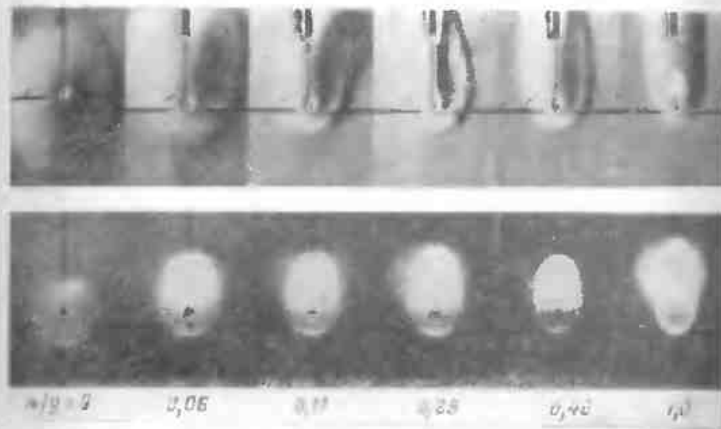


Рис. 8.30. Шпирен-фотографии (верхний ряд) и прямые фотографии свечения (нижний ряд), иллюстрирующие влияние силы тяготения на горение капли *n*-гептана (Кумаган, Исода).

Рассчитанные (Голдсмит и Пеннер) и экспериментальные (Исода) значения константы испарения и отношения диаметра пламени к диаметру капли для сферических капель жидкого горючего\*

Горючее	$D_p/D$	$k, \text{мм}^2/\text{с}$	
	расчет	расчет	эксперимент
n-Гептан	8,6	0,86	0,46 (0,79)
Этанол	5,3	0,79	0,46 (0,65)

\* В круглых скобках приведены более точные экспериментальные данные, полученные для свободной капли (Кумагаи, Окадзима).

зависимостей, можно улучшить согласие между расчетом и экспериментом. Если бы имелись лишь экспериментальные данные, полученные в условиях влияния естественной конвекции, вызванной силой тяготения, то необходимость в дополнительном учете влияния температуры и состава не возникла бы. Поэтому на основании одних лишь констант испарения нельзя судить о достоверности теории.

На рис. 8.32 представлены данные по изменению диаметра пламени. Согласно теории сферического го-

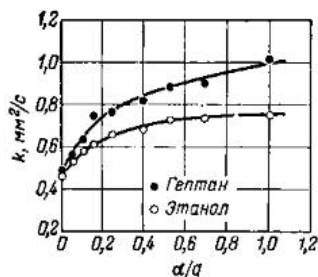


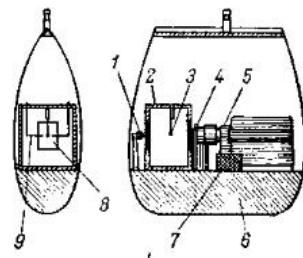
Рис. 8.31. Влияние силы тяготения на константу испарения (Кумагаи, Исода).

Рис. 8.32. Зависимость диаметра пламени от диаметра капли (Кумагаи, Исода):

1—n-гептан; 2—этанол; 3—теоретические зависимости.

Рис. 8.33. Схема установки для изучения горения в условиях невесомости (Кумагаи, Исода):

1—лампа; 2—камера сгорания; 3—капля жидкого горючего; 4—катушка зажигания; 5—кинокамера; 6—станция; 7—электромагнит для включения кинокамеры; 8—окно; 9—электроды искрового воспламенения.



рения капли в процессе горения диаметр пламени  $D_p$  должен изменяться с течением времени прямо пропорционально диаметру капли  $D$ . Однако, как можно видеть из этого рисунка, экспериментальные результаты противоречат этому утверждению. Причина расхождения между теорией и экспериментом состоит в том, что, вопреки предположению о стационарном горении, которое принято в теории сферического горения капли, действительное горение является нестационарным. Следует также обратить внимание на некоторые недостатки рассмотренного эксперимента. Дело в том, что в опытах начальный диаметр капли варьируется в интервале от 0,7 до 1,6 мм, а время измерения во всех опытах сохраняется постоянным и составляет примерно 0,3 с, начиная от момента воспламенения капли. Поэтому при использовании более мелких капель наблюдение охватывает более позднюю стадию процесса горения, тогда как при более крупных каплях — только начальную стадию процесса горения. Другими словами, полностью процесс горения одной капли, как он происходит в действительности, не рассматривался. Это вызвано ограниченными возможностями данной экспериментальной установки. В сущности, следовало бы провести наблюдение за процессом горения одной капли от начала до конца горения, для чего необходимо, чтобы падающей была не только камера сгорания, но и вся фотоустановка.

На рис. 8.33 изображена падающая капсула обтекаемой формы, в которую помещена камера сгорания и кинокамера (16 мм). Это была первая установка, описанная в литературе [24], которая позволила исследовать процесс горения одиночной капли в усло-

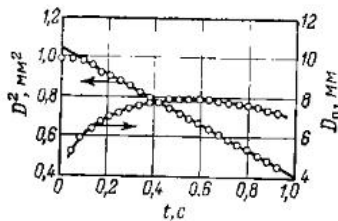


Рис. 8.34. Изменение во времени диаметра капли *n*-гептана и диаметра пламени при сферически симметричном горении (Исода, Кумагаи)

капли диаметр пламени вначале возрастает и лишь потом начинает уменьшаться. Далее, как видно из рис. 8.35, отношение  $D_n/D$  не остается постоянным, а монотонно возрастает по мере сгорания капли. Таким образом, проведенный эксперимент ясно указывает на то, что предположение о стационарности горения, принятое в теории сферического горения капли, является неприемлемым. Что касается константы испарения, то значения, полученные ранее (0,60 мм<sup>2</sup>/с для *n*-гептана и 0,46 мм<sup>2</sup>/с для этанола), имеют более высокую надежность по сравнению с соответствующими значениями 0,49 мм<sup>2</sup>/с и 0,46 мм<sup>2</sup>/с\*, полученными позже. Диаметр  $D_T$  зоны высокотемпературного газа, окружающей пламя, монотонно возрастает в течение всего времени горения (рис. 8.36).

Итак, изложенная выше стационарная теория не может объяснить, почему изменяется отношение диаметра пламени к диаметру капли и расширяется зона высокотемпературного газа. По-видимому, перенос тепла и массы на внешней стороне пламени является нестационарным. Хотя состояние внутри пламени, строго говоря, также следует рассматривать как нестационарное, однако в силу малого объема этой зоны распределение температуры в ней быстро приближается к стационарному состоянию. Следовательно, зону внутри пламени приближенно можно описывать с помощью зависимостей, полученных для ста-

\* Для этанола одинаковые значения получились чисто случайно.

виях невесомости, когда полностью отсутствует влияние естественной конвекции. На рис. 8.34 приведены данные по изменению диаметра пламени в процессе горения капли. Напомним, что этот вопрос возник при обсуждении рис. 8.32. Можно увидеть, что после воспламенения по мере горения

ционарного состояния, и только внешняя сторона пламени должна рассматриваться как нестационарная.

Перенос тепла и массы на внешней стороне пламени описывается с помощью следующих уравнений теплопроводности и диффузии:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2\alpha}{r} \frac{\partial T}{\partial r} - v \frac{\partial T}{\partial r} \quad (8.82)$$

$$\frac{\partial Y_0}{\partial t} = K_d \frac{\partial^2 Y_0}{\partial r^2} + \frac{2K_d}{r} \frac{\partial Y_0}{\partial r} - v \frac{\partial Y_0}{\partial r} \quad (8.83)$$

где  $T$  и  $Y_0$  — соответственно температура и концентрация кислорода на расстоянии  $r$  от центра капли в момент времени  $t$ ;  $\alpha$  — коэффициент температуропроводности;  $K_d$  — коэффициент диффузии;  $v$  — скорость течения в радиальном направлении.

Граничные условия при  $r = D_n/2$  (поверхность пламени):

$$T = T_n, \quad -\left(\frac{dT}{dr}\right)_{r=D_n/2} = \frac{(H-L)\dot{m}}{\pi D_n^2 \lambda}$$

$$Y_0 = 0, \quad \left(\frac{dY_0}{dr}\right)_{r=D_n/2} = \frac{\dot{m}}{\pi D_n^2 K_{\pi \rho}}$$

и при  $r = \infty$ :

$$T = T_\infty$$

$$Y_0 = Y_{0\infty}$$

где  $H$  — количество тепла, выделяющегося в результате химической реакции;  $L$  — теплота испарения горючего;  $\lambda$  и  $\rho$  — соот-

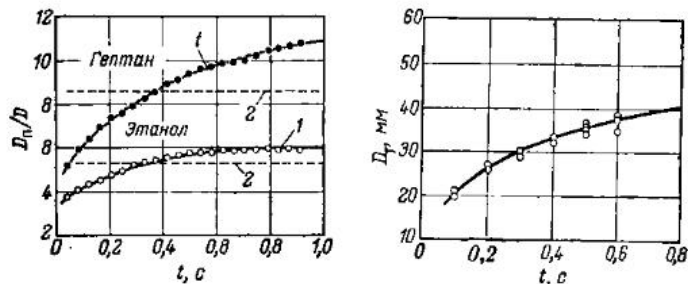


Рис. 8.35. Изменение во времени отношения диаметра пламени к диаметру капли (Исода, Кумагаи):

1 — эксперимент; 2 — расчет.

Рис. 8.36. Изменение во времени диаметра зоны высокотемпературного газа при сферически симметричном горении капли *n*-гептана (Исода, Кумагаи).



ветственно коэффициент теплопроводности и плотность окружающего газа;  $i$  — отношение массы кислорода к массе горючего в стехиометрической смеси;  $\dot{m}$  — скорость горения, которая определяется по формуле  $\dot{m} = \pi k r' D / 4$ ,  $T_\infty$  и  $Y_{O_2 \infty}$  — соответственно температура и концентрация кислорода во внешней атмосфере (воздух).

Если принять, что  $t_1$  есть время жизни горячей капли, то

$$D = D_0 (1 - t/t_1)^{1/2} \quad (8.84)$$

Начальные условия определяются состоянием в момент воспламенения капли. В качестве основного варианта возьмем:

$$D_n = D_{n,0} = D_0$$

$$T = T_n, \quad Y_0 = 0 \quad (r = D_0/2)$$

$$T = T_\infty, \quad Y_0 = Y_{0,\infty} \quad (r > D_0/2)$$

Так как  $v$  есть скорость течения, создаваемого источником, в области вне пламени она становится довольно малой величиной. Следовательно, можно принять, что  $2\alpha/r \gg v$ ,  $2K_d/r \gg v$ .

В результате получим

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2\alpha}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (8.85)$$

$$\frac{\partial Y_0}{\partial t} = K_d \frac{\partial^2 Y_0}{\partial r^2} + \frac{2K_d}{r} \frac{\partial Y_0}{\partial r} \quad (8.86)$$

Можно считать, что в широком температурном интервале  $\alpha$  и  $K_d$  примерно одинаковы. Полагая приближенно  $\alpha = K_d$ , получим, что обе формулы имеют совершенно одинаковый вид. Делая в формулах (8.85) и (8.86) замену переменной

$$\xi = -1/r$$

можно привести их к виду системы разностных уравнений. Используя подходящие средние значения для параметров  $\alpha$ ,  $K_d$  и  $\rho$ , можно получить числовое или графическое решение этой системы\*. На рис. 8.37 приведены расчетные кривые, показывающие изменение диаметра пламени во времени. Видно, что результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными.

\* Подробности относительно расчетов можно найти в работе [27].

### 8.13. ГОРЕНИЕ СВОБОДНОЙ КАПЛИ В УСЛОВИЯХ НЕВЕСОМОСТИ

Исследование сферического горения жидкой капли в состоянии невесомости позволило выяснить основные физические свойства процесса горения жидкой капли и доказать неприемлемость предположения о стационарном горении, принятого в теории сферически симметричного горения. Казалось бы, на этом можно было поставить точку и прекратить дальнейшие экспериментальные исследования горения жидкой капли. Однако автору особенно хорошо были известны слабые моменты и несовершенство эксперимента, который проводился с использованием подвешенных капелек, из-за неизбежного влияния подвешивающей нити. А ведь при горении реальных капелек нет никаких подвешивающих нитей. Поэтому без экспериментов по сферическому горению свободных капелек нельзя делать окончательных выводов. Это стало ясно уже в момент постановки опытов по сферическому горению подвешенных капелек в условиях невесомости. Однако осуществление сферического горения свободной капли представлялось тогда действительно трудным делом. И все же такой эксперимент был осуществлен [28].

В этом случае опыты также проводили в свободной падающей камере сгорания. Главная трудность состояла в том, чтобы капля сгорала в строго заданной точке перед фотоаппаратом. Для создания «свободной» капли использовали следующий метод. Капля предварительно подвешивалась на нити. Затем с помощью механизма, изображенного на рис. 8.38 и состоящего из электромагнита и пружины, нить выдергивали вертикально вверх с резким уско-

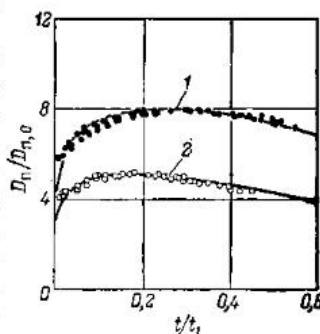


Рис. 8.37. Зависимость диаметра пламени  $D_n$  при сферически симметричном горении капли от времени  $t$  ( $D_{n,0}$  — начальный диаметр пламени;  $t_1$  — время полного сгорания капли; сплошные линии — результаты расчета). (Исследования Кумагай);

1 — н-гептан; 2 — этанол.

рением. Если сумма силы тяготения и силы инерции, действующих на каплю, превышает силу сцепления капли с поддерживающей нитью, капля отделяется от нити и становится свободной каплей. В момент отделения от нити свободная капля обладает некоторой скоростью, направленной вверх. В силу этого капля некоторое время будет двигаться вертикально вверх, пока в вершине траектории ее скорость не станет равной нулю. В этот момент времени начинается свободное падение капсулы, которая вмещает камеру сгорания и киноаппарат. Схема капсулы приведена на рис. 8.39.

Использование падающей капсулы позволяет оставить свободную каплю в камере сгорания в состоянии невесомости в заданной точке перед киноаппаратом. В верхнем ряду фотографий на рис. 8.40 приведены кинокадры свободной капли в состоянии невесомости, полученные в различные моменты вре-

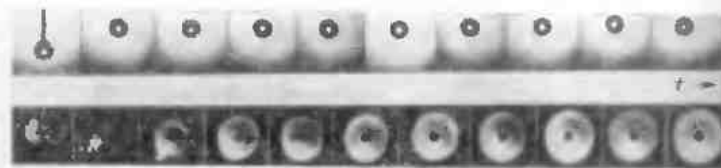


Рис. 8.40. Капля *n*-гептана в состоянии невесомости (верхний ряд—перед горением; нижний ряд—во время горения) (Кумаган, Окадзима).

мени. Видно, что в отличие от случая подвешенной капли форма капли полностью сферическая.

До сих пор все было сравнительно легко, так как не было горячей капли. Другими словами, свободную каплю необходимо зажечь. Это, однако, является весьма непростым делом. Хотя в плане контроля времени более удобно искровое зажигание, попытки использовать различные методы зажигания, включая искровое зажигание, не увенчались успехом. Дело в том, что зажигание вызывает возмущение газа около свободной капли. В результате, хотя капля и воспламеняется, но чаще всего она оказывается вне поля зрения и не попадает в фокальную плоскость объектива. Даже в отдельных особо удачных случаях все же происходит перемещение капли с некоторой скоростью в пределах фокальной плоскости. Наконец, окончательно убедились, что с помощью этого метода невозможно достичь поставленной цели, т. е. невозможно получить воспламенение и горение неподвижной капли. Иными словами, намерение зажечь неподвижную каплю и получить неподвижную горящую каплю оказалось невыполнимым. Поэтому применили следующий прием. В тот момент, когда свободная капля, освобожденная от поддерживающей нити и движущаяся вверх, достигает точки наибольшей высоты и вот-вот начнет падать, снизу производят искровое поджигание. В результате поджигания капля получает возмущающий импульс, направленный вверх, падение капли замедляется, и горящая капля останавливается в воздухе. В последующий момент начинается свободное падение капсулы. В результате удается осуществить горение свободной капли, неподвижно парящей в заданной точке перед

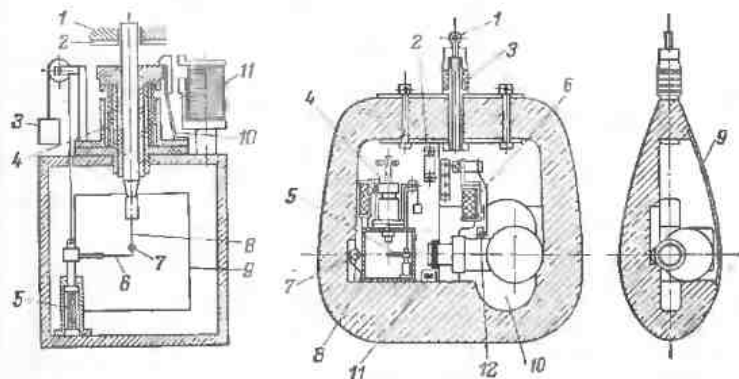


Рис. 8.38. Схема камеры сгорания (см. рис. 8.39) (Кумаган, Окадзима):

1—сторожное устройство; 2—резиновая прокладка; 3—груз; 4—пружинный амортизатор; 5—резиновый амортизатор; 6—электроды зажигания; 7—жидкая капля; 8—подвешивающая нить; 9—окно; 10—пружина; 11—электромагнит.

Рис. 8.39. Схема установки для исследования сферически симметричного горения свободных капель в условиях свободного падения (Кумаган, Окадзима):

1—подвеска; 2—сухой гальванический элемент; 3—скользящее соединение; 4—блок диспергирования каплей; 5—поджигающие электроды; 6—электромагнит; 7—источник света; 8—камера сгорания; 9—прозрачная стенка капсулы; 10—кинокамера (16 мм); 11—катушка зажигания; 12—устройство для включения кинокамеры.

киноаппаратом. Свободное падение капсулы начинается с того, что нож, приводимый в действие электромагнитом, перерезает шелковую нить, удерживающую капсулу. Во избежание помех поджигающие электроды после воспламенения капли убираются на достаточное расстояние. На рис. 8.40 в нижнем ряду приведены фотокадры свободной горячей капли, полученные в различные моменты времени. Видно, что горение является полностью сферическим, т. е. сферическую каплю окружает коаксиальное сферическое пламя. Это есть следствие состояния полной невесомости.

Характеристики горения, которые можно получить, анализируя этот ряд кинокадров, а именно, изменение во времени диаметра капли и диаметра пламени, не слишком сильно отличаются от случая горения подвешенной капли. Аналогичный результат уже был получен в экспериментах на подвешенных каплях в условиях невесомости; не было обнаружено ни сколько-нибудь существенных количественных, ни качественных отличий.

В связи с этим высказывались замечания о целесообразности проведения сложного эксперимента со свободной каплей. Однако, отсутствие различий между процессами горения свободной и подвешенной каплей теперь доказано экспериментально. Кроме того, имеются и некоторые другие факты, которые впервые стали понятными благодаря опытам со свободной каплей. Так, в случае подвешенной капли в условиях естественной гравитации, а также в условиях невесомости из-за силы сцепления с подвешивающей нитью капля не имеет сферической формы. Поэтому в качестве диаметра капли произвольно выбирают тот или иной размер, руководствуясь лишь соображениями удобства. Например, используют поперечный диаметр и диаметр, измеряемый под углом  $45^\circ$ . Или иногда каплю рассматривают как эллипсоид и в качестве характерного размера берут диаметр сферы, имеющей эквивалентную площадь поверхности или эквивалентный объем. Естественно, что в зависимости от выбора характерного диаметра возникает различие в значениях константы испарения. Свободная капля, горящая в условиях невесомости, имеет

полностью сферическую форму. Значения константы испарения, измеренные в опытах со свободной каплей, оказались гораздо ближе к соответствующим данным, полученным в опытах на подвешенной капле с использованием  $45^\circ$ -градусного диаметра.

В случае подвешенной капли из-за причин, рассмотренных ранее, невозможно точно определить и начальный диаметр капли. Но даже когда диаметр капли выбирали по какому-либо способу из числа тех, что были перечислены выше, все равно оказалось невозможным достаточно отчетливо выявить влияние, которое оказывает начальный диаметр на процесс горения капли. Как уже указывалось ранее, причиной этого является взаимосвязь между влиянием начального диаметра капли и влиянием подвешивающей нити, которые оказалось невозможно разделить. В эксперименте же со свободной сферической каплей установлено, что влияние начального диаметра не очень существенно и сводится к слабому увеличению константы испарения при увеличении начального диаметра (см. рис. 8.26). Соответствующие результаты показаны на рис. 8.41. Видно, что по мере увеличения начального диаметра константа испарения несколько возрастает. Согласно теории сферического горения капли, константа испарения не должна зависеть от начального диаметра капли. Объяснение этого экспериментального факта приведено ниже.

На рис. 8.41 показаны также данные о константе испарения подвешенной капли, которая горит сферическим пламенем в условиях невесомости. Различие в числовых значениях между двумя методами вызвано влиянием подвешивающей нити и имеет два возможных объяснения. Во-первых, через подвешивающую нить происходит дополнительная передача

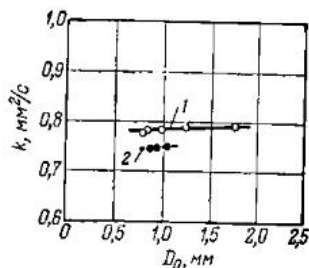


Рис. 8.41. Зависимость константы испарения от начального диаметра капли при сферическом симметричном горении (в состоянии невесомости),  $n$ -гептан; диаметр кварцевой нити 0,15 мм (Кумаган Окадзима); 1 — свободная капля; 2 — подвешенная капля.

тепла от пламени к капле, что приводит к увеличению константы испарения. В этом случае основными факторами являются толщина и коэффициент теплопроводности подвешивающей нити. Во-вторых, подвешивающая нить вблизи поверхности капли действует как тело, поглощающее тепло, что должно приводить к снижению константы испарения. В этом случае константа испарения будет функцией теплоемкости подвешивающей нити. Первый случай является определяющим при использовании в качестве подвешивающей нити материалов с высокой теплопроводностью, например при использовании металлов. Второй случай является определяющим при использовании нитей, изготовленных из материалов с низкой теплопроводностью, например при использовании кварцевых нитей. Влияние металлических нитей на горение капли в условиях естественной конвекции было рассмотрено выше (см. рис. 8.24). В случае сферического горения подвешенной капли константа испарения также возрастает при увеличении коэффициента теплопроводности материала подвешивающей нити.

Исследование сферического горения свободной капли в условиях невесомости позволяет наблюдать с помощью системы шпирен-фотографии, установленной в капсуле, слой высокотемпературного газа, окружающего пламя. Использование дополнительного устройства, предохраняющего капсулу от действия сопротивления воздуха, дает возможность поддерживать внутри камеры состояние с силой тяготения менее  $10^{-4}g$  в течение примерно 1 с. Это позволяет проводить наблюдения в течение большей части процесса горения капли [29].

Внешняя форма падающей капсулы делается обтекаемой, однако по мере возрастания скорости падения движение капсулы под действием сопротивления воздуха начинает отклоняться от движения свободно падающего тела. Когда сила тяготения в камере сгорания составляет примерно  $10^{-2}g$ , начинает проявляться влияние естественной конвекции; при этом горение остается сферическим, но верхняя часть пламени становится более светлой. В течение первых 0,5 с после начала падения влияние естественной кон-

векции совершенно не проявляется. Этого времени недостаточно для того, чтобы можно было наблюдать все стадии процесса горения капли. Чтобы исключить влияние сопротивления воздуха, лучше всего было бы сбрасывать капсулу внутри трубы низкого давления. Однако это потребовало бы создания слишком громоздкой установки.

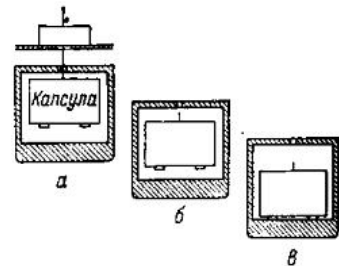


Рис. 8.42. Схема установки, позволяющей исключить влияние сопротивления воздуха на свободно падающее тело: а — перед падением; б — во время падения; в — после падения.

При использовании устройства, предохраняющего капсулу от действия сопротивления воздуха, которое схематически изображено на рис. 8.42, эффект достигается за счет внешнего кожуха, в который помещается падающая капсула. Перед началом опыта внешний кожух прикрепляется к падающей капсуле так, чтобы между донными крышками кожуха и капсулы имелось некоторое расстояние. В процессе падения внешний кожух из-за сопротивления воздуха движется более медленно, чем в случае свободного падения, и капсула постепенно приближается ко дну кожуха. В момент приземления обе детали соприкасаются. В этом случае относительная скорость падающей капсулы оказывается очень низкой и отклонение от свободного падения, вызванное сопротивлением воздуха, получается весьма незначительным. Таким образом, легко удастся создать необходимые условия, о которых говорилось выше.

### Литература

1. Hottel H. C., Hawthorne W. R.: Third Symposium on Combustion and Flame and Explosion Phenomena, p. 254, Williams and Wilkins, Baltimore, 1949.
2. Lewis B., von Elbe G.: Combustion, Flames and Explosions of Gases, p. 478, Academic Press, New York and London, 1961. (Льюис Б. и Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. — Пер. с англ. М., Мир, 1968.)

3. Wohl K., Gazley C., Kapp N.: Third Symposium on Combustion and Flame and Explosion Phenomena, p. 288, Williams and Wilkins, Baltimore, 1949.
4. Jost W.: Explosion- und Verbrennungsvorgänge in Gasen, p. 210, Springer, Berlin, 1939. (Иост В. Взрывы и горение в газах. — Пер. с англ. М., ИЛ, 1952).
5. Hawthorne W. R., Weddel D. S., Hottel H. C.: Third Symposium on Combustion and Flame and Explosion Phenomena, p. 226, Williams and Wilkins, Baltimore, 1949.
6. Dryden H. L.: Ind. Eng. Chem., 31, 416 (1939).
7. Burke S. P., Schumann T. E. W.: Ind. Eng. Chem., 20, 998 (1928).
8. Hall A. R., Diederichsen J.: Fourth Symposium (International) on Combustion, p. 837, Williams & Wilkins, Baltimore, 1953.
9. Godsave G. A. E.: Nature, 164, 708 (1949).
10. Kumagai S., Isoda H.: Nature, 166, 111 (1950).
11. Kumagai S., Isoda H. — Кикай-но кэнкю, 1952, т. 4, с. 337.
12. Kobayashi K.: Fifth Symposium (International) on Combustion, p. 141, Reinhold, New York, 1955.
13. Goldsmith M.: Jet Propulsion, 26, 172 (1956).
14. Okazaki T., Gomi M.: Trans. JSME, 19, 1 (1953).
15. Goldsmith M., Perkins C. K.: CIT TR, No. 4, 759 (1953).
16. Goldsmith M., Penner S. S.: J. ARS, 24, 245 (1954).
17. Graves C. C.: Third Midwestern Conference on Fluid Mechanics (1953), p. 759.
18. Kumagai S., Isoda H.: Fifth Symposium (International) on Combustion, p. 129, Reinhold, New York, 1955.
19. Ingebo R. D.: NASA TN, No. 2368 (1951); *ibid.*, No. 2850 (1953).
20. Кумура И., Кумагаи С. Неопубликованный доклад, прочитанный на объединенном лекционно-семинарском собрании научного общества механических напряжений. 1954.
21. Spalding D. B.: Fuel 29, 25, 32 (1950); *ibid.*, 30, 121 (1951); Fourth Symposium (International) on Combustion, p. 847, Williams and Wilkins, Baltimore, 1953.
22. Godsave G. A. E.: NGTE Report, No. R66 (1950); *ibid.*, No. R87 (1951); Fourth Symposium (International) on Combustion, p. 818, Williams and Wilkins, Baltimore, 1953.
23. Кумагаи С., Кумура И. — Кикай-но кэнкю, 1951, т. 3, с. 431.
24. Isoda H., Kumagai S.: Seventh Symposium (International) on Combustion, p. 523, Butterworths, London, 1959.
25. Kumagai S.: Sixth Symposium (International) on Combustion, p. 668, Reinhold, New York, 1957.
26. Kumagai S., Isoda H.: Sixth Symposium (International) on Combustion, p. 726, Reinhold, New York, 1957.
27. Isoda H. — Кикай-но кэнкю, 1958, т. 10, с. 277.
28. Kumagai S., Sakai T., Okajima S.: Thirteenth Symposium (International) on Combustion, p. 779, Combustion Institute, Pittsburgh, 1971.
29. Okajima S., Kumagai S.: Fifteenth Symposium (International) on Combustion, p. 401, Combustion Institute, Pittsburgh, 1975.
30. Cochran T. H., Musica W. J.: Thirteenth Symposium (International) on Combustion, p. 821, Combustion Institute, Pittsburgh, 1971.

Горение распыленного горючего широко используется в дизельных двигателях, газовых турбинах, промышленных печах и других технических устройствах, и поэтому его исследование вызывает повышенный интерес. Горение распыленного топлива очень сложный процесс, включающий несколько стадий. Суть его состоит в горении смеси, содержащей капли жидкого горючего, пары горючего и воздух. Механизм горения такой смеси в достаточной степени еще не выяснен.

В первых работах, как правило, изучали технологические методы сжигания реальных распыленных топлив либо искали ключи к объяснению процесса на основе анализа простых модельных явлений. Среди последних особенно многочисленны исследования по горению одиночных капель жидкого горючего. Механизм горения одиночной капли был достаточно подробно рассмотрен в гл. 8. Следующим этапом, очевидно, является исследование горения совокупности жидких капель, однако таких работ пока крайне мало. Были предприняты попытки распространить представления о горении одиночной жидкой капли на упорядоченные совокупности жидких капель, однако такой подход к объяснению горения распыленного топлива оказался не очень продуктивным.

Нельзя отрицать, что результаты, полученные при исследовании горения одиночных жидких капель, в какой-то мере полезны для объяснения горения распыленного горючего, однако направлением дальнейших исследований должно стать изучение горения смесей, включающих капли жидкого горючего, пары

горючего и воздух. Подобные исследования уже проводились [1—3], однако объекты изучения (обычно облако неподвижных капель) выбирали такими, чтобы упростить механизм горения распыленного горючего и обойти сложные моменты, затрудняющие интерпретацию явления. С некоторыми результатами, полученными в этих исследованиях, и их объяснением трудно согласиться. Причиной является наличие различного рода неоднородностей в системах, включающих капли горючего, пары горючего и воздух, с которыми проводили эксперименты.

При горении распыленного горючего часть впрыснутого горючего испаряется. В результате перемешивания паров горючего с окружающим воздухом создается смесь, в которой взвешено множество капель жидкого горючего. Подобную ситуацию, когда жидкие капли одинакового диаметра взвешены в смеси пара этой жидкости с воздухом, можно реализовать, используя камеру Вильсона. С помощью установки, в которой облако жидкого горючего создавалось по принципу расширения, Кумаган с сотр. впервые осуществил в экспериментальных условиях горение газовой смеси, содержащей мелкие капли жидкого горючего. Первоначально размер жидких капель составлял примерно 7 мкм, однако такие капли заметно мельче капель, содержащихся в реальных распыленных топливах. Впоследствии размер капель удалось повысить до 20 мкм за счет увеличения времени расширения, а при очень медленном расширении — даже до 30 мкм. В этой главе будут рассмотрены процессы распространения пламени и структура фронта пламени в смеси, содержащей капли жидкого горючего размером до 20 мкм.

#### 9.1. УСТАНОВКА, СОЗДАЮЩАЯ ОБЛАКО ЖИДКОГО ГОРЮЧЕГО ПО МЕТОДУ РАСШИРЕНИЯ

На рис. 9.1 приведена схема установки, предназначенной для создания облака жидкого горючего по методу расширения, взятая из работы автора с сотр. [4]. Установка работает по принципу действия камеры Вильсона. Она состоит из цилиндрической камеры сгорания (внутренний диаметр 120 мм),

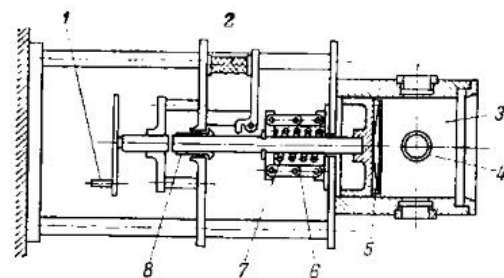


Рис. 9.1. Схема установки, предназначенной для создания взвеси методом расширения:

1 — рукоятка для регулирования хода поршня; 2 — электромагнит; 3 — камера сгорания; 4 — резервуар для испарения; 5 — вогнутое зеркало; 6 — приспособление для остановки поршня; 7 — цилиндрическая пружина; 8 — фиксатор.

поршня и приспособлений, обеспечивающих его движение. Объем камеры сгорания перед началом цикла расширения можно изменять в пределах от 700 до 1000 см<sup>3</sup> за счет устройства, регулирующего ход поршня, при этом конечный объем камеры сгорания после расширения остается постоянным (1000 см<sup>3</sup>). Вогнутое зеркало с фокусным расстоянием 60 см, смонтированное внутри поршня, используется для обычного и шпирен-фотографирования. Для наблюдения за горением камера снабжена двумя стеклянными окнами (диаметр 30 мм), установленными в боковых стенках цилиндра, а также окном в торце цилиндра.

Смесь пара горючего с воздухом готовят приготавливают впрыскиванием определенного количества жидкого горючего из дозатора в специальный резервуар для испарения, смонтированный в стенке камеры сгорания. Количество горючего, которое конденсируется в виде жидких капель после расширения, можно контролировать, задавая температуру перед расширением и сравнивая реальное количество горючего с количеством, насыщающим объем при данных условиях. Можно подобрать такие условия, при которых конденсация совсем не происходит.

Перед расширением с помощью рукоятки для регулирования хода поршень вдвигают внутрь камеры сгорания и останавливают с помощью электромагнита в заданном начальном положении. При выключении

чении тока электромагнит освобождает поршень, и он быстро сдвигается до упора под действием цилиндрической пружины. Скорость движения поршня за исключением начального периода, является приблизительно постоянной и составляет около 2 м/с. Продолжительность периода расширения составляет около 10 мс независимо от степени расширения, причем в этот период конденсации паров горючего почти не происходит. После расширения постепенно появляются капли жидкости; продолжительность этого периода возрастает при увеличении начальной степени насыщения. Когда степень насыщения высока, процесс конденсации завершается за время около 100 мс. После этого равновесное состояние сохраняется в течение сотен миллисекунд. В настоящем эксперименте степень расширения равнялась 1,25.

Все операции от подготовки смеси до начала различных измерений производились в условиях термостатирования, позволяющих регулировать температуру в интервале от 5 до 60 °С. В данном эксперименте в качестве горючего был выбран этанол, но можно воспользоваться и другими горючими, имеющими при комнатной температуре подходящее давление насыщающего пара, например, метанолом, *n*-гептаном, бензином и другими. Во время испарения горючего температуру внутри камеры контролируют с помощью термометра сопротивления. Давление смеси пар горючего — воздух при испарении горючего несколько повышается, поэтому перед расширением давление снижают до атмосферного.

## 9.2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСПЫЛЕННОГО ГОРЮЧЕГО

Основными характеристиками смеси, содержащей капли распыленного горючего, являются концентрация горючего, диаметр капель и расстояние между каплями. Эти характеристики имеют фундаментальное значение при исследовании горения распыленных топлив. Вначале рассмотрим концентрацию горючего. Ее можно определить двумя различными способами. Во-первых, полную концентрацию горючего в смеси  $\lambda_0$  определяют как отношение  $n_r/n_b$ ,

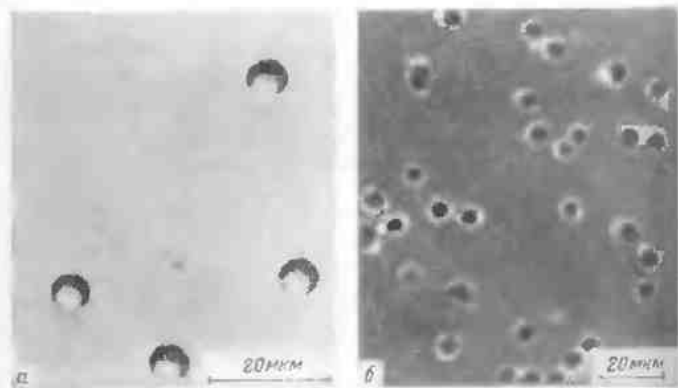


Рис. 9.2. Микрофотографии капель горючего ( $Q=0,16 \text{ см}^3/\text{л}$ ;  $T_0=28 \text{ }^\circ\text{C}$ ): а — улавливание каплей слоем силиконового масла; б — следы капель на поверхности, покрытой оксидом магния (Ханси, Кумаган).

где  $n_r$  — число молей горючего в смеси;  $n_b$  — число молей воздуха. Во-вторых, концентрацию горючего, находящегося в жидкой фазе в виде капель,  $\lambda_{ж}$ , определяют как отношение  $n_{ж}/n_b$ , где  $n_{ж}$  — число молей горючего, сконденсировавшегося в виде капель. Полная концентрация горючего  $\lambda_0$  в общем случае задается количеством введенного горючего  $Q$ , т. е. объемом жидкого горючего и начальной температурой перед расширением  $T_0$ , причем зависимость  $\lambda_0$  от давления крайне слабая. Величина  $\lambda_0$  для данной смеси возрастает при увеличении начальной степени насыщения, т. е. при понижении температуры. Следовательно, можно реализовать смеси, содержащие капли горючего, пары горючего и воздух с различными сочетаниями  $\lambda_0$  и  $\lambda_{ж}$  за счет изменения  $Q$  и  $T_0$ .

Для определения параметров жидких капель, получаемых описанным выше способом расширения, использовали следующий прием. Через газовую смесь со скоростью около 25 м/с пронесли покровные стекла, покрытые оксидом магния [5] или ламповой сажей, и куски фотопленки, желатинированный слой которых был окрашен красящими пигментами (аквармарш, метаноловая красная и др.). Следы капель на этих пластинках измеряли под микроскопом и использовали для определения диаметра капель. Кроме

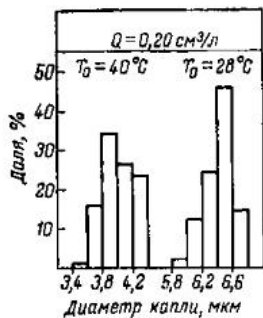


Рис. 9.3. Распределение капель по размерам (Хаяси, Кумагаи)

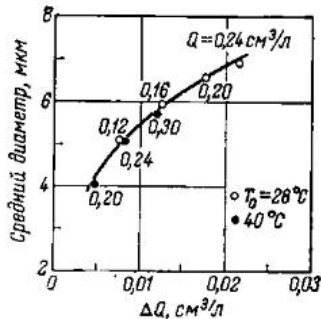


Рис. 9.4. Соотношение между количеством горючего, конденсирующегося в единице объема камеры сгорания, и средним диаметром капель (Хаяси, Кумагаи).

того, был испытан метод улавливания капель жидкости в слое силиконового масла, нанесенного на покровное стекло. Примеры полученных микрофотографий показаны на рис. 9.2. Для очень мелких капель наиболее эффективным является метод улавливания поверхностью, покрытой пигментом, однако в этом случае поправочный коэффициент чувствителен к толщине слоя пигмента и диаметру частиц, поэтому калибровка оказывается весьма трудоемкой.

На рис. 9.3 приведены типичные распределения по размерам диаметров жидких капель. Как видно из этих данных, размеры жидких капель распыленного горючего, которые получаются в описанном выше расширительном устройстве, сосредоточены в очень узкой области, так что для характеристики этого распределения можно ограничиться указанием среднего диаметра капель. Следует также отметить, что при фиксированном количестве введенного горючего размер капель уменьшается с возрастанием температуры смеси перед расширением.

На рис. 9.4 представлена зависимость среднего диаметра капель от количества скоонденсированного горючего  $\Delta Q$ , приходящегося на единицу объема камеры сгорания. Средний диаметр жидких капель увеличивается при возрастании количества скоонденсированного горючего. Концентрация капель в единице

объема составляет примерно  $10^5$  частиц\* и несколько уменьшается при увеличении количества скоонденсированного горючего.

### 9.3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ ПО РАСПЫЛЕННОМУ ГОРЮЧЕМУ

В качестве первого шага при исследовании влияния капель на распространение пламени по распыленному горючему провели измерения давления в камере сгорания и измерения скорости распространения пламени. Для сравнения аналогичные измерения были выполнены на гомогенной смеси паров горючего с воздухом, имеющей, конечно, ту же самую концентрацию горючего.

Чтобы получить сферическое горение, искровые электроды помещали в центр камеры сгорания; поджигание искрой производили спустя 100 мс после завершения стадии расширения. Для определения скорости распространения пламени и скорости горения проводили киносъемку процесса распространения пламени по смеси с помощью высокоскоростной кинокамеры (16 мм). Для измерения давления в камере сгорания применяли датчик давления емкостного типа, установленный в стенке камеры сгорания; конструкция датчика общеизвестна. Однако поскольку измерение давления использовалось также для определения скорости горения, особое внимание обращалось на улучшение качества записи подъема давления в начальный период горения.

#### 9.3.1. Время сгорания смеси

На рис. 9.5 показано влияние концентрации жидких капель горючего на время сгорания смеси, которое определяется как время от момента проскакивания искры до момента достижения максимального давления в камере сгорания. Как указывалось выше, при любом значении  $Q$  концентрация скоонденсиро-

\* Капли зарождаются на центрах конденсации, поэтому их объемная концентрация является, по существу, неизменной, однако можно предположить, что при столкновениях капель наблюдается их слияние, уменьшающее число капель.



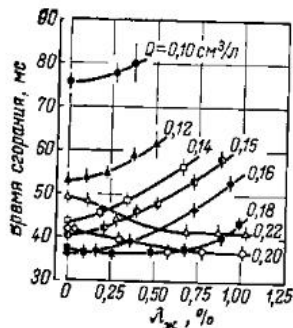


Рис. 9.5. Влияние концентрации капель горючего на время сгорания капельной смеси (Хаяси, Кумаган).

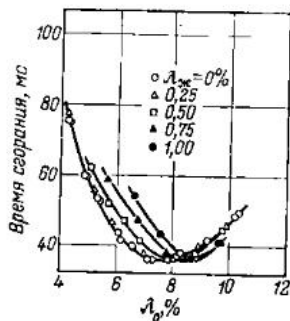


Рис. 9.6. Влияние концентрации горючего на время сгорания капельной смеси (Хаяси, Кумаган).

ванного горючего  $\lambda_{ж}$  уменьшается по мере увеличения  $T_0$ . Следствием этого является существование критической начальной температуры, при которой не возникает конденсации. Измерения, соответствующие  $\lambda_{ж} = 0\%$ , получены с использованием смеси, имеющей перед расширением температуру, равную критической. Как видно из рис. 9.5, при  $Q \leq 0,18 \text{ см}^3/\text{л}$  по мере возрастания  $\lambda_{ж}$  время сгорания смеси увеличивается; при более высоких  $Q$  наблюдается обратная закономерность, т. е. время сгорания уменьшается с увеличением  $\lambda_{ж}$ .

На рис. 9.6 приведен график, показывающий зависимость времени сгорания не от  $\lambda_{ж}$ , а от полной концентрации горючего в смеси  $\lambda_0$ . Значения, соответствующие  $\lambda_{ж} = 0\%$ , были получены при расширении от начальной температуры  $T_0 = 50^\circ\text{C}$ . Значение начальной температуры, равное  $50^\circ\text{C}$ , представляет собой ту температуру, при которой во всем интервале использованных в опыте значений  $Q$  конденсация не происходит. При  $\lambda_{ж} < 0,25\%$  время сгорания смеси, содержащей жидкие капли, не отличается от времени сгорания гомогенной смеси пар — воздух такого же состава. При увеличении  $\lambda_{ж}$  выше этого значения (по крайней мере в области  $\lambda_{ж} < 9\%$ ) наблюдается заметное влияние концентрации жидких капель на время сгорания смеси, выражающееся в том, что время сгорания оказывается тем больше, чем выше

концентрация сконденсированного горючего. Однако для смесей с достаточно высокой полной концентрацией горючего ход зависимостей меняется на обратный. Отметим, что стехиометрическое соотношение для смеси этанол — воздух составляет  $\lambda_0 = 6,98\%$ . Таким образом соотношение компонентов, при котором время сгорания смеси минимально, при возрастании  $\lambda_{ж}$  смещается в сторону смесей с повышенным содержанием горючего.

### 9.3.2. Максимальное давление

На рис. 9.7 приведены данные относительно влияния концентраций капель жидкого горючего на максимальное давление. При  $\lambda_{ж} < 0,5\%$  наличие жидких капель не сказывается на значении максимального давления, которое совпадает с максимальным давлением, измеренным при сгорании тождественной гомогенной смеси паров горючего с воздухом. Подобное согласие имеет место также и для очень больших значений  $\lambda_{ж}$  при высокой  $\lambda_0$ , в то время как в области низких значений  $\lambda_{ж}$  максимальное давление уменьшается с ростом концентрации сконденсированного горючего  $\lambda_{ж}$ . Соотношение компонентов, при котором максимальное давление, образующееся при сгорании смеси, достигает экстремального значения, смещается по мере увеличения концентраций горю-

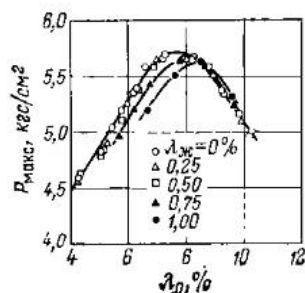


Рис. 9.7. Влияние концентрации горючего на максимальное давление (Хаяси, Кумаган).

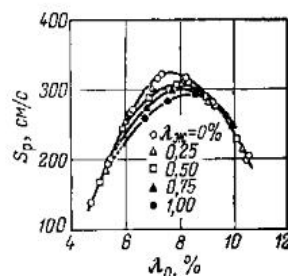


Рис. 9.8. Влияние концентрации горючего на скорость распространения пламени (Хаяси, Кумаган).

чего  $\lambda_{ж}$  в сторону больших значений. Такая же закономерность наблюдается в отношении времени сгорания.

### 9.3.3. Скорость распространения пламени

На рис. 9.8 показано влияние концентрации капель жидкого горючего на скорость распространения пламени на начальной стадии процесса, когда повышение давления в камере сгорания мало. Видно, что по мере увеличения  $\lambda_{ж}$  скорость распространения пламени уменьшается при  $\lambda_0 < 9\%$  и несколько возрастает при более высоких  $\lambda_0$ . Наиболее заметное влияние концентрации капель на скорость распространения пламени наблюдается вблизи стехиометрического соотношения. При очень малых и очень больших концентрациях горючего влияние капель, по существу, отсутствует. При увеличении количества сконденсированного горючего полная концентрация, при которой достигается максимальная скорость распространения пламени, сдвигается в сторону больших значений концентрации горючего, а значение максимальной скорости распространения пламени уменьшается.

### 9.3.4. Скорость горения

На рис. 9.9 представлены данные о влиянии концентрации капель жидкого горючего на скорость горения. Скорость горения определялась по скорости распространения пламени и температуре пламени.

В свою очередь, температура пламени рассчитывалась с учетом термической диссоциации [6]. Влияние концентрации жидких капель на скорость горения идентично влиянию концентрации жидких капель на скорость распространения пламени, причем этот эффект выражен тем сильнее, чем выше скорость распространения пламени. Этот факт указывает на то, что в случае смесей с вы-

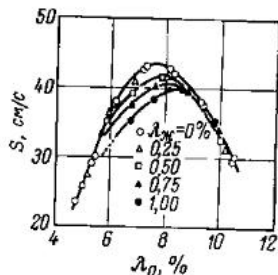


Рис. 9.9. Влияние концентрации горючего на скорость горения (Хаяси, Кумаган).

сокой скоростью распространения пламени даже жидкие капли размером 10 мкм не успевают полностью испариться перед фронтом пламени. Как указывалось выше (см. рис. 9.4), увеличение  $\lambda_{ж}$  приводит к возрастанию диаметра жидких капель, так что значения  $\lambda_{ж}$ , равные 1,0% и 0,25%, примерно соответствуют диаметру жидких капель 7 мкм и 4 мкм.

### 9.3.5. Обсуждение явления

Итак, мы рассмотрели влияние, которое оказывают жидкие капли горючего на время сгорания смеси, максимальное давление, скорость распространения пламени и скорость горения. Все эти закономерности, в сущности, похожи друг на друга. Поэтому попытаемся дать объяснение явления на примере скорости горения.

Прежде всего, легко можно предположить, что существует критический диаметр капли горючего  $a_{кр}$ , при котором жидкая капля испаряется прежде, чем попадает в зону пламенных реакций. При  $a < a_{кр}$  все капли полностью испаряются еще перед фронтом пламени; образовавшиеся пары хорошо перемешиваются с окружающим воздухом, и поэтому скорость горения такой смеси не отличается от скорости горения гомогенной смеси паров горючего с воздухом того же состава. Попробуем оценить значение  $a_{кр}$ .

Рассмотрим одномерное стационарное течение смеси вдоль оси  $x$ , проходящее через поперечное сечение единичной площади. Будем считать, что относительная скорость частиц в потоке газа достаточно мала, чтобы ею можно было пренебречь, и что отношение массы конденсированного топлива к массе окружающей газовой смеси близко к нулю. В этом случае, как показано в гл. 8, для рассматриваемых капель необходимо использовать значение числа Нуссельта, равное 2. Следовательно, скорость уменьшения диаметра капли можно выразить следующим уравнением:

$$-\frac{da}{dt} = \frac{S_{\mu}(T - T_{ж})}{\rho_{ж}L} \quad (9.1)$$

где  $\rho_{ж}$ ,  $L$  и  $T_{ж}$  — плотность, теплота испарения и температура жидкой капли соответственно;  $\mu$  и  $T$  — коэффициент теплопроводности и температура окружающего газа.

Несгоревший (исходный) газ, имеющий температуру  $T_{исх}$ , движется вдоль оси по направлению к фронту пламени; реакция начинается в точке ( $x = 0$ ), где температура газа достигает температуры воспламенения  $T_{в}$ . В гл. 8 было показано, что распределение температуры в зоне подогрева (при  $x \leq 0$ ) отвечает уравнению

$$T - T_{исх} = (T_{в} - T_{исх}) \exp(C_p \rho_{исх} S x / \mu) \quad (9.2)$$

где  $\rho_{исх}$  — плотность исходного газа;  $C_p$  — средняя теплоемкость газа при постоянном давлении;  $S$  — скорость горения.

Если проинтегрировать уравнение (9.1), используя соотношение  $dx/dt = S(T/T_{исх})$  и уравнение (9.2), то получим

$$a^2 = a_{кр}^2 = \frac{8\mu T_{исх}}{\rho_{ж} L S} \int_{-\infty}^0 \frac{T - T_{ж}}{T} dx \quad (9.3)$$

где  $\rho_{ж}$ ,  $\mu$  и  $L$  предполагались не зависящими от температуры.

Если далее предположить, что температура жидких капель равна температуре несгоревшего газа,  $T_{ж} = T_{исх}$ , то мы получим максимальное значение  $a_{кр}$ :

$$a_{кр} = \frac{\mu}{S} \left[ \frac{8T_{исх}}{\rho_{ж} L \rho_{исх} C_p} \ln \frac{T_{в}}{T_{исх}} \right]^{1/2} \quad (9.4)$$

Для обычных углеводородов выражение (9.4) дает почти тот же критический диаметр, что был получен Вильямсом [7].

Величина  $a_{кр}$ , судя по формуле (9.4), почти не чувствительна к температуре воспламенения  $T_{в}$ . Если для смеси этанола с воздухом принять  $T_{в} = 660$  К, то получим

$$a_{кр} = \frac{140}{S} \cdot 10^{-4} \text{ см} \quad (9.5)$$

Здесь скорость горения  $S$  необходимо подставлять в см/с. Например, при  $S = 40$  см/с  $a_{кр} = 3,5$  мкм. В этом случае на распространение пламени по распыленному горючему оказывают влияние даже капли с размером менее 10 мкм, что согласуется с изложенными выше данными, полученными при сравнении характеристик горения распыленного топлива и характеристик горения гомогенной смеси паров горючего с воздухом того же состава.

Формула (9.5) показывает, что критический диаметр капель обратно пропорционален скорости горения. Это позволяет объяснить усиление влияния жидких капель в случае быстро горящих смесей и ослабление влияния жидких капель в случае медленно горящих смесей, а также объяснить сдвиг соотношения компонентов ( $\lambda_0$ ), при котором достигается максимальная скорость горения, в сторону богатых смесей по мере увеличения диаметра капель (т. е.  $\lambda_{ж}$ ). Однако особенности горения, которые представлены на рис. 9.9, нельзя объяснить только изменением концентрации паров, вызванным испарением капли в период, предшествующий горению. Для жидких капель большого диаметра необходимо учитывать также испарение за фронтом пламени. Имеются факты, указывающие на снижение максимальной скорости горения при увеличении  $\lambda_{ж}$ , что связано с увеличением диаметра капель. Этот и другие факты, вероятно, обусловлены главным образом неоднородностью концентрации паров горючего, т. е. неоднородностью смешения, которая приводит к снижению температуры пламени при возрастании  $\lambda_{ж}$ .

#### 9.4. СТРУКТУРА ПЛАМЕНИ В РАСПЫЛЕННОМ ГОРЮЧЕМ

Согласно экспериментальным результатам, изложенным в предыдущих разделах, капли жидкого горючего, имеющие размер даже 5 мкм, оказывают влияние на распространение пламени в распыленном топливе. Отсюда ясно, как важно попытаться детально изучить структуру пламени, распространяющегося

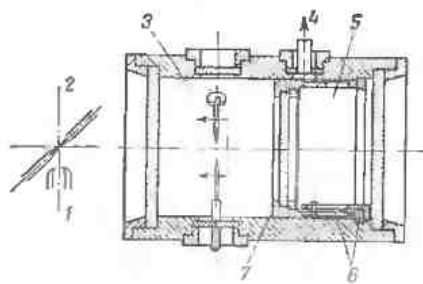


Рис. 9.10. Схема установки для изучения структуры пламени (Хаяси, Кумаган):

1—неизолирующий промежуток; 2—искровой промежуток; 3—камера сгорания; 4—к резервуару пониженного давления; 5—вспомогательный отсек; 6—устройство для регулирования хода поршня; 7—свободный поршень.

по подобной смеси. Однако жидкие капли размером 5 мкм слишком малы, что сильно затрудняет их микрофотографирование. Поэтому специально для исследования структуры пламени был сконструирован новый вариант расширительной установки. Схема установки показана на рис. 9.10. Ее основными элементами являются камера сгорания объемом 1000 см<sup>3</sup> и вспомогательный отсек, отделенные друг от друга свободно плавающим поршнем, имеющим стеклянное окно. Поршень приходит в движение при соединении вспомогательного отсека с емкостью, в которой создано пониженное давление. С помощью устройства, позволяющего регулировать ход поршня, степень расширения, как и в прежних опытах, задана равной 1,25. Гомогенная смесь паров горючего с воздухом, предназначенная для расширения, готовится в испарительном резервуаре, имеющем водяную рубашку, соединенную с термостатом. Смесь циркулирует по контуру, включающему камеру сгорания. Для суждения о том, является ли смесь насыщенной, используется гигрометр.

Диаметр жидких капель определяется в основном по методу, основанному на улавливании капель поверхностью, покрытой оксидом магния. Однако в ряде случаев диаметр капель определялся на основании измерений установившейся скорости оседания

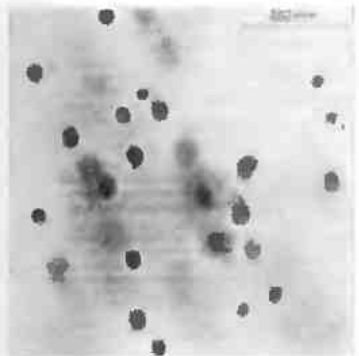


Рис. 9.11. Микрофотография жидких капель горючего, взвешенных в камере сгорания (Хаяси, Кумаган).

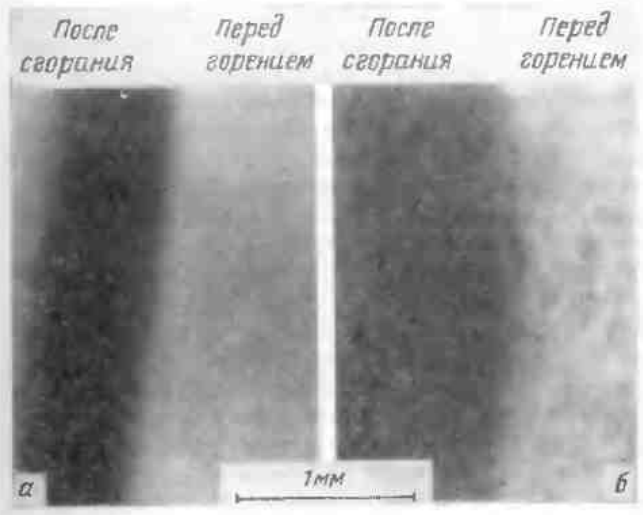


Рис. 9.12. Шлирен-фотографии фронта пламени: а—гомогенная смесь паров горючего с воздухом; б—смесь капель—пар—воздух (Хаяси, Кумаган)

капель, выполненных с помощью высокоскоростной кинокамеры. Значения диаметров капель, полученные этими двумя методами, практически совпадают. Однако жидкого горючего, создаваемое на этой упрощенной расширительной установке, отличается высокой однородностью. За счет регулирования времени расширения можно получать капли диаметром от 16 до 25 мкм.

Торцовые поверхности камеры сгорания и вспомогательного отсека снабжены стеклянными окнами, которые обеспечивают возможность фотографирования с разных позиций. Для наблюдения капель горючего и небольших участков фронта пламени применяли микрофотографирование с 20-кратным увеличением. На расстоянии 15 мм от искрового промежутка, предназначенного для точечного поджигания смеси в центре камеры сгорания, установлен ионизационный разрядник, используемый для запуска источника света, подсвечивающего пламя в момент прохождения пламенем этой точки. Метод позволяет фотографировать фронт сферического пламени диаметром около 30 мм с 11-кратным увеличением.

На рис. 9.11 приведен пример фотографий капель горючего, взвешенных в камере сгорания. На рис. 9.12 приведены шлирен-фотографии фронта пламени для гомогенной смеси паров горючего с воздухом и для смеси, содержащей капли жидкого горючего диаметром около 18 мкм. На рис. 9.12б перед фронтом пламени можно заметить следы капель этанола. Можно подчеркнуть характерные черты, присущие пламениам, распространяющимся по распыленному топливу, содержащему жидкие капли подобных размеров: 1) фронт пламени (граница раздела) сильно размыт, поэтому трудно определить его точное положение; 2) перед фронтом пламени видно множество пятен, которые предположительно вызваны неоднородностью плотности газа вокруг жидких капель. Изображения капель на рис. 9.12б являются гораздо менее четкими, чем на рис. 9.11а. Причиной является, по-видимому, рассеяние света, исходящего от пламени, диффузным свечением капель.

1. *Wolffhard H. G., Parker W. G.*: J. Inst. Petrol., 35, 118 (1945).
2. *Burgoyne J. H., Cohen L.*: Proc. Roy. Soc. (London), A225, 375 (1954).
3. *Сундуков И. Н., Предводителев А. С.* In: Seventh Symposium (International) on Combustion, p. 352, Butterworths, London, 1959.
4. *Hayashi S., Kumagai S.*: Fifteenth Symposium (International) on Combustion, p. 445, Combustion Institute, Pittsburgh, 1974.
5. *May K. R.*: J. Sci. Instr., 27, 128 (1950).
6. *Manton von Elbe G., Lewis B.*: Fourth Symposium (International) on Combustion, p. 358, Williams and Wilkins, 1953.
7. *Williams F. A.*: Progress in Astronautics and Rocketry, Vol. 2, p. 229, Academic Press, New York, 1960.

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Антидетонационные добавки Горение  
145 капли жидкого горючего  
77—87, 185—233  
— влияние различных фак-  
торов 192—198  
— в невесомости 227—233  
— основной закон 191, 195  
— подвешенной 189 сл.  
— — влияние нити 215—  
218  
— «свободной» 227—233  
— теория 203 сл.  
— условия эксперимента  
186—188  
ламинарное 19  
пределы 131  
распыленного горючего 80,  
83—89, 235—250  
скорость 14, см. также Ско-  
рость горения  
турбулентное 19
- Горючая (ие) смесь (и) 12  
ацетилен + аргон + воздух  
137  
ацетилен + воздух 83, 103,  
104, 137, 147, 155, 160  
ацетилен + кислород 137  
бедные и богатые 114  
бутан + воздух 99, 137  
водород + воздух 30, 32,  
106, 108  
водород + кислород + азот  
109  
воспламеняемость 40  
гептан + воздух 92, 97—99  
гетерогенная 15  
гидродинамика 19  
гомогенная 14  
городской газ + воздух 50,
- Вероятность  
воспламенения 26  
зажигания 41, 45  
самовоспламенения 76—79,  
83
- Взрыв 75
- Волна  
горения 13  
детонационная 13
- Воспламенение  
вероятность 26  
вынужденное (зажигание)  
17  
двухстадийное 98  
задержка см. Задержка  
воспламенения  
пределы 14, 23—28  
температура 18, 105—110,  
137, 138
- Воспламеняемость 40
- Время  
задержки самовоспламене-  
ния 18, см. также За-  
держка воспламенения  
сгорания капельной смеси  
242  
— капли 188—191, 196
- Горящее расстояние 38
- Горелка Эджертон — Паулин-  
га 117
- Горение 11, 12, 14  
влияние гидродинамики 19  
— сила тяжести 20, 219  
— ультразвука 146—149  
и загрязнение атмосферы 21

- Горючая (ие) смесь (и)  
52, 53, 71—73, 174, 180  
с максимальной скоростью  
горения 131, 132  
метан + воздух 39, 183  
оксид углерода + воздух  
41, 107, 149, 164  
оксид углерода + кислород  
106, 144  
пентан + воздух 69, 70, 99  
природный газ + воздух 63,  
64, 160  
пропан + воздух 30—32, 45,  
47, 49, 65, 140, 155  
пропан + кислород 152  
теплофизические свойства  
132  
углеводороды + воздух 97  
этилен + воздух 155
- Горючее 11, 12  
распыленное см. Распылен-  
ное горючее
- Грасгофа число 173
- Гуи метод 115
- Дамклера теория турбулентно-  
го горения 152 сл.
- Диффузия  
вихревая 151  
коэффициент 151, 181—185  
уравнение 81
- Добавки  
затрудняющие воспламене-  
ние 86 см. также Анти-  
детонационные добавки  
облегчающие воспламе-  
нение 87  
способствующие детонации  
145
- Задержка воспламенения 75  
время см. Время задержки  
воспламенения

- Задержка воспламенения  
определение, установка 77  
расчет 95  
физическая 70, 86, 87  
флуктуации 75—78  
химическая 79, 85—87
- Зажигание  
емкостной искрой 41—48  
искровое 16, 29—61, см. так-  
же Искра электрическая  
комбинированной искрой  
48—51  
накаленной поверхностью  
17, 62—74  
— — микротел 66—68  
отказ 16, 31  
потока газовой смеси 51—  
54, 68—74  
температура 62—65  
успешное 16, 26, 30, 40  
факельное 17  
формирование очага 30  
энергия минимальная 40  
эффективность 40, 42
- Зона  
подогрева 134, 137  
реакции 135, 136  
свечения 136, 137
- Искра электрическая 32—39  
высоковольтная 32  
гасящее расстояние 38  
емкостная 33, 41—48  
индуктивная 33  
искровой промежутков  
комбинированная 36, 48—  
51  
насыщенная 38, 39  
низковольтная см. Электри-  
ческая дуга  
электроды, влияние 37—39  
энергия 37, 54—61  
эффективность зажигания  
40, 42

Испарение жидкой капли 198—203

Калориметры для измерения энергии искры 55—61

Катушка индуктивности (зажигания) 33—36

Конвекция  
влияние на горение капли 198, 207—215  
вынужденная 214  
естественная 207

Константа испарения 195—197, 215—218, 231

Коэффициент  
диффузии в ламинарном потоке 151  
— вихревой 151  
охлаждения 93

Малаяра—Ле Шателье формула 131

Метод(ы)  
быстрого сжатия 90—92, 96—101

Гун 115  
измерения скорости горения 113 сл.

— энергии искры 54

Михельсона 113

мыльного пузыря 118—121

разделения задержки воспламенения 80—82

сплющенного пламени 117

сферической бомбы 121

трассирующих частиц 114

Механизм распространения пламени 129—165

Михельсона метод 113

Модель фронта пламени 152, 156, 161

Пламегасители 27

Пламена (Пламя) 11

гашение 27

на горелках 169—185

горячее 12

диффузионные 15, 168—233

— высота 171—185

— форма 180—185

ламинарные 129—149, 170—176, 180—185

нестационарные 16

распространение см. Распространение пламени

стабилизация 16

стационарные 14, 15

струйные 169

сферические 118—125

турбулентные 20, 125—128, 149—165, 170, 176—180

фронт см. Фронт пламени  
холодное 12, 98

Пределы

воспламенения 23—28

— концентрационные (табл.) 24

горения 131

распространения пламени см. Пределы воспламенения

Пульсации 149 сл.

интенсивность 151

масштаб 151

механизм возникновения 161

Распространение пламени 13, 14

ламинарного 129—139

пределы 23—28

по распыленному горючему 241—245

скорость 14

турбулентное 149—158

Распыленное горючее 235—250

Распыленное горючее

время сгорания 241—243

основные характеристики 238—240

получение 236—238

самовоспламенение 83—89

скорость горения 244

— распространения пламени 243, 244

структура пламени 247—250

Самовоспламенение 17, 75—110

влияние влаги 107

— гидродинамики смеси 88, 89

— давления 108

— соотношения компонентов смеси 108

время задержки 18, 75 сл.

капли жидкого горючего 86, 87

кислородных и воздушных смесей 109

предварительно перемешанных газов 89—105

струи распыленного горючего 83—89

температура 138

Скорость

горения 14

— измерение 112—128

— капли 198

— ламинарная 19, 112—125, 139—149

— распыленного горючего 244

— стационарных пламен горелки 112—118

— сферических пламен 118—125

— турбулентная 19, 125—128, 150

Скорость

распространения пламени 14, 119, 243, 244

Стабилизатор пламени 16

«Стук» 145

Температура

воспламенения 18, 105—110, 137, 138

— методы определения 106, 107

зажигания 62—65, 74

самовоспламенения 138

Тление 12

Турбулентность 19

генерируемая пламенем 159—165

крупномасштабная 152—158

мелкомасштабная 150—152

Фронт пламени 13

модели 152, 156, 161

площадь поверхности 116

разность давлений 139

толщина 136

Число

Грасгофа 173

Рейнольдса 71

Шмидта 202

Шмидта число 202

Щелкина теория турбулентного горения 153 сл.

Эджертон — Паулинга горелка 117

Электрическая дуга 33

Энергия

зажигания минимальная 40

искры 37, 54—61

Эффект шелевой 38

Эффективность зажигания 40, 42

*Сэйитиро Кумагаи*

**ГОРЕНИЕ**

Редактор *Белан Г. И.*  
Художник *А. К. Малкин*  
Художественный редактор *В. А. Пахомов*  
Технический редактор *О. К. Пархаев*  
Корректоры *Г. М. Гольбиндер, И. Ф. Герасимова*

ИБ № 934

Сдано в наб. 17.05.79. Подп. к печ. 12.10.79. Формат бумаги 84×103<sup>1</sup>/<sub>2</sub>. Бумага тип. № 1. Гарн. литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 13,44. Уч.-изд. л. 12,86. Тираж 4500 экз. Заказ № 205. Цена 1 р. 30 к. Изд. № 1778.

Ордена „Знак Почета“ издательство «Химия», 107076,  
Москва, Стромынка, 13.

Ордена Трудового Красного Знамени Ленинградская типография № 2 им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли  
г. Ленинград, Л-52, Измайловский проспект, 29.