

Физика быстропротекающих процессов. Горение и детонация газовых смесей

В.Н. Семенов

ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ БЕЗОПАСНОГО РАЗВИТИЯ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

113191, Москва, ул. Б. Тульская, 52

тел.: (095) 955-22-59, эл. почта: sem@ibrae.ac.ru

Содержание

Введение. Водородная безопасность АЭС	4
1 Горение газовых смесей.....	5
1.1 Реакции окисления водорода. Цепной механизм. Период индукции.....	5
1.2 Химическая кинетика. Скорости реакций, химическое равновесие	7
1.3 Зависимость скорости реакции от температуры. Упрощенная кинетика реакции, «брутто-реакция». Характерные параметры, отличающие реакции горения	9
1.4 Распространение горения в пространстве, дефлаграция. Нормальная скорость распространения пламени, отношение к скорости звука	12
1.5 Законы сохранения для стационарного фронта пламени. Параметры газа за фронтом пламени..	13
1.6 Структура фронта пламени	14
1.7 Распространение пламени в конечных объемах.....	17
1.8 Наклонный фронт горения	18
1.9 Самоускорение пламени. Неустойчивость фронта горения.....	21
1.10 Ускорение пламени при распространении в канале	23
1.11 Распространение пламени в турбулентном потоке.....	25
2 Ударные волны	26
2.1 Образование ударных волн при эволюции больших возмущений. Ширина ударного фронта	26
2.2 Соотношения Гюгонио	30
2.3 Ударные волны малой интенсивности. Направление изменения величин в ударной волне. Ударная адиабата.....	31
2.4 Асимптотическое поведение ударных волн. Волна разрежения	34
3 Детонация газовых смесей	36
3.1 Ударные волны в реагирующем газе. Структура фронта детонации	36
3.2 Решение уравнений для стационарного потока с нагревом. Режим Чепмена-Жуге и перешагнутые режимы	38
3.3 Параметры детонации в политропном газе. Детонационная адиабата	40
3.4 Распространение детонационной волны. Асимптотическая структура	42
3.5 Концентрационные пределы распространения пламени и детонации. Скорость распространения на пределе	44
3.6 Неустойчивость детонации. Трехмерная структура детонации	48
3.7 Критическая энергия инициирования	51
4 Детонация в двухфазной газочапельной системе.....	54
4.1 Основные уравнения.....	54
4.2 Замыкающие соотношения	56
4.3 Условия существования детонации в двухфазной системе	60
4.4 Медленные детонационные режимы в двухфазных средах.....	62
Заключение	64
Литература.....	65

Введение. Водородная безопасность АЭС

Горение газовых смесей – это процесс, лежащий в основе обычных (не ядерных) энергетических технологий. В то же время он играет очень важную роль в атомной энергетике, поскольку прямо связан с так называемой проблемой водородной безопасности АЭС.

Согласно современным воззрениям о безопасности промышленных предприятий аварийный режим функционирования должен рассматриваться как неотъемлемая составная часть жизненного цикла технической системы, и анализ риска считается составной частью экспертизы и декларирования безопасности промышленного объекта.

Применительно к АЭС одним из важнейших этапов при таком анализе является прогнозирование развития аварийного процесса и оценка масштаба действия характерных для данной аварии поражающих факторов.

Наиболее опасны аварийные ситуации с потерей охлаждения активной зоны атомного реактора. В активной зоне, как известно, располагается ядерное топливо (диоксид урана) в виде стержней (ТВЭЛов), имеющих циркониевую оболочку (для определенности будем говорить о водо-водяных реакторах типа ВВЭР). Температура топлива поддерживается в рабочем интервале за счет циркуляции теплоносителя (вода). Охлаждающая вода в корпусе реактора находится под давлением около 150 атм. При таком давлении существует вероятность разрыва трубопровода контура охлаждения и утечки теплоносителя. В случае потери охлаждения активной зоны из-за повреждения контура охлаждения даже при «заглушенном» реакторе (в отсутствие собственно цепной реакции) радиоактивный распад продуктов деления, накопившихся в топливе, может привести к сильному перегреву (до 3000К) и даже плавлению активной зоны. При высокой температуре (>1500К) в присутствии водяного пара цирконий, составляющий материал оболочек ТВЭЛов, активно окисляется паром (пароциркониевая реакция), в результате чего появляются оксиды циркония и свободный водород. К образованию водорода приводит также паровое окисление стальных конструкций внутри корпуса реактора.

Перемешиваясь с воздухом помещений АЭС, водород создает горючую смесь. Напомним, что калорийность водорода на единицу массы значительно превосходит калорийность самого сильного ВВ, тротила. Общее количество водорода при окислении всего циркония (ок. 22 т) для реактора типа ВВЭР-1000 составляет 1 т. Даже при неполном окислении (подробный анализ показывает, что в действительности подвергнуться окислению может от 30 до 70% всего циркония) масштаб массы водорода таков, что последствия ее одновременного взрыва, безусловно, будут катастрофическими.

Общий объем герметичной защитной оболочки реактора (контейнмента) около 70 тыс. куб. м (ВВЭР-1000), что при равномерном распределении выделившегося водорода соответствует «сухой» (т.е. без пара) концентрации водорода в водородовоздушной смеси 4-10%.

Однако контейнмент АЭС представляет сложное сооружение с большим количеством помещений, перегородок, оборудования очень сложной геометрии, поэтому распределение водорода по помещениям защитной оболочки будет, вообще говоря, неоднородным и меняющимся со временем. В отдельных объемах на определенных временных интервалах могут создаваться взрывоопасные концентрации водорода.

Распределение водорода зависит от характера источника (положение, интенсивность выхода водорода), геометрии помещений, состава атмосферы помещений, интенсивности естественной конвекции, процессов конденсации пара.

В случае возникновения достаточно высоких локальных концентраций водорода возможны детонация или быстрое горение газовой смеси, сопровождающиеся появлением высоких давлений и соответствующими импульсными нагрузками на стены и оборудование (см., например, [1]). Эти нагрузки существенно превышают те, на которые обычно рассчитаны стены контейнмента (4 атм).

В связи с водородной опасностью возникает три группы проблем, которые в настоящее время интенсивно исследуются в рамках анализа безопасности АЭС.

- Проблема источника водорода. Задача заключается в анализе последовательности физических процессов внутри корпуса реактора при аварии и оценке количества свободного водорода и места и темпа его выделения.
- Проблема распределения водорода по помещениям АЭС. Здесь исследуется, где и в каких количествах может накопиться водород после выхода из корпуса реактора в атмосферу помещений АЭС при наличии течений атмосферы в сложной геометрии этих помещений. Водород – легкий газ, и пла-

вучесть является одним из главных факторов, определяющих характер его рассеивания и перемешивания с воздухом. В частности, можно ожидать повышенных концентраций в верхних частях помещений.

- Проблема поведения водорода, точнее, водородопаровоздушной смеси. Главный вопрос здесь – при каких концентрациях и насколько быстро будет происходить горение смеси водорода с воздухом и паром, какими движениями газа и давлениями в нем будет сопровождаться этот процесс, какие нагрузки на стены помещений он может вызвать.

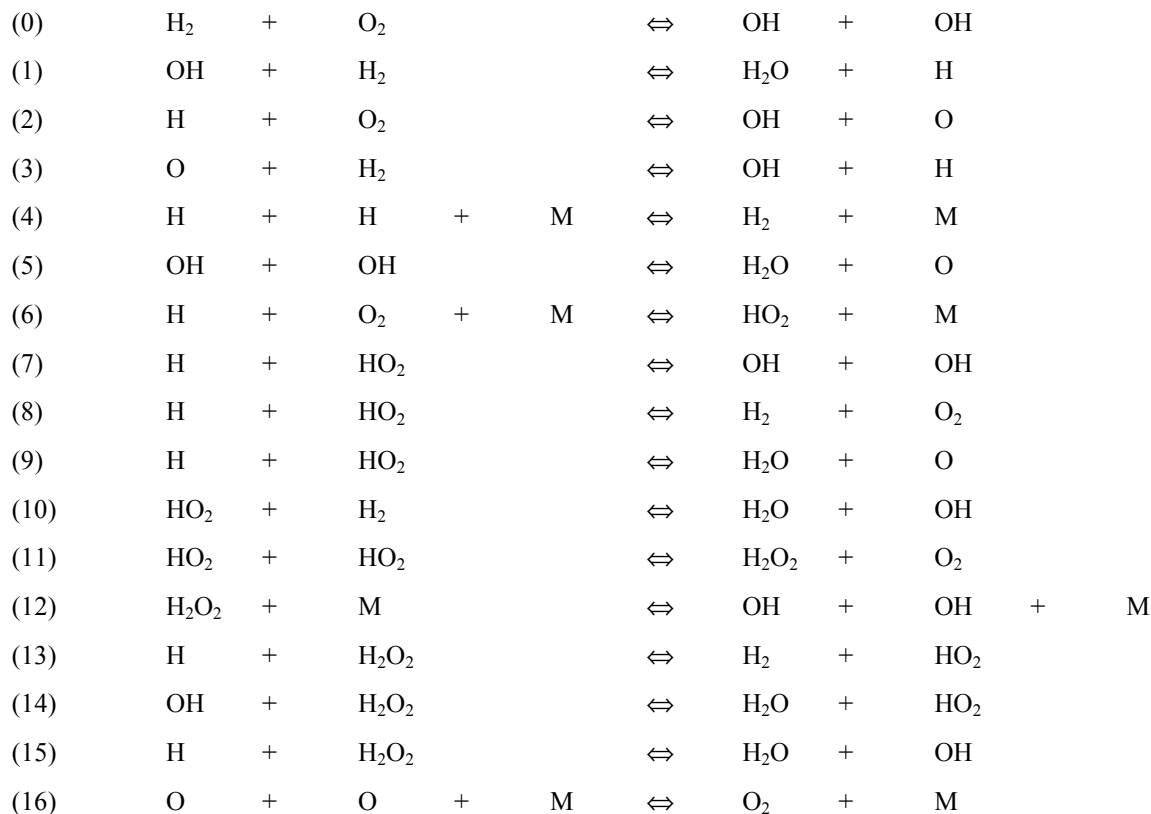
Настоящий курс посвящен третьей группе проблем. Мы рассмотрим основные представления теории горения, гидродинамики реагирующего газа, режимы распространения горения в водородовоздушных и вообще – газовых смесях, их характеристики и условия, в которых возможно распространение горения в пространстве в тех или иных режимах.

К настоящему времени поведено огромное количество экспериментальных и теоретических исследований, посвященных физике горения газовых смесей (см., например, обзор [1]). Несмотря на это, важнейшие вопросы – о концентрационных пределах горения и взрыва, скорости распространения горения, условия перехода в детонационный режим – являются в настоящее время предметом интенсивных исследований.

1 Горение газовых смесей

1.1 Реакции окисления водорода. Цепной механизм. Период индукции

Окисление водорода – это весьма сложный химический процесс, включающий множество промежуточных элементарных реакций, происходящих при парных и тройных соударениях типа $A+B=C+D$ или $A+B+C=D+F$ (см., например, [2, 3]). Ниже приведен список наиболее важных элементарных стадий окисления водорода (список взят из работы [10]). Следует подчеркнуть, что этот список далеко не полон, в нем присутствуют только наиболее существенные реакции.





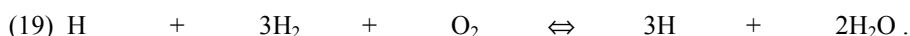
Буквой М обозначено «третье тело», молекула, которая собственно в химическом превращении не участвует, но воспринимает освобождающуюся энергию.

Значок \rightleftharpoons означает, что реакции идут в обе стороны, т.е., являются обратимыми. Следует заметить, что на начальной стадии горения, когда в системе присутствуют в основном исходные продукты, реакции идут главным образом в прямом направлении (слева направо). В конце процесса, в состоянии, близком к равновесию, роль обратных реакций существенна.

Эти реакции могут использоваться для описания горения водорода в воздухе, поскольку реакциями с участием азота при характерных для горения водорода в воздухе температурах можно пренебречь.

Как видно из приведенного списка при протекании горения в системе образуется большое количество промежуточных веществ, которые практически полностью исчезают в конечном состоянии по окончании реакции. Эти вещества – Н, О, ОН, НО₂, Н₂О₂ – называются радикалами. Радикалы чрезвычайно химически активны, и реакции с участием радикалов протекают быстро.

Реакцию (0) можно назвать «затравочной». Это медленная реакция, и она идет сколько-нибудь заметно только при достаточно высокой температуре. Однако, благодаря этому, в системе, первоначально состоящей только из исходных продуктов, появляются радикалы (ОН). Эти радикалы, вступая в реакции (1), (2), (3) с исходными продуктами, производят новые радикалы. Если сложить удвоенное уравнение (1) с уравнениями (2) и (3), то можно получить следующее суммарное уравнение:



Из этого уравнения видно, что на один вступающий в реакцию атом атомарного водорода в результате реакции образуется три таких атома, каждый из которых, вступая в те же реакции, даст еще по три и т.д. Таким образом, благодаря группе реакций (1), (2), (3) концентрация атомарного водорода лавинообразно нарастает. Нетрудно убедиться в том, что то же самое происходит и с другими «легкими» радикалами, участвующими в этих реакциях – О и ОН. Реакции, в которых происходит подобное размножение каких-либо веществ, называются цепными. Химические цепные реакции были открыты академиком Н.Н. Семеновым. Аналогичный процесс размножения нейтронов имеет место в ядерной реакции деления урана при взаимодействии с нейтроном, лежащей в основе работы атомного реактора.

Реакции (1), (2), (3) – это реакции развития цепи. Благодаря цепному характеру этих реакций на начальной стадии горения концентрации радикалов в газовой смеси экспоненциально нарастают. Существенно, что эти реакции идут в целом практически без выделения тепла (реакция (2) является даже эндотермичной) Эту стадию процесса называют иногда «холодным пламенем» [2]. При этом реакция (0) по существу уже не играет роли и не определяет общего темпа горения.

Лавинообразный рост количества радикалов ограничивается на конечной стадии процесса реакциями рекомбинации радикалов типа (4), (5), (9), (10), в которых происходит поглощение радикалов с образование конечного продукта – молекул Н₂О [3]. Реакции рекомбинации идут в свою очередь через новые «тяжелые» радикалы – НО₂ и Н₂О₂. Эти реакции, разумеется, не могут идти на начальной стадии, поскольку в это время нет еще достаточного количества исходных веществ для них, т.е., радикалов.

Реакции рекомбинации радикалов идут с выделением тепла: практически вся теплота горения выделяется в этих реакциях.

Таким образом, в протекании реакции можно выделить две стадии: начальную стадию накопления радикалов и конечную стадию рекомбинации радикалов. Начальный период, когда процесс окисления идет без выделения тепла, и в системе в это время накапливаются радикалы за счет реакций (1)-(3), называют периодом индукции. Завершающий период, когда происходит рекомбинация радикалов, и, производятся конечные продукты с выделением тепла, называется временем собственно реакции.

Дальше мы увидим, что скорости реакций, как правило, сильно зависят от температуры – быстро растут с температурой.

Если в момент $t=0$ мгновенно нагреть газовую смесь в некотором объеме до температуры T_1 , при которой реакция идет достаточно быстро, и изобразить на графике ход изменения температуры смеси и концентрацию конечного продукта (в случае горения водорода – воды), то качественно график будет

выглядеть, как показано на рис. 1.1. Нагрев смеси за счет теплоты реакции до температуры T_2 происходит лишь на заключительной фазе. Полное время реакции складывается из периода индукции и времени собственно реакции. Оба времени уменьшаются с ростом температуры. Для водородовоздушных смесей период индукции, как правило, больше времени заключительной стадии реакции приблизительно в 5-10 раз.

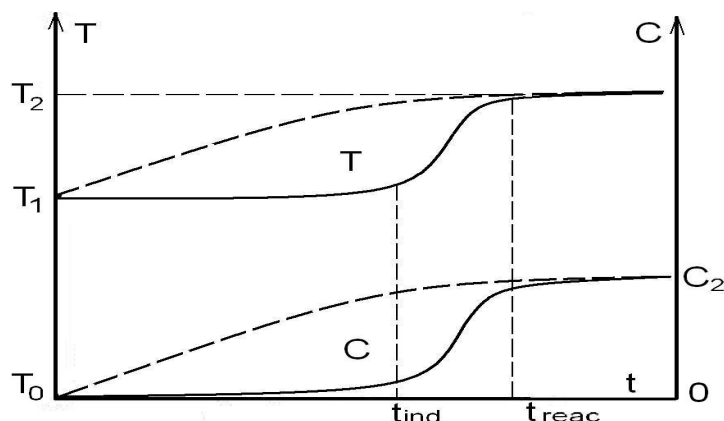


Рис. 1.1. Качественный вид временного хода температуры и продуктов сгорания при реакции: сплошные линии – многоступенчатая реакция с периодом индукции, пунктир – брутто-реакция

1.2 Химическая кинетика. Скорости реакций, химическое равновесие

Большинство реакций из приведенного выше списка происходят при парных столкновениях частиц. Рассмотрим для примера обратимую реакцию типа $A+B \rightleftharpoons C+D$ и предположим, что в других реакциях вещества A, B, C, D не участвуют. Найдем, с какой скоростью изменяются концентрации компонентов. Поскольку на один, вступающий в реакцию и исчезающий атом A, приходится ровно один исчезающий атом B и появляется по одному атому C и D, то, очевидно,

$$\frac{dC_A}{dt} = \frac{dC_B}{dt} = -\frac{dC_C}{dt} = -\frac{dC_D}{dt}, \quad (1.1)$$

где C_A, C_B, C_C, C_D – концентрации соответствующих компонентов, измеряемые в $1/\text{см}^3$ (количество частиц в см^3). Скорость изменения концентрации компоненты A за счет протекания прямой реакции есть

$$\left(\frac{dC_A}{dt} \right)_d = -\frac{C_A}{\tau_r}, \quad (1.2)$$

где τ_r – характерное время между двумя последовательными столкновениями молекулы A с молекулами B, приводящими к реакции. Далее мы увидим, что не каждое столкновение молекул A и B приводит к реакции. Во всяком случае, величина $1/\tau_r$, т.е., частота реакций, должна быть пропорциональна частоте столкновений $\nu_s = 1/\tau_s$. Последняя величина, согласно кинетической теории газов, равна

$$\nu_s = 1/\tau_s = C_B \langle \sigma V \rangle_{AB}, \quad (1.3)$$

где σ – сечение столкновений молекул A и B, V – относительная скорость сталкивающихся молекул, усреднение производится по скоростному спектру молекул. Используя (1.3), мы можем написать

$$1/\tau_r = \nu_r = k \nu_s = k C_B \langle \sigma V \rangle_{AB}, \quad (1.3a)$$

где k – коэффициент пропорциональности между частотой реакций и частотой столкновений, зависящий от температуры газа, величину которого мы оценим позднее. Подставляя это выражение в (1.2), получим

$$\left(\frac{dC_A}{dt}\right)_d = -KC_A C_B. \quad (1.4)$$

Здесь коэффициент

$$K = \kappa \langle \sigma V \rangle_{AB}, \quad (1.5)$$

называется скоростью реакции [3] (в данном случае это скорость прямой реакции). Он зависит от температуры через $\kappa = \kappa(T)$. Вообще говоря, он может зависеть от температуры и через $\langle \sigma V \rangle$.

В химии концентрации компонент принято измерять в моль/см³. В этих единицах коэффициент скорости реакции K будет иметь размерность см³/моль·сек.

Таким образом, скорость убывания компоненты А за счет прямой реакции пропорциональна концентрациям вступающих в реакцию молекул А и В. Теперь нужно учесть, что концентрация C_A увеличивается за счет протекания обратной реакции. Очевидно, что скорость этого увеличения равна

$$\left(\frac{dC_A}{dt}\right)_r = -K' C_C C_D,$$

где $K' = \kappa' \langle \sigma V \rangle_{CD}$ – скорость обратной реакции. Таким образом, полная скорость изменения концентрации C_A в обратимой реакции равна

$$\frac{dC_A}{dt} = \left(\frac{dC_A}{dt}\right)_d + \left(\frac{dC_A}{dt}\right)_r = -KC_A C_B + K' C_C C_D. \quad (1.6)$$

Если вещество А участвует еще в каких-нибудь реакциях, то в правую часть уравнения (1.6) должны быть добавлены слагаемые, определяющие скорость изменения C_A в этих реакциях. Поведение газовой смеси в целом описывается системой аналогичных (1.6) уравнений, записанных для каждого из компонентов смеси, участвующих в реакции. Говорят, что уравнение или система уравнений типа (1.6) описывает кинетику химической реакции, а сами такие уравнения называются кинетическими, или уравнениями химической кинетики.

Реакции, происходящие при парных столкновениях и скорость которых пропорциональна второй степени концентраций, называются реакциями второго порядка. Скорость реакций при тройных столкновениях типа $A+B+C \Rightarrow F+D$ пропорциональна $K C_A C_B C_C$ (имеется в виду скорость прямой реакции), т.е., третьей степени концентраций, и это реакции третьего порядка. Реакция распада типа $A \Rightarrow B+C$ есть реакция первого порядка (прямая). Ее скорость пропорциональна $K C_A$. При изменении плотности газа как целого, например, при сжатии, скорости реакций разных порядков будут изменяться по-разному, именно, пропорционально плотности в степени, равной порядку реакции. Размерность константы скорости реакции третьего порядка есть см⁶/моль²сек, а для реакции первого порядка – 1/сек.

Равновесие обратимой реакции наступает, когда скорости прямой и обратной реакции сравниваются друг с другом, и левая часть (1.6) становится равной 0:

$$0 = -K C_A C_B + K' C_C C_D, \quad \text{или} \quad (C_A C_B)/(C_C C_D) \equiv K_{eq} = K'/K. \quad (1.7)$$

Это известное условие химического равновесия, согласно которому константа равновесия K_{eq} равна отношению коэффициентов скорости реакции. Эти коэффициенты не равны 0, поэтому, строго говоря, обратимые реакции никогда не «идут до конца», т.е., в конечном (равновесном) состоянии ни одна из концентраций реагентов не уменьшается до 0, даже тех, что в недостатке [3]. Только в случае, если $K \gg K'$ (прямая реакция идет с большей скоростью), равновесные значения концентраций $(C_A C_B) \ll (C_C C_D)$, или, что то же самое $C_A \ll C_C, C_D, C_B \ll C_C, C_D$, и исходные вещества в конечном состоянии почти полностью исчерпываются.

Константы скорости реакций, как правило, сильно и по-разному зависят от температуры, $K_{eq} = K_{eq}(T)$, поэтому и равновесный состав смеси зависит от температуры. Для реакций, в которых число молекул не меняется, как в рассматриваемом примере, в числителе и знаменателе (1.7) стоят произведения одинакового количества сомножителей-концентраций, и отношение не изменится при изменении давления, т.е.,

при изменении всех концентраций в одно и то же число раз. Другими словами, относительный состав смеси не зависит от давления при фиксированной температуре (или, что одно и то же самое, от суммарной плотности всех частиц). Если число частиц в реакции меняется (как это имеет место для реакций (6) или (12) из списка), то числитель и знаменатель (1.7), являясь произведениями разного числа множителей-концентраций, по-разному зависят от давления при фиксированной температуре. Поэтому в этом случае равновесный состав смеси помимо температуры будет зависеть еще и от давления.

Для сложных многоступенчатых реакций типа (1) – (18) равновесный состав определяется системой кинетических уравнений с нулевыми производными по времени в левых частях. При этом система превращается в алгебраическую систему относительно концентраций. Ее решения, вообще говоря, все отличны от 0, т.е., в конечном состоянии присутствуют все промежуточные продукты. В этой связи говорят о диссоциации молекул воды, понимая под степенью диссоциации отличие равновесно состава от 100% конечного продукта – H_2O . Степень диссоциации воды увеличивается с ростом температуры при фиксированной плотности смеси и с уменьшением давления при фиксированной температуре. При $T \leq 3000K$ при плотности, соответствующей давлению 1 атм. и $T = 20^\circ C$, степень диссоциации невелика, но при $T > 3000K$ резко возрастает и становится существенной.

1.3 Зависимость скорости реакции от температуры. Упрощенная кинетика реакции, «брутто-реакция». Характерные параметры, отличающие реакции горения

Рассмотрим теперь связь между константами прямой и обратной реакций и их зависимость от температуры. Для качественного анализа рассмотрим простейшую бинарную реакцию типа $A+B \Rightarrow C$. Существование составной молекулы C означает, что потенциальная энергия взаимодействия молекул A и B имеет минимум на некотором расстоянии между ними. На рис. 1.2. качественно изображен график потенциальной энергии взаимодействия W , как функции расстояния между молекулами A и B .

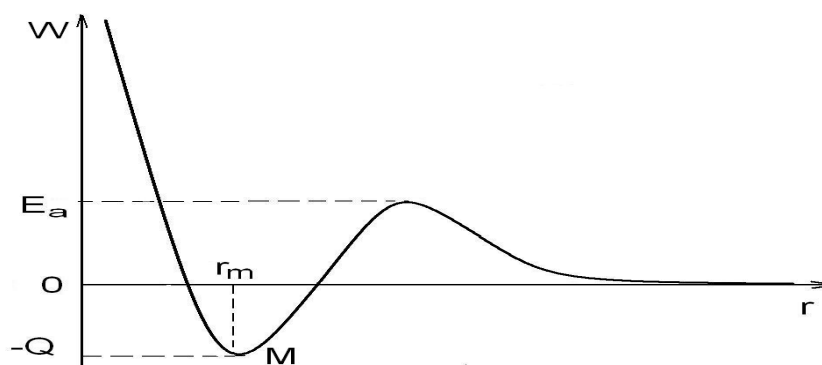


Рис. 1.2. Качественная зависимость энергии взаимодействия двух молекул от расстояния между ними

На больших расстояниях она равна 0, что соответствует отсутствию взаимодействия. На очень малых расстояниях она быстро возрастает, что соответствует отталкиванию: молекулы не могут слишком сблизиться. На некотором расстоянии r_m имеется минимум, соответствующий устойчивой молекуле C , причем, r_m есть характерный размер молекулы. Глубина этого минимума Q_1 есть энергия связи, или тепловой эффект реакции (в расчете на одну молекулу продукта). При переходе системы двух молекул из бесконечности в точку M ее потенциальная энергия уменьшается на Q_1 , и в силу сохранения эта энергия через третье тело должна быть передана в окружающую среду.

Минимум M , вообще говоря, как правило, отделен от бесконечности потенциальным барьером E_a . Высота этого барьера E_a называется энергией активации реакции слияния молекул A и B (перехода из бесконечности в точку M). Наличие барьера приводит к тому, что не каждая пара молекул A и B при столкновении может вступить в реакцию и произвести молекулу C . Вступить в реакцию могут только те молекулы, энергия относительного движения которых превышает энергию активации E_a . Доля таких молекул и есть доля столкновений, приводящих к реакции, и равна коэффициенту k в (1.5). Если энергия

активации много больше температуры газа, эта доля экспоненциально мала и равна $\kappa = \exp(-E_a/T)$. Таким образом, коэффициент скорости реакции (см. форм. (1.5)) может быть записан как

$$K = \kappa \langle \sigma V \rangle = \exp(-E_a/T) \langle \sigma V \rangle = k \exp(-E_a/T). \quad (1.8)$$

Из (1.3а) следует, что характерное время реакции

$$1/\tau_r = \nu_r \sim \exp(-E_a/T). \quad (1.8a)$$

Экспоненциальный множитель в (1.8), (1.8а) называют Аррениусовским фактором. Он определяет главную зависимость скорости реакции от температуры. Множитель $k = \langle \sigma V \rangle$ фактически тоже зависит от температуры, но эта зависимость слабая, и ей обычно пренебрегают при анализе (например, если σ не зависит от энергии частиц (модель «твердых шариков»), $V \sim T^{1/2}$, и $k \sim T^{1/2}$).

Из рис. 1.2 очевидно, что для обратной реакции (распад молекулы С с переходом из точки М на бесконечное удаление) энергия активации равна

$$E'_a = E_a + Q, \quad \text{или} \quad E'_a - E_a = Q. \quad (1.9)$$

Таким образом, получаем важное правило: энергии активации прямой и обратной реакции различаются в точности на тепловой эффект реакции.

При условии $E_a \gg T$ зависимость скорости реакции от температуры чрезвычайно резкая. Так, если $E_a/T = 10$, то при увеличении температуры в 2 раза скорость реакции возрастет на 5 натуральных порядков. Иногда даже говорят о «пороге воспламенения», хотя физически никакого порога для протекания реакции не существует. Впечатление «порога» производит резкая температурная зависимость, когда при низких температурах реакция практически не идет, а при высоких протекает за доли секунды.

Упрощенная кинетика реакции. Брутто-реакция

Строго говоря, при расчете процесса горения необходимо решать систему кинетических уравнений типа (1.6) с учетом всех элементарных реакций. Решение такой системы в общем случае с учетом вызванного горением движения газа возможно только численно. Однако во многих случаях детали химического процесса не влияют на движения газа, и существенными являются только интегральные характеристики, как полная теплота и характерное время реакции. Тогда нет смысла решать систему (0)-(18). Ее можно заменить одной условной реакцией, в которой участвуют исходные и конечные продукты, например, $2\text{H}_2 + \text{O}_2 \Rightarrow 2\text{H}_2\text{O}$ с коэффициентом скорости в виде (1.8). При этом параметры k и E_a подбираются так, чтобы время реакции и его зависимость от температуры соответствовали истинному процессу, описываемому системой (0)-(18). Часто поступают еще проще: в газе вообще не выделяют компонент, считая его однородным и имеющим плотность ρ . Вводится условная «относительная концентрация топлива» $0 < a < 1$, причем $a=1$ соответствует свежей смеси, а $a=0$ – сгоревшей. «Истинная» концентрация топлива пропорциональна ρa . Считается, что величина a удовлетворяет кинетическому уравнению [3]

$$\rho \frac{da}{dt} = -(a\rho)^2 k \exp(-E_a/T). \quad (1.10)$$

Производная в левой части (1.10) – лагранжева: $d/dt = \partial/\partial t + v\partial/\partial x$. Степень при $a\rho$ соответствует порядку реакции. Размерность k ($\text{см}^3/\text{г сек}$) в (1.10), разумеется, отличается от размерности коэффициента в (1.8). Нагрев газа происходит по мере выгорания топлива в соответствии с уравнением

$$\rho C_p \frac{dT}{dt} = -\rho q \frac{da}{dt}, \quad (1.11)$$

где C_p – удельная теплоемкость газа, а q – массовый тепловой эффект реакции. При таком подходе подбором k и E_a можно воспроизвести характерное время выгорания топлива и темп нагревания газа.

Согласно уравнению (1.10), изменение условной концентрации топлива a происходит только из-за реакции. В действительности концентрации компонентов газовой смеси изменяются еще и благодаря диффузии: компоненты свежей смеси диффундируют в область сгоревшего газа, а продукты горения – в свежую смесь. Модель одной реакции не может описать сложный процесс взаимной диффузии компо-

нентов смеси. Однако качественно оценить роль диффузии во фронте горения можно, предположив, что имеет место диффузия условного топлива, и добавив в уравнение для величины a член, соответствующий диффузионному потоку:

$$\rho \frac{\partial a}{\partial t} + \rho v \frac{\partial a}{\partial x} - D\rho \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} = -(a\rho)^2 k \exp(-E_a / T), \quad (1.10a)$$

где D – эффективный коэффициент диффузии.

Мы в дальнейшем будем использовать упрощенный подход одной реакции. Как уже отмечалось, многие явления он позволяет описывать корректно, а в тех случаях, когда исследуемое явление целиком определяется детальной химической кинетикой (например, структура фронта волны горения или детонации), мы будем проводить качественный анализ.

Следует подчеркнуть, что при упрощенной кинетике, заключающейся в единственной реакции (ее еще называют «брутто-реакция») энергия активации уже не имеет того прямого физического смысла, как для истинных элементарных реакций. Это всего лишь подгоночный параметр, выбираемый так, чтобы температурная зависимость скорости реакции была близка к истинной. С помощью одного параметра такую близость в широком диапазоне температур обеспечить, как правило, невозможно. Чтобы расширить диапазон применения модели, скорость реакции иногда записывают в виде $K = kT^n \exp(-E_a/T)$, где n – еще один подгоночный параметр.

Для стехиометрической водородовоздушной смеси подобранные значения параметров эквивалентной «брутто-реакции» следующие: $E_a = 8635\text{К}$, $k = 5.7 \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$, $q = 4\text{МДж}/(\text{кг смеси})$, $n = 0$.

Представление реальной кинетики одной реакцией не позволяет детально воспроизвести ее временной ход. В частности, при одной реакции не может быть периода индукции, выделение тепла начинается, согласно (1.10), (1.11), сразу с началом реакции. Действительно, период индукции возникает из-за реакций с накоплением радикалов. Переход к одной реакции соответствует замене истинных кривых, изображенных на рис. 1.1 сплошной линией, на модельные пунктирные кривые.

При подходе с условным топливом теряется также свойство изменения объема при реакции, характерное для некоторых реакций. Так, при горении стехиометрической смеси водорода и кислорода на три исходные молекулы образуется две молекулы конечного продукта. Если реакция происходит при постоянном давлении и постоянной температуре, то количество частиц в системе и ее объем уменьшаются по окончании реакции в 1.5 раза. Для водородовоздушной смеси это изменение значительно меньше из-за азота, присутствующего в равных количествах в начале и в конце реакции. Этим эффектом мы также будем пренебрегать.

Характерные параметры, отличающие реакции горения от других химических реакций

Теперь мы можем строго сформулировать, какие химические реакции являются реакциями горения (см. [2]). Это такие эндотермические (с выделением тепла) реакции, которые характеризуются двумя большими параметрами:

$$E_a/T \gg 1, \quad Q_1/T \gg 1. \quad (1.12)$$

Во втором неравенстве T – начальная температура газа. Первое неравенство относится как к начальной, так и к конечной температуре горения. Для сложных многоступенчатых реакций под E_a и Q_1 следует понимать эффективные значения, относящиеся к эквивалентной «брутто-реакции». Второе неравенство (1.12) приводит к тому, что температура газа в результате реакции увеличивается значительно. Первое неравенство обеспечивает очень резкую зависимость скорости реакции от температуры во всем диапазоне температур, когда при начальной температуре реакция практически не идет, а при конечной – идет чрезвычайно быстро. Так, стехиометрическая водородовоздушная смесь при нормальной температуре практически не горит, при $T=600\text{С}$ время горения составляет секунды, а при $T=3000\text{К}$ – микросекунды. Как мы увидим дальше, эти свойства обеспечивают возможность распространения реакции в пространстве.

1.4 Распространение горения в пространстве, дефлаграция. Нормальная скорость распространения пламени, отношение к скорости звука

Если нагреть горючую газовую смесь в некотором объеме до температуры, при которой интенсивно идет горение, то смесь выгорит не только в этом объеме, горение распространится за его пределы. Это происходит за счет передачи тепла от сгоревшего газа к несгоревшему через теплопроводность. При этом сгоревший газ отделен от свежей смеси переходной зоной, в которой и происходит горение. Рассмотрим объем газа в этой переходной зоне. За время τ_r , пока в этом участке газа происходит горение, тепло из него распространяется в холодный невозмущенный газ. Как известно из теории теплопроводности, расстояние, на которое распространяется тепло за время τ_r , порядка

$$\delta \approx (\chi \tau_r)^{1/2}, \quad (1.13)$$

где χ – коэффициент температуропроводности газа (напомним, что он связан с коэффициентом теплопроводности $\kappa = \chi C_p \rho$).

На участке шириной δ за время τ_r газ прогреется, и в нем в свою очередь начнется реакция. Таким образом, реакция горения распространяется в виде волны горения: за время τ_r она продвигается на расстояние δ , и скорость продвижения фронта горения порядка

$$V \approx \delta / \tau_r \approx (\chi / \tau_r)^{1/2}. \quad (1.14)$$

Ширина зоны горения (или фронта горения) порядка $V \tau_r \approx \delta$, т.е., определяется формулой (1.13). Таким образом, чем меньше время реакции τ_r , тем больше скорость распространения пламени, тем уже его фронт [4].

Следует заметить, что условия горения зависят не только от температуры, но и от состава смеси в зоне горения. Состав смеси определяется процессом диффузии. Чем быстрее свежая смесь диффундирует в зону горения, тем быстрее будет распространяться пламя. Поэтому скорость фронта должна зависеть и от коэффициента диффузии (топлива относительно продуктов горения) D , или от числа Льюиса $Le = D/\chi$. Но это не изменит порядка величины скорости (1.14), поскольку в газах $D \sim \chi$, и $Le \sim 1$.

Скорость (1.14) называется нормальной скоростью распространения фронта пламени, и в дальнейшем мы будем обозначать ее V_n .

Сопоставим нормальную скорость (1.14) со скоростью звука c . Из кинетической теории газов мы знаем, что $\chi \sim \lambda V_T$, где λ – длина свободного пробега молекул, а V_T – их тепловая скорость, а также то, что $V_T \sim c$, так что можно написать $\chi \sim \lambda c$. Далее, мы видели, что время реакции τ_r пропорционально времени свободного пробега τ (см. форм. 1.3, 1.3а): $\tau_r = \tau / \kappa = \tau \exp(E_a/T)$, причем, $1/\kappa = \exp(E_a/T) \gg 1$ – большой множитель, происходящий оттого, что лишь малая доля сталкивающихся молекул вступает в реакцию. Время свободного пробега порядка $\tau \sim \lambda / V_T \sim \lambda / c$. Подставляя эти выражения в формулу (1.14) для скорости, получим:

$$V_n \approx (\chi / \tau_r)^{1/2} \approx (\lambda c^2 \kappa / \lambda)^{1/2} \approx c \kappa^{1/2} \ll c,$$

поскольку, как сказано выше, $\kappa \ll 1$. Таким образом, нормальная скорость распространения горения всегда существенно дозвуковая (см., например, [4, 2]). Это следствие общего свойства всех реакций горения, заключающегося в неравенстве $E_a/T \gg 1$ (1.12).

В качестве примера можно указать, что для стехиометрической смеси метана с воздухом нормальная скорость пламени равна приблизительно 5 см/сек, а для «гремучей смеси» – 10 м/сек. Толщина фронта в двух случаях составляет соответственно $5 \cdot 10^{-2}$ и $5 \cdot 10^{-4}$ см.

Рассмотренный здесь механизм медленного, дозвукового распространения горения, при котором нагревание холодной смеси происходит за счет теплопроводности, называется еще дефлаграцией (в отличие от другого, быстрого режима, называемого детонацией).

1.5 Законы сохранения для стационарного фронта пламени. Параметры газа за фронтом пламени

Таким образом, как мы видели, горение может распространяться в пространстве с определенной скоростью. Горение изменяет плотность газа (газ расширяется при нагревании) и, следовательно, вызывает движение газа. Фронт пламени, т.е., зона, где происходит химическая реакция, имеет малую толщину, много меньшую размеров объемов, где представляет интерес рассматривать процесс горения (цилиндр двигателя, помещение и т.д.). Отвлекаясь от внутренней структуры этой зоны, рассмотрим чисто гидродинамическую картину движения, возникающую при распространении пламени. Представим малый участок фронта (малый по сравнению с размером области, охваченной горением, но большой по сравнению с толщиной фронта) как плоский. Пусть этот плоский фронт движется со скоростью V_n справа налево по неподвижному газу (рис. 1.3), поглощая его и оставляя за собой сгоревший газ.

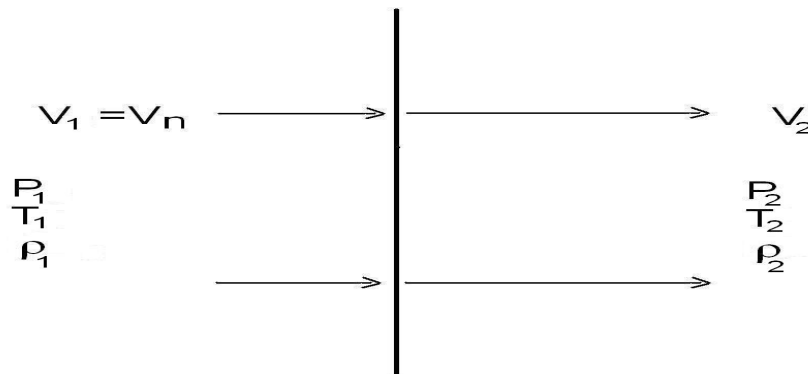


Рис. 1.3. Положение фронта пламени и направления скоростей перед и за ним

Перейдем в систему координат, в которой этот фронт покоится. В этой системе свежий (не сгоревший) газ будет двигаться направо с той же скоростью V_n и втекать в область фронта, а сгоревший газ будет вытекать из нее. Само химическое превращение происходит внутри фронта. Это система отсчета имеет то преимущество, что в ней мы имеем стационарную картину течения, не зависящую от времени.

Обозначим индексом «1» величины, относящиеся к свежей газовой смеси, а индексом «2» – величины, относящиеся к продуктам горения за фронтом (рис. 1.3). Поскольку количество вещества внутри фронта не меняется со временем, то масса, втекающая во фронт со стороны свежего газа за 1 сек через 1 кв. м, должна быть равна массе сгоревшего газа, вытекающего из фронта. Поток массы, как известно, равен ρV , и условие сохранения массы при переходе через фронт есть

$$\rho_2 V_2 = \rho_1 V_1. \quad (1.15)$$

Очевидно, $V_1 = V_n$. Точно так же должны сохраняться поток импульса и поток энергии. Поток импульса, как известно из гидродинамики, равен $P + \rho V^2$ (P – давление), так что

$$P_2 + \rho_2 V_2^2 = P_1 + \rho_1 V_1^2. \quad (1.16)$$

Поток энергии равен $\rho V(h + V^2/2)$, где h – удельная энтальпия газа. Для идеального газа с постоянной теплоемкостью (мы для простоты будем считать горючую смесь продукты горения именно такими), энтальпия, как известно, есть $h = \gamma/(\gamma-1)(P/\rho) = C_p T$ (γ – показатель адиабаты, C_p – теплоемкость при постоянном давлении). Для учета тепловыделения при реакции в энтальпию свежей смеси следует включить потенциальную энергию химической реакции q . Тогда, если через h обозначать часть энтальпии, связанную с тепловым движением молекул, закон сохранения энергии будет иметь вид:

$$\rho_2 V_2(h_2 + V_2^2/2) = \rho_1 V_1(h_1 + V_1^2/2 + q), \quad \text{или, в силу (1.15)}$$

$$h_2 + V_2^2/2 = h_1 + V_1^2/2 + q. \quad (1.17)$$

Сгоревший газ уносит больше тепловой энергии, чем приносит свежий газ, поскольку во фронте происходит выделение тепла.

Оценим члены, пропорциональные V^2 в уравнениях сохранения импульса и энергии. Из курса гидродинамики известно, что скорость звука в идеальном газе с постоянной теплоемкостью (и постоянным показателем адиабаты) равна $c = (\partial P / \partial \rho)^{1/2} = (\gamma P / \rho)^{1/2}$, поэтому $P = \rho c^2 / \gamma$. Таким образом, давление имеет порядок ρc^2 , и, поскольку $c^2 \gg V^2$, членами ρV^2 можно пренебречь. Тогда из уравнения сохранения импульса следует, что $P_2 \approx P_1$, т.е., горение происходит при постоянном давлении (см. [4]). Однородность давления – следствие медленности горения: возмущения давления распространяются, как известно, со скоростью звука, и эти быстрые волны успевают «разгладить» профиль давления во всем объеме.

В уравнении энергии точно так же можно пренебречь кинетической энергией по сравнению с тепловой $\gamma/(\gamma-1)(P/\rho) = c^2/(\gamma-1)$. В результате получаем: $h_2 = h_1 + q$, или

$$C_{p2} T_2 = C_{p1} T_1 + q. \quad (1.18)$$

(мы считаем теплоемкости свежего и сгоревшего газов, вообще говоря, разными). Из последнего соотношения находим температуру за фронтом горения:

$$T_2 = q/C_{p2} + C_{p1} T_1 / C_{p2}. \quad (1.19)$$

При $q \gg C_{p1} T_1$ (это неравенство выполняется в силу условия (1.12) для реакций горения)

$$T_2 = q/C_{p2}, \quad T_2/T_1 = q/T_1 C_{p2} \gg 1. \quad (1.19a)$$

Для идеального газа отношение плотностей за и перед фронтом равны

$$\rho_2 / \rho_1 \equiv 1/\theta = (P_2 T_1) / (P_1 T_2) = T_1 / T_2 \ll 1, \quad (1.20)$$

т.е., газ за фронтом горения сильно расширяется и имеет меньшую плотность, чем исходный. Степень расширения газа в волне горения θ – характеристика данной смеси.

Из уравнения (1.15) следует, что

$$V_2 / V_1 = T_2 / T_1 = \theta \gg 1, \quad (1.21)$$

т.е., скорость сгоревшего газа относительно фронта много больше скорости втекающей смеси. В лабораторной системе координат сгоревший газ будет двигаться со скоростью $V_2 - V_1 > 0$, т.е., направо, в то время как сам фронт движется налево (рис. 1.3) (его скорость в лабораторной системе есть $-V_1 < 0$ при нашем определении положительного направления).

1.6 Структура фронта пламени

Когда выше говорилось о времени реакции, всегда имелось в виду время реакции при конечной температуре T_2 . Рассматривая течение газа в системе неподвижного фронта, можно сказать, что каждая частица газа, пересекая фронт, меняет свою температуру от начальной T_1 до конечной T_2 . Из-за очень сильной зависимости скорости горения от температуры при температурах, даже ненамного меньших T_2 реакция практически не идет, поэтому частица успевает достичь температуры, близкой к конечной, раньше, чем начнется интенсивная реакция. Интервал температур, в котором скорость реакции уменьшается относительно максимальной (при конечной температуре) в e раз, равен

$$\delta T = T_2 (T_2 / E_a) \ll T_2.$$

В этом малом интервале температур около конечной температуры и происходит основная часть реакции.

Вообще, чтобы определить внутреннюю структуру фронта, т.е., распределение температуры и других параметров, необходимо использовать законы сохранения в дифференциальном виде. Рассматриваем одномерную волну, где все величины зависят только от координаты x . В стационарном случае производные по времени от всех величин равны 0, и уравнение энергии запишется в виде

$$\frac{d}{dx}(W) = \frac{d}{dx}(\rho v C_p T - \kappa \frac{dT}{dx}) = Q_x \quad (1.22)$$

Здесь мы, как и раньше, пренебрегли кинетической энергией. W – это поток энергии, состоящий из конвективного и потока за счет теплопроводности, κ – коэффициент теплопроводности, Q_x – объемная мощность тепловыделения от реакции горения. Уравнение сохранения импульса по-прежнему сводится к $P = \text{const}$, а уравнение непрерывности к

$$\frac{d}{dx}(\rho v) = 0, \quad \rho v \equiv J = \text{const}. \quad (1.23)$$

В полной постановке к этим уравнениям следовало бы добавить уравнения сохранения для компонент смеси с учетом их взаимной диффузии и химических превращений. В нашем приближении «брутто-реакции» мы используем стационарное уравнение (1.10а):

$$\frac{d}{dx}(\rho v a - D \rho \frac{da}{dx}) = -a \rho^2 k \exp(-E_a/T) \quad (1.24)$$

(мы здесь рассматриваем для простоты реакцию 1-го порядка по a). Приведем решение задачи о структуре фронта горения, данное Я.Б. Зельдовичем и Д.А. Франк-Каменецким [3].

Профиль температуры разбиваем на две части. В области 1 горение практически не идет. Эта область простирается от $x = -\infty$ до точки $x = 0$, в которой температура равна $T'_2 = T_2 - (T_2/E_a)T_2$. При $T = T'_2$ скорость реакции в e раз меньше, чем при конечной температуре T_2 , и эту точку можно считать местом начала горения. Область 2 – область интенсивного горения с температурой $T'_2 < T < T_2$. В первой области правая часть (1.22) равна 0, и его решение имеет вид

$$T(x) - T_1 = T'_2 \exp(x/\delta_1), \quad \text{где } \delta_1 = \kappa / C_p J = \chi_1 / V_1, \quad (1.25)$$

(мы предполагаем, что $\kappa = \text{const}$ и не зависит от ρ). Производная температуры в точке $x=0$ равна

$$dT/dx|_{x=0} = (T'_2 - T_1)/\delta_1 = (T'_2 - T_1) J C_p / \kappa \quad (1.26)$$

Во второй области изменение температуры, а также и плотности и других величин, невелико, и здесь можно пренебречь изменением конвективного потока, так что уравнение (1.23) принимает вид

$$\kappa \frac{d^2 T}{dx^2} = Q_x.$$

Вводим новую переменную $y = dT/dx$ и переписываем последнее уравнение в виде

$$\kappa dy/dx = \kappa (dy/dT)(dT/dx) = \kappa y (dy/dT) = \frac{1}{2} \kappa (dy^2/dT) = Q_x,$$

откуда $y = \sqrt{\int_T^{T_2} \frac{2}{\kappa} Q_x dT}$. В точке $x=0$, $T=T'_2$ это выражение должно быть равно величине (1.26) – это условие сшивки решений в двух областях. Приравнявая эти выражения, получаем значение расхода:

$$J = \sqrt{\frac{2\kappa}{C_p^2 (T'_2 - T_1)^2} \int_{T'_2}^{T_2} Q_x dT}. \quad (1.27)$$

В последнем выражении приближенно можно заменить $T'_2 - T_1 \approx T_2 - T_1 \approx T_2$, а интегрирование в силу резкого падения подынтегральной функции при $T < T'_2$ – распространить до 0 на нижнем пределе.

Для вычисления интеграла от функции $Q_x = q a \rho^2 k \exp(-E_a/T)$ (см. (1.10), (1.11)), необходимо величину a представить как функцию температуры: $a = a(T)$. Эта величина определяется уравнением (1.24). В частном случае, когда коэффициент диффузии в (1.24) в точности равен коэффициенту температуропроводности в (1.22) (число Льюиса $Le = D/\chi = 1$) уравнения (1.22) и (1.24) и граничные условия для величин

$(T-T_1)$ и $(1-a)$ полностью аналогичны, и эти величины должны быть просто пропорциональны, так что $a(T)=(T_2-T)/(T_2-T_1)$. Подставляя эту оценку в выражение для Q_x и принимая во внимание, что в области интегрирования $\rho \approx \text{const} = \rho_2$, а также представляя экспоненциальный множитель в виде $\exp(-E_a/T) \approx \exp(-E_a/T_2) \cdot \exp(-E_a(T_2-T)/T_2^2)$ (такое разложение показателя экспоненты возможно в силу неравенства (1.12)), интеграл в (1.27) можно легко вычислить, и в результате получить

$$J \approx \sqrt{\frac{2\kappa q}{C_p T_2^2} \rho_2^2 k \exp(-E_a/T_2) \frac{T_2^3}{E_a}}. \quad (1.28)$$

Далее, учитывая, что $\rho_2 k \exp(-E_a/T_2) = 1/\tau_r$, (τ_r – время реакции, взятое при конечной температуре), что $q = C_p T_2$ (см. форм. (1.19a)), а $\kappa = \rho_1 C_p \chi_1$, и подставляя все это в (1.28), получим окончательное выражение для скорости фронта:

$$J \approx \sqrt{\frac{2\chi_1}{\tau_r} \rho_1 \rho_2 \frac{T_2^2}{E_a}}, \quad V_1 \approx \sqrt{\frac{2\chi_1 \rho_2 T_2^2}{\tau_r \rho_1 E_a}} = \sqrt{\frac{2\chi_1 \theta T_2^2}{\tau_r E_a}}. \quad (1.29)$$

Таким образом, мы пришли к уточненной формуле (1.14). Согласно (1.25), характерная ширина первой области, или зоны прогрева порядка $\delta_1 = \chi_1/V_1 \approx (\chi_1 \tau_r \theta/2)^{1/2} E_a/T_2$, а ширина зоны горения – порядка $\delta_2 \approx V_2 \tau_r = \theta V_1 \tau_r \approx (2\chi_1 \tau_r \theta)^{1/2} T_2/E_2$ (см. форм. 1.13)). Мы видим, что собственно горение происходит в тонком слое, ширина которого приблизительно в $(E_a/T_2)^2$ раз меньше ширины зоны прогрева и общей ширины фронта горения.

В другом предельном частном случае, когда диффузии вообще нет (число Льюиса $Le=0$) a меняется от 1 до 0 в области горения, где температура меняется от T'_2 до T_2 . Поэтому можно приближенно написать $a(T)=(T_2-T)/(T_2-T'_2)$. Проведя точно такие же вычисления, получим для скорости фронта вместо (1.29):

$$J \approx \sqrt{\frac{\chi_1}{\tau_r} \rho_1 \rho_2 \frac{T_2}{E_a}}, \quad V_1 \approx \sqrt{\frac{\chi_1 \rho_2 T_2}{\tau_r \rho_1 E_a}} = \sqrt{\frac{\chi_1 \theta T_2}{\tau_r E_a}}, \quad (1.29a)$$

а для размеров зоны прогрева и зоны горения – соответственно $\delta_1 \approx (\chi_1 \tau_r \theta E_a/T_2)^{1/2}$ и $\delta_2 \approx (\chi_1 \tau_r \theta T_2/E_2)^{1/2}$. И в этом случае зона горения существенно уже зоны прогрева и общей ширины фронта горения – в E_a/T_2 раз. Профиль температуры, соответствующий приведенному решению (1.22) – (1.24), качественно показан на рис. 1.4.

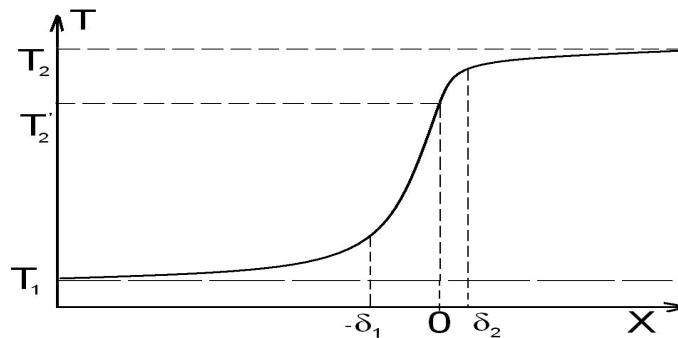


Рис. 1.4. Профиль температуры во фронте пламени. $0-\delta_2$ – зона горения

1.7 Распространение пламени в конечных объемах

До сих пор мы молчаливо подразумевали, что горение происходит в неограниченном объеме, и граничные условия никак не проявляются. На самом деле, конечно, эти объемы всегда ограничены. Рассмотрим в качестве примера распространение пламени от закрытого конца трубы. Такая постановка часто используется в экспериментах по изучению распространения пламени. Вообще, значительная часть экспериментов по исследованию распространения пламени и детонации проведена именно в трубах (см. [5]). Труба однородно заполняется предварительно перемешанной горючей газовой смесью, которая поджигается у одного из торцов, и наблюдается поведение возникающего пламени. Геометрия задачи изображена на рис. 1.5. Второй конец трубы будем считать открытым (или $l_1 = \infty$ на рис. 1.5).

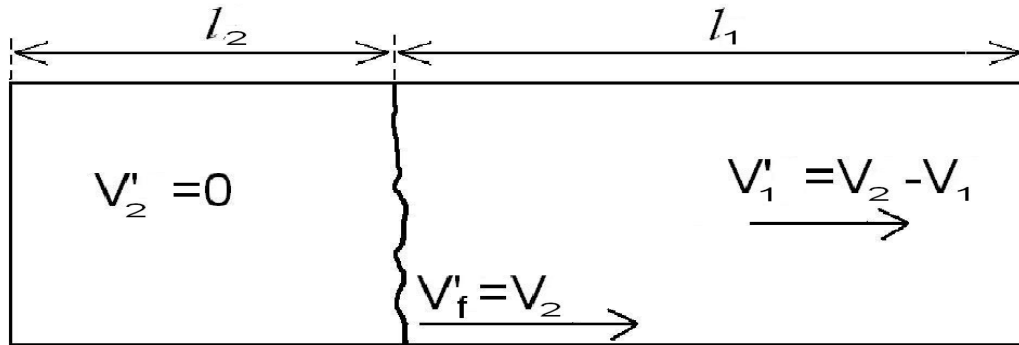


Рис. 1.5. Распространение фронта от закрытого (левого) торца трубы: l_2 – объем сгоревшего газа, l_1 – свежего

В системе, где фронт покоится, все выглядит, как и раньше: свежий газ втекает во фронт (справа налево) со скоростью $V_1 = V_n$, сгоревший вытекает со скоростью $V_2 = \theta V_n$ относительно фронта. Но в лабораторной системе теперь в силу граничного условия на торце трубы газ должен быть неподвижен, $V_2' = 0$ (штрихом сверху здесь обозначаем скорости в лабораторной системе). Поэтому сам фронт должен двигаться относительно трубы слева направо со скоростью

$$V_f' = \theta V_n, \quad (1.30)$$

а несгоревший газ перед фронтом – со скоростью

$$V_1' = V_2 - V_n = (\theta - 1)V_n, \quad (1.31)$$

также направо. Таким образом, в данном случае фронт пламени действует как поршень, толкая перед собой несгоревший газ, находящийся перед ним (см. [5]).

Если и правый конец трубы закрыт ($l_2 + l_1 = L$ – конечная величина, см. рис. 1.5), то давление в системе уже не может быть постоянным. Действительно, при заданном объеме давление пропорционально температуре и должно повыситься в результате нагрева газа. При этом давление по-прежнему будет оставаться однородным по объему трубы в силу медленности пламени и повышаться со временем одновременно во все объеме. В системе, где фронт покоится, картина опять прежняя (мы для простоты пренебрегаем зависимостью нормальной скорости от давления): входящий и выходящий потоки имеют скорости V_n и θV_n . В лабораторной системе скорость фронта складывается из V_n относительно свежего газа перед ним и скорости адиабатического сжатия этого газа из-за повышения давления.

$$V_f' = V_n + \frac{dl_1}{dt} = V_n + l_1 \frac{dP/dt}{\gamma P}. \quad (1.32)$$

Последний член справа получается из условия адиабатичности для невозмущенного газа: $PV^\gamma = \text{const}$, откуда $dl/l = dP/\gamma P$. Точно так же эта скорость может быть определена через скорость сгоревшего газа относительно фронта и скорости его сжатия:

$$V_f = \theta V_n - \frac{dl_2}{dt} = \theta V_n - l_2 \frac{dP/dt}{\gamma P}. \quad (1.33)$$

Вычитая (1.33) из (1.32), получим:

$$(\theta - 1)V_n = L \frac{dP/dt}{\gamma P},$$

откуда получаем темп роста давления в системе. Подставляя это значение в уравнение (1.32), получаем скорость фронта горения относительно стенок трубы:

$$V_f = V_n(1 + l_1(\theta - 1)/L). \quad (1.34)$$

1.8 Наклонный фронт горения

До сих пор мы предполагали, что фронт горения является плоским. В действительности эксперименты по распространению горения в трубах показывают, что фронт пламени, даже первоначально плоский, как правило, быстро самопроизвольно искривляется, приобретая неправильную форму, а средняя скорость его распространения увеличивается. Увеличение скорости может достигать околосвуковых значений, и в этом случае возможен переход в режим детонации, о котором речь будет ниже. Ускорение пламени тесно связано с искривлением его формы. Мы сначала подробно остановимся на этой связи, затем рассмотрим причины искривления формы фронта.

По-прежнему рассматриваем распространение пламени в трубе в виде плоского фронта слева направо относительно свежего газа перед фронтом. Теперь допустим, что этот газ сам течет по трубе навстречу фронту горения, т.е., справа налево. Если скорость этого течения в точности равна V_n , то фронт горения будет неподвижен относительно трубы, а если скорость больше V_n , то фронт будет сноситься течением налево.

Представим себе, что в трубе имеется неподвижный точечный поджигатель, который производит воспламенение газа в малой окрестности вокруг себя (см. [6]). Возникающий вокруг него в каждый момент времени фронт пламени будет концентрически расходиться со скоростью V_n и одновременно сноситься потоком со скоростью $V > V_n$. В результате огибающая таких последовательных сферических фронтов (см. рис. 1.6) будет иметь вид конической поверхности с углом наклона образующей к оси α , причем, как видно на рис. 1.6, $\sin \alpha = V_n/V$.

Можно сказать, что пламя с конической поверхностью распространяется относительно газа перед ним со средней скоростью вдоль оси трубы, большей, чем нормальная скорость плоского фронта. Малый плоский участок конического фронта, двигаясь относительно свежего газа со скоростью V_n , пройдет за время dt вдоль нормали путь dtV_n , а вдоль оси, как видно из чертежа слева вверху на рис. 1.6, он за это же время переместится на расстояние $dtV_n/\sin \alpha$. Если скорость этого перемещения $V_n/\sin \alpha$ равна скорости потока, фронт остается неподвижен относительно трубы.

Отношение скоростей конического и плоского фронтов, как нетрудно видеть, равно отношению площадей их поверхности:

$$V/V_n = 1/\sin \alpha = S/S_0, \quad (1.35)$$

следующим образом. Фронт пламени продвигается вдоль оси трубы за время dt на расстояние $dx = d\Omega/S_0$, где S – поверхность конического фронта, а S_0 – плоского (равная сечению трубы). Это можно пояснить где – объем газа, поглощенного фронтом (сгоревшего в нем) за это время. Объем пропорционален площади поверхности фронта. Для плоского фронта $d\Omega = V_n S_0 dt$, так что $dx/dt = V_n$, а для конического

$$d\Omega = V_n S dt, \quad \text{и} \quad dx/dt = V_n S/S_0.$$

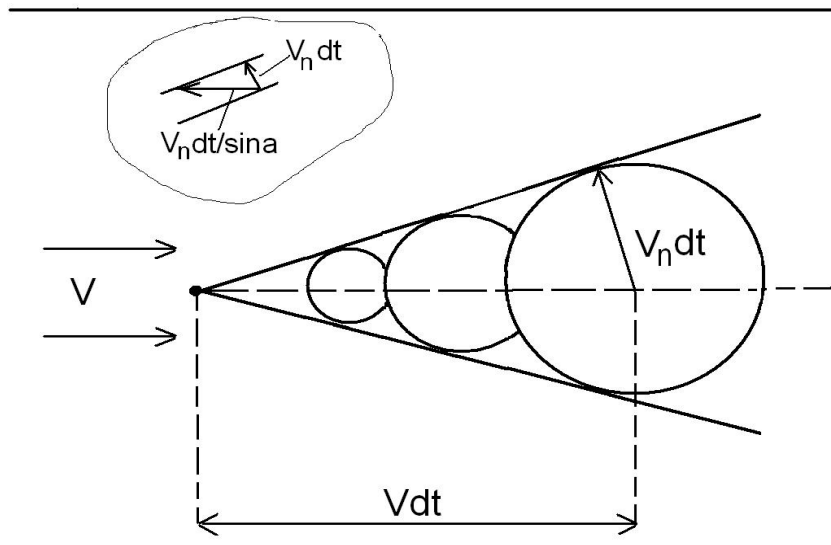


Рис. 1.6. Конический фронт, распространяющийся от источника зажигания быстрее плоского

Конический фронт будет распространяться и в неподвижном газе, если источник зажигания будет двигаться относительно него со скоростью $V > V_n$. В данном примере источник обеспечивает стационарное существование конического фронта. Без источника первоначально конический фронт не будет стационарным (в этом легко убедиться, построив последовательные положения такого фронта, смещая каждую его точку вдоль нормали на величину $V_n \delta t$ за малый интервал времени δt). Однако, такой фронт и вообще, произвольным образом искривленный фронт (рис. 1.7), как показывают предыдущие рассуждения, будет перемещаться в среднем вдоль оси трубы со скоростью, большей нормальной в отношении поверхностей.

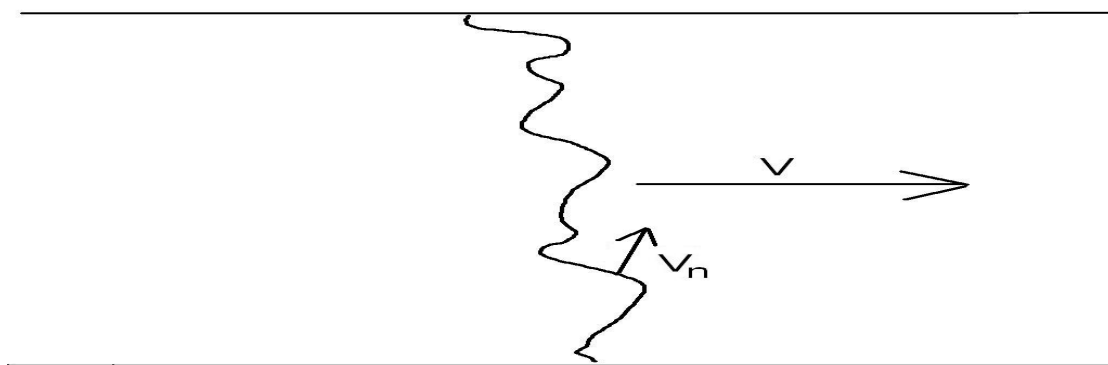


Рис. 1.7. Искривленный нестационарный фронт горения

Таким образом, искривление поверхности фронта горения приводит к тому, что на его поверхности сгорает в единицу времени в S/S_0 раз больше топлива, чем на плоском фронте, и это во столько же раз увеличивает скорость его распространения в направлении средней нормали [6].

Рассмотрим подробнее течение вблизи косога фронта горения. В системе отсчета, где фронт неподвижен, теперь течение холодного газа перед фронтом не перпендикулярно ему, а имеет параллельную составляющую V_t (рис. 1.8). Эта составляющая не меняется при переходе через фронт, нормальная со-

ставляющая в силу сохранения массы (см. уравнение (1.15)) увеличивается в θ раз: $V_{2n} = \theta V_n$ (рис. 1.8). Поэтому линии тока испытывают излом на поверхности фронта и разворачиваются так, что их направление становится ближе к направлению нормали. В частности, если $\theta \gg 1$, то линии тока за фронтом практически нормальны его поверхности.

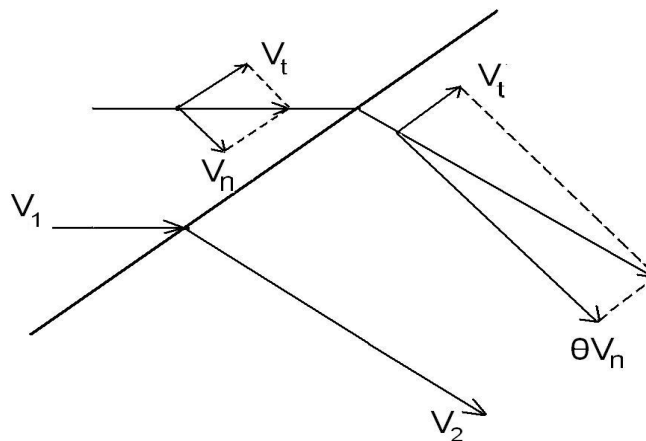


Рис. 1.8. Скорость потока газа при переходе через косой фронт горения

Форма фронта пламени на горелке Бунзена

Один из редких примеров ламинарного стационарного наклонного пламени является пламя на горелке Бунзена [3]. Горелка Бунзена – трубка, по которой подается предварительно перемешанная горючая смесь, и у выхода трубки она поджигается. Скорость подачи смеси больше нормальной скорости, поэтому плоское пламя стационарно существовать не может. Фактически пламя имеет коническую форму с углом наклона образующей к оси α , таким, что $\sin\alpha = V_n/V$. При этом скорость сноса пламени потоком вверх как раз компенсируется скоростью наклонного фронта в направлении оси вниз (рис. 1.9), и пламя является неподвижным относительно трубки.

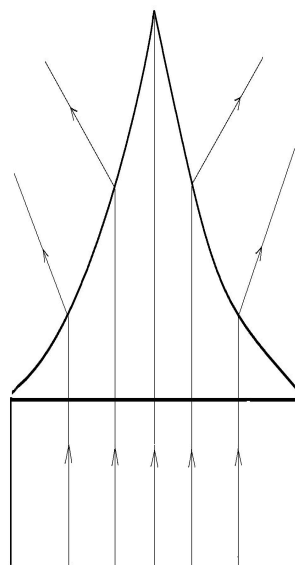


Рис. 1.9. Форма фронта пламени на горелке Бунзена и направление линий тока

На самом деле скорость холодной смеси на выходе из трубки не однородна по радиусу, она максимальна на оси и минимальна на радиусе стенки (внутри трубки минимальная скорость на стенках равна 0, на выходе она уже отлична от 0). В соответствии с этим и форм. (1.35) образующая конуса увеличивает свой наклон вблизи оси системы, как показано на рис. 1.9. Стрелками на рисунке показаны линии тока в горелке. Они испытывают излом на поверхности фронта пламени и снаружи, за фронтом практически нормальны к нему. При уменьшении средней скорости подачи газовой смеси ниже V_n происходит «проскок» пламени внутрь горелки.

Заметим, что пламя такого типа не могло бы существовать стационарно внутри горелки. Действительно, линии тока вблизи стенки не могут быть направлены, как показано на рис. 1.9, они должны быть параллельны стенке. Это должно привести к уплощению фронта, уменьшению скорости вдоль оси и выносу его потоком из трубки.

1.9 Самоускорение пламени. Неустойчивость фронта горения

Как уже отмечалось, фронт горения в очень редких случаях сохраняет плоскую форму. Одной из причин самопроизвольного искривления фронта является его неустойчивость, открытая Л.Д.Ландау в 1944 г [4, 7]. Рассмотрим качественно ее происхождение.

Рассмотрим первоначально плоский фронт (пунктирная линия ff на рис. 1.10) в системе, где он в среднем покоится, а холодный газ втекает в него слева направо. Это направление скорости считаем положительным. Предположим, что на поверхность фронта (которую мы считаем нулевой толщины) наложено синусоидальное возмущение, как показано на рис. 1.10. Скорость фронта относительно свежего газа на возмущенных участках по-прежнему равна V_n .

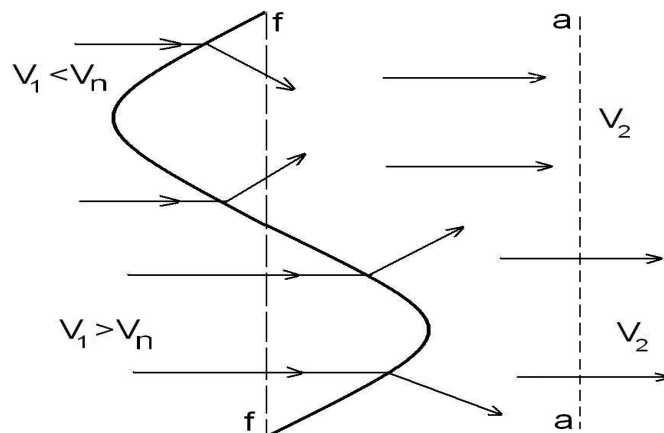


Рис. 1.10. Неустойчивость фронта горения. Течение вблизи возмущенного фронта

Поскольку при большом тепловом расширении θ линии тока за фронтом почти нормальны ему, то за выдающимся вперед участком возникнет сходящееся течение, а за отстающим – наоборот, расходящееся (см. рис. 1.10). На некотором расстоянии, в области линии aa на рис. 1.10 линии тока должны стать параллельны общему направлению движения фронта, а давление – однородным. Как известно, сходящееся течение сопровождается падением давления вдоль потока, а расходящееся – повышением давления. Но на линии aa давление уже однородно и равно среднему. Это значит, что вблизи линии фронта, на опережающем участке, отсюда начинается сходящееся течение, давление должно быть повышенным по отношению к среднему, а на отстающем участке – наоборот, пониженным, но давление непрерывно при переходе через фронт, поэтому в выступающей части давление и перед фронтом повышенное, а в отстающей – пониженное. Это приводит к тому, что набегающий поток перед выступающей частью тормозится и непосредственно у фронта имеет скорость $V_+ < V_n$, а перед отстающей частью – ускоряется до скорости $V_- > V_n$. Но поскольку скорость самого фронта относительно набегающего газа на обоих участках одинакова и равна V_n , то выступающий участок со скоростью $V_+ - V_n < 0$ (т.е., направленной налево) будет продвигаться дальше вперед, а отстающий – еще дальше назад, направо (со скоростью $V_- - V_n > 0$). Таким образом, начальное возмущение усиливается, и фронт горения неустойчив. Причиной неустойчивости яв-

ляется тепловое расширение газа, которое приводит к развороту линий тока и вариациям давления на возмущенном фронте. При $\theta=1$ неустойчивости нет.

В том приближении бесконечно тонкого фронта, которое мы до сих пор использовали, неустойчивость имеет место при любой длине волны возмущений. В действительности толщина фронта горения конечна (хотя и мала), и можно ожидать изменения его поведения для коротких длин волн, сопоставимых с толщиной фронта.

Рассмотрим фронт конечной толщины, искривленный так же, как на рис. 1.10 (рис. 1.11). Как видно из рис. 1.11, область холодного газа перед отстающим участком фронта оказывается охвачена горячим газом, и условия теплопередачи в нее из горячей зоны лучше, чем для плоского фронта. Действительно, количество тепла, приносимого в точку, лежащую перед вогнутой частью фронта на расстоянии порядка его ширины, больше, чем в плоском случае за счет концентрации тепловых потоков с разных участков фронта в окрестности этой точки. На рис. 1.11 стрелками показаны векторы направления тепловых потоков из разных участков фронта. Заметим, что перераспределение тепловых потоков может происходить лишь на расстояниях от фронта порядка его ширины. Тепловой поток вообще отличен от 0 только в этой области. На расстояниях, много больших ширины фронта, по обе стороны находится однородный газ, и никаких тепловых потоков нет.

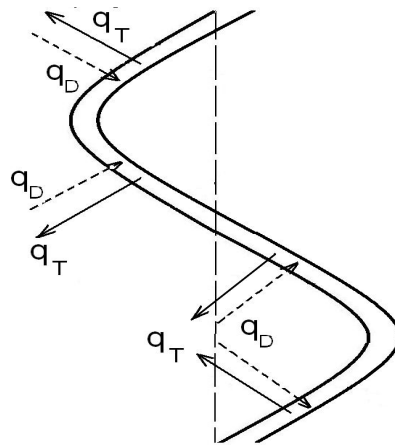


Рис. 1.11. Тепловые и диффузионные потоки на возмущенном фронте конечной ширины

Улучшение условий теплопередачи эквивалентно увеличению теплопроводности, а это, в соответствии с формулой (1.14) приводит к увеличению нормальной скорости пламени. Таким образом, нормальная скорость в данном случае уже не является постоянной величиной на всем протяжении фронта, как это было в случае бесконечно тонкого фронта. На вогнутом отстающем участке она увеличивается, а на выпуклом, опережающем – наоборот, уменьшается, как легко убедиться аналогичными рассуждениями. Поэтому отстающий участок будет ускоряться, а опережающий тормозиться, в результате амплитуда возмущения будет уменьшаться [4].

Таким образом, теплопроводность газа приводит к стабилизации неустойчивости для коротковолновых возмущений с длиной волны порядка толщины фронта.

Процесс диффузии свежего топлива в зону горения во фронте также влияет, как мы знаем, на нормальную скорость. Диффузионный поток свежего топлива из холодного газа имеет противоположное направление по отношению к тепловому потоку. На рис. 1.11 пунктирными стрелками изображены направления диффузионных потоков на разных участках фронта. Аналогичными рассуждениями, приведенными выше, можно убедиться, что диффузия вносит дестабилизирующий эффект. Поэтому условие устойчивости должно зависеть от числа Льюиса $Le=\chi/D$. Условие устойчивости может быть сформулировано в виде

$$L < L_{cr}, \quad (1.36)$$

где A – длина волны возмущения фронта, A_{cr} – критическая длина волны: возмущения с $A < A_{cr}$ устойчивы. Значение $A < A_{cr}$, очевидно, пропорционально толщине фронта δ . Совместное действие теплопроводности и диффузии проявляется в том, что коэффициент пропорциональности между A_{cr} и δ зависит от числа Льюиса Le . При $Le=1$ $A_{cr} \approx 20 \div 40 \delta$. При больших числах Льюиса $Le > 1$ A_{cr} уменьшается, а при $Le < 1$ – увеличивается.

Наличие критической длины волны неустойчивых возмущений означает, что неустойчивость горения может наблюдаться только в трубах достаточно большого диаметра $d > A_{cr}$. В узких трубах и каналах фронт горения устойчив.

Существует еще один, нелинейный механизм стабилизации фронта, не связанный с конечной шириной (см. [6]). Первоначально плавно искривленный фронт, как нетрудно убедиться путем графического перемещения каждого его участка по нормали со скоростью V_n , будет со временем деформироваться так, как показано на рис. 1.12: выпуклые части будут разглаживаться, а вогнутые – наоборот, обостряться. В конце концов, на вогнутых частях из-за самопересечения возникнут острия, см. рис. 1.12. Наклонные участки около этих угловых точек движутся вдоль оси быстрее выпуклых и почти нормальных к оси и тем самым стабилизируют неустойчивость. Этот эффект появляется лишь при конечной амплитуде возмущения («нелинейный» эффект). Он ограничивает рост амплитуды неустойчивых возмущений, поэтому неустойчивость не может привести сама по себе к неограниченному ускорению пламени. Благодаря эффекту возникает квазистационарный искривленный по типу рис. 1.12 фронт, распространяющийся со скоростью $V_f > V_n$.

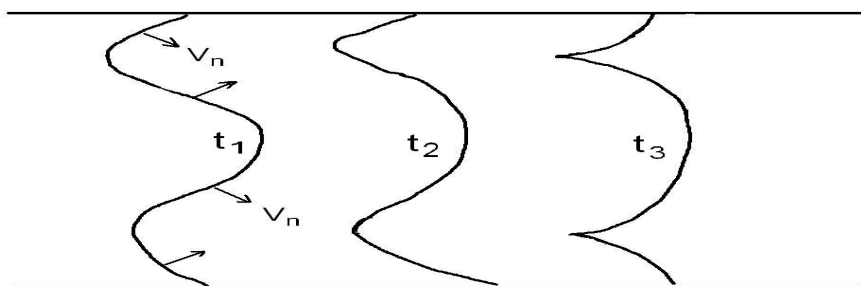


Рис. 1.12. Нелинейная деформация фронта горения с образованием угловых точек

1.10 Ускорение пламени при распространении в канале

Еще один механизм искривления и соответствующего самоускорения фронта горения связан с влиянием стенок канала на распределение скорости течения газа. Мы не рассматривали до сих пор профиль скорости при течении газа в трубе или канале, считая, что все скорости, с которыми мы имели дело, – это средние по сечению величины. Однако, сама неоднородность скорости, которая в действительности всегда имеет место, может привести к искривлению и соответствующему ускорению фронта горения в трубе [5].

Рассматриваем распространение пламени от закрытого конца трубы, когда его фронт выталкивает холодный газ слева направо, рис. 1.13. Скорость течения этого газа распределена по сечению трубы таким образом, что она равна 0 на ее стенках и имеет максимум на осевой линии в середине трубы. В частности, при ламинарном течении профиль скорости имеет параболическую форму (течение Пуазейля).

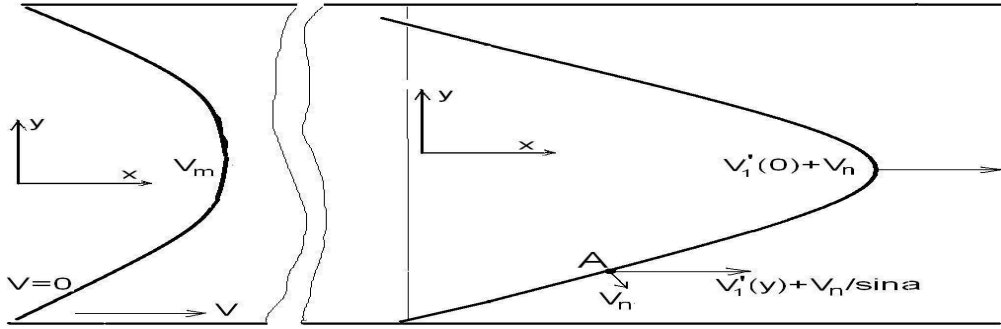


Рис. 1.13. Профиль скорости в трубе (слева) и форма стационарного фронта пламени (справа)

Неоднородность скорости выталкиваемого газа должна приводит к искривлению первоначально плоского фронта так, что центральная его часть, где скорость максимальна, вытягивается вперед, как показано на рис. 1.13. В этих условиях возможно стационарное распространение пламени с искривленным фронтом. Найдем характеристики стационарного режима.

Если фронт на рис. 1.13 является стационарным (т.е., переносится с постоянной скоростью без искажения формы), то скорость перемещения любой точки фронта (например, точки А на рис. 1.13) одна и та же независимо от ее положения на фронте. Эта скорость складывается из скорости течения холодного газа на радиусе этой точки $V_1'(y)$ и скорости фронта горения относительно холодного газа в направлении оси, которая, как мы знаем (форм. (1.35)), равна $V_n/\sin\alpha$. Таким образом:

$$V_f(y) = V_1'(y) + V_n/\sin\alpha = \text{const} = V_1'(0) + V_n. \quad (1.37)$$

Правая часть равенства (1.37) представляет скорость центрального участка фронта, где $\sin\alpha=1$. Усредним теперь равенство (1.37) по сечению канала. В правой части стоят константы, и она не изменится при усреднении. В левой части первый член при усреднении даст среднюю по сечению скорость V_{1cp} , а усредненное значение $1/\sin\alpha$ есть не что иное, как отношение площадей искривленного фронта и сечения трубы S/S_0 . таким образом:

$$V_{1cp} + V_n S/S_0 = k_f V_{1cp} + V_n \quad (1.38)$$

Поскольку профиль скорости мы считаем известным, то максимальная скорость в правой части (1.38) выражена через среднюю, причем, коэффициент пропорциональности между ними $k_f > 1$. Величина $V_n S/S_0$ есть не что иное, как скорость искривленного фронта относительно холодного газа в направлении вдоль оси. Она может быть выражена через среднюю скорость холодного газа относительно трубы. Для этого замечаем, что формула (1.31) остается в силе, если под V_1' понимать среднюю по сечению скорость V_{1cp} , а под V_n – скорость движения искривленного фронта вдоль оси (т.е., $V_n S/S_0$). Поэтому:

$$V_{1cp} = (\theta - 1) V_n S/S_0, \text{ или } V_n S/S_0 = V_{1cp} / (\theta - 1). \quad (1.39)$$

Подставляя выражение (1.39) в (1.38), получаем:

$$V_{1cp} (1 + 1/(\theta - 1) - k_f) = V_n, \text{ откуда} \\ V_{1cp} = V_n (1 + 1/(\theta - 1) - k_f)^{-1}. \quad (1.40)$$

Скорость распространения фронта относительно трубы согласно (1.30) и (1.31), равна

$$V_f = \frac{V_n \theta}{(\theta - 1)(1 + 1/(\theta - 1) - k_f)}. \quad (1.40a)$$

Из выражений (1.40) и (1.40а) видно, что скорость распространения горения в трубе конечна и положительна при $\theta < \theta_{cr} = 1/(k_f - 1) + 1$, и, следовательно, при таких значениях θ возможен стационарный режим горения с постоянной скоростью. При $\theta \rightarrow \theta_{cr}$ $V_f, V'_{1cp} \rightarrow \infty$. Это означает, что при $\theta \geq \theta_{cr}$ стационарного режима не существует, и фронт горения будет неограниченно ускоряться. В принципе такое самоускорение возможно вплоть до звуковых скоростей.

При $\theta \rightarrow 1$ холодный газ остается неподвижен, и эффекта ускорения нет. Если профиль скорости параболический (ламинарное течение Пуазейля), $k_f = 1.5$, и $\theta_{cr} = 3$. Для турбулентного профиля значение k_f меньше, а θ_{cr} – больше. Следует иметь в виду еще, что стационарный профиль устанавливается не сразу с началом движения, а через определенное время. До установления стационарного профиля скорость практически однородна и падает до 0 только в узком пограничном слое. В этом случае $k_f \approx 1$, и при реальных θ ускорения не происходит. В экспериментах по распространению пламени в трубах есть еще одно характерное время – это время охлаждения горячего газа на стенках. Если это время меньше времени установления профиля, то самоускорение пламени вообще невозможно (см. [5,6]).

1.11 Распространение пламени в турбулентном потоке

Рассмотрим еще одну возможную причину ускорения пламени в трубе – это турбулентность потока газа перед фронтом горения. Снова рассматриваем пламя, распространяющееся от закрытого торца трубы. Газ перед фронтом, как мы знаем, движется вперед, со средней скоростью V'_{1cp} , величина которой дается формулой (1.39). При достаточно больших размерах трубы и значениях V'_{1cp} течение перед фронтом становится турбулентным. Турбулентные пульсации скорости деформируют поверхность фронта и тем самым увеличивают его площадь. Это, как мы знаем, приводит к увеличению скорости фронта и, следовательно, скорости потока перед ним. Но с ростом этой скорости растет и амплитуда турбулентных пульсаций, что в свою очередь увеличивает деформацию фронта и его скорость. Таким образом, здесь возникает положительная обратная связь, которая может привести самоускорению фронта пламени.

Проведем качественный анализ этого явления (см. [5, 3]). Естественно предположить, что скорость турбулентного фронта V_{ft} монотонно зависит от пульсационной скорости δv . Используем эмпирические данные, основанные на обобщении экспериментального материала в виде выражения типа

$$V_{ft}/V_n = 1 + (\delta v/V_n)^\beta, \quad (1.41)$$

где показатель β определяется из опыта и в разных условиях лежит обычно в пределах $0.6 \div 1$. Рассмотрим для простоты случай $\beta = 1$. При течении в трубе пульсационная скорость составляет некоторую долю от средней скорости: $\delta v = k_t V'_{1cp} = V_{ft} k_t (\theta - 1) / \theta$. Подставляя это выражение в (1.41), получаем

$$\frac{V_{ft}}{V_n} = 1 + \frac{V_{ft} k_t (\theta - 1)}{V_n \theta}, \quad \text{откуда}$$

$$V_{ft} = \frac{V_n}{1 - k_t (\theta - 1) / \theta}. \quad (1.42)$$

В обычных технических трубах величина k_t составляет 15 – 20%. Согласно (1.42) это дает лишь незначительное ускорение фронта. Однако, в специальных условиях, например, когда шероховатость стенок резко усиливается за счет введения проволочной спирали около стенки («спираль Шелкина»), либо когда пламя распространяется навстречу турбулизованному потоку, величина k_t значительно увеличивается, и знаменатель в (1.42) может стать ≤ 0 . Это означает, что стационарного режима с постоянной скоростью в этих условиях нет, и будет происходить самоускорение фронта горения.

Все рассмотренные выше механизмы самоускорения горения действуют, как правило, одновременно. Это, как уже отмечалось, может привести к настолько значительному увеличению скорости распространения горения, что она может приблизиться к звуковой. При таких скоростях становятся несправедливыми те предположения, что мы делали относительно медленности процесса горения, имея в виду плоскую форму фронта. Главной особенностью течений с такими скоростями, которую мы до сих пор не рассматривали, является появление ударных волн. Ударные волны дают совершенно иной (по отношению к

теплопроводности) механизм нагрева газа вплоть до начала интенсивного горения. С ударными волнами тесно связан еще один, отличный от дефлаграции режим распространения горения в пространстве – детонация. Самоускорение дефлаграционной волны горения может сопровождаться переходом в детонацию.

Прежде, чем приступить к изучению собственно детонации, мы подробно рассмотрим свойства ударных волн.

2 Ударные волны

2.1 Образование ударных волн при эволюции больших возмущений. Ширина ударного фронта

Возмущения малой амплитуды (возмущение давления много меньше давления газа) в однородном газе переносятся в виде звуковых волн. Одномерные возмущения можно однозначно представить как суперпозицию волн, бегущих в положительном и отрицательном направлениях. Возмущения, бегущие в каком-либо одном направлении (для определенности здесь мы будем говорить о волнах, бегущих в положительном направлении оси x), переносятся со скоростью звука без искажения формы. При этом амплитуды возмущения всех величин однозначно связаны друг с другом, так, что если известна величина возмущения одной из них, скажем, давления, то можно найти и все остальные, т.е., скорости, плотности, температуры. Значит, профиль возмущения давления определяет профили всех остальных переменных. Связь между возмущениями гидродинамических величин выражается формулами (см. [4]):

$$p = c_0^2 \rho, \quad v = \frac{p}{c_0 \rho_0} = \frac{c_0 \rho}{\rho_0}, \quad T = p \frac{(\gamma - 1) T_0}{\gamma p_0}, \quad (2.1)$$

где индексами «0» обозначены невозмущенные (постоянные) величины, буквами без индексов – возмущения соответствующих величин, $c = (\gamma p / \rho)^{1/2}$ есть скорость звука. Невозмущенное значение скорости равно 0.

В случае возмущений большой амплитуды такая простая картина уже не имеет места. Однако, в возмущениях, бегущих в одну сторону, по-прежнему все величины могут быть выражены друг через друга [4]. В одномерной волне, бегущей вдоль оси x , скорость имеет только x -компоненту. Будем для определенности рассматривать локальное возмущение в виде волны сжатия, профиль скорости которой в некоторый момент времени изображен на рис. 2.1. В волне сжатия, как легко убедиться, скорость газа направлена в сторону распространения, т.е., в положительном направлении оси x .

Воспользуемся тем, что в рассматриваемом течении все переменные могут быть выражены через одну, запишем уравнение непрерывности в виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{d(\rho v)}{d\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \left(v + \rho \frac{dv}{d\rho} \right) \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0 \quad (2.2)$$

(здесь v выражено через ρ), а уравнение движения – в виде:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial(v)}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial t} + \left(v + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dv} \right) \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial t} + \left(v + \frac{c^2}{\rho} \frac{d\rho}{dv} \right) \frac{\partial v}{\partial x} = 0. \quad (2.3)$$

В этом уравнении P выражено через v и использовано соотношение $dP = c^2 d\rho$. Из теории функций многих переменных известно, если какая-либо функция (например, $\rho(x, t)$) удовлетворяет уравнению переноса типа (2.2), то коэффициент перед градиентом есть не что иное, как скорость перемещения точки профиля с фиксированным значением ρ . Это выражается известной формулой:

$$\left. \frac{\partial x}{\partial t} \right|_{\rho} = - \frac{\partial \rho / \partial t \big|_x}{\partial \rho / \partial x \big|_t} = v + \rho \frac{dv}{d\rho}. \quad (2.4)$$

Производная в левой части (2.4) и есть та самая скорость движения точки профиля возмущения, в которой ρ имеет заданное значение. Эта скорость, вообще говоря, зависит от ρ .

Точно так же из уравнения (2.3) следует, что скорость перемещения точки профиля с фиксированным значением скорости v есть

$$\left. \frac{\partial v}{\partial t} \right|_v = - \frac{\partial v / \partial t \big|_x}{\partial v / \partial x \big|_t} = v + \frac{c^2}{\rho} \frac{d\rho}{dv}. \quad (2.5)$$

Но в силу того, все возмущенные величины однозначно связаны друг с другом, фиксированному значению ρ соответствует фиксированное значение v , т.е., в той точке (движущейся) профиля, в которой плотность, не меняется со временем, постоянна и скорость. Поэтому скорости (2.4) и (2.5) – это одна и та же скорость. Приравнявая правые части (2.4) и (2.5), получаем:

$$\rho \frac{dv}{d\rho} = \frac{c^2}{\rho} \frac{d\rho}{dv}, \quad \text{откуда}$$

$$\left(\frac{dv}{d\rho} \right)^2 = \frac{c^2}{\rho^2}, \quad \text{или} \quad \frac{dv}{d\rho} = \pm \frac{c}{\rho}. \quad (2.6)$$

Подчеркнем, что здесь c – это местная скорость звука, которая в возмущенной области (как и все величины) отличается от скорости звука в невозмущенной области c_0 . разные знаки в (2.6) соответствуют разным направлениям распространения возмущения. Мы будем для определенности дальше рассматривать волны, бегущие в положительном направлении оси x и поэтому выбираем знак $+$. Соотношение (2.6) позволяет найти связь между v и ρ в общем (нелинейном) случае:

$$v = \int (c/\rho) d\rho. \quad (2.7)$$

Движение мы считаем изэнтропическим, поэтому существует связь между ρ и T в виде уравнения адиабаты $T\rho^{(\gamma-1)} = \text{const}$. Имея в виду, что $T \sim c^2$, получаем, что $\rho \sim c^{2/(\gamma-1)}$, и $d\rho/\rho = 2/(\gamma-1)(dc/c)$. Подставляя последнее выражение в (2.7), получаем:

$$v = \int (c/\rho) d\rho = \frac{2}{(\gamma-1)} \int dc = \frac{2}{(\gamma-1)} (c - c_0). \quad (2.8)$$

Константа интегрирования в (2.8) выбрана исходя из того, что при стремлении возмущения скорости к 0 местная скорость звука должна стремиться к невозмущенному значению c_0 .

Таким образом, возмущенную скорость звука можно выразить через скорость:

$$c = c_0 + \frac{v(\gamma-1)}{2}, \quad \text{или} \quad \frac{c}{c_0} = 1 + \frac{(\gamma-1)}{2} \frac{v}{c_0}. \quad (2.9)$$

Теперь, используя соотношение и условие адиабатичности, можно выразить все остальные величины через скорость в возмущении произвольной амплитуды:

$$\frac{P}{P_0} = \left(1 + \frac{(\gamma-1)}{2} \frac{v}{c_0} \right)^{\frac{2}{\gamma-1}}, \quad (2.10)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(1 + \frac{(\gamma-1)}{2} \frac{v}{c_0} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}.$$

Эти соотношения переходят в (2.1) при $v/c \ll 1$, т.е., в линейном приближении.

Возвращаясь теперь к скорости перемещения точки профиля, в которой задана скорость газа, из (2.5) и (2.6) имеем:

$$\left. \frac{dx}{dt} \right|_v = v + \frac{c^2}{\rho} \frac{d\rho}{dv} = v + c(v), \quad (2.11)$$

или, используя (2.9),

$$\left. \frac{dx}{dt} \right|_v = c_0 + v \frac{\gamma - 1}{2}. \quad (2.12)$$

Мы видим из (2.11), что скорость перемещения точки профиля с фиксированными параметрами складывается из местной скорости звука и скорости течения газа. Другими словами, любая точка профиля относительно газа перемещается с местной скоростью звука. Из (2.12) видно, скорость перемещения этой фиксированной точки линейно возрастает с увеличением скорости газа v . Каждая точка профиля перемещается с постоянной скоростью, зависящей только от положения этой точки на профиле скорости. Поэтому место, где окажется данная точка в момент времени t определяется как

$$x(v) = x_0(v) + t(c_0 + v(\gamma - 1)/2), \quad (2.13)$$

где $x_0(v)$ – начальная координата данной точки профиля, в которой скорость газа есть v . Для малых возмущений ($v \ll c$) вторым членом справа в (2.12) можно пренебречь. В этом случае все точки профиля распространяются с одной и той же скоростью c_0 , и никакого искажения профиля не происходит.

Движения, описываемые решением (2.12), (2.13) называются простыми волнами. Фактически это волны, бегущие в одном направлении.

Образование ударного скачка

Теперь мы можем проследить эволюцию произвольного профиля скорости, изображенного на рис. 2.1. Мы можем построить профиль через промежуток времени Δt , переместив каждую точку с соответствующей ей скоростью на расстояние

$$\Delta x = \Delta t(c_0 + v(\gamma - 1)/2).$$

В точках С и В (рис. 2.1) скорости газа одинаковы, и эти точки двигаются с одной скоростью. Точка А движется быстрее, в соответствии с (2.12), поскольку в ней скорость газа v больше, чем в других точках. Поэтому с течением времени профиль будет деформироваться так, что передний фронт укручается (точки А и В сближаются), а задний фронт – делается более пологим (точки С и А отдаляются друг от друга). В некоторый момент возникает «перехлест» профиля, как показано пунктиром на рис. 2.1 справа, когда вершинная точка А обгоняет точку В. Это явление, характерное для нелинейных волн большой амплитуды, называется опрокидыванием волны – по аналогии с поведением волн на воде. Однако, для рассматриваемых здесь волн в газе многозначность скорости в опрокинутом профиле физически бессмысленна.

Бессмысленный результат получился потому, что мы искали решение уравнения Эйлера без учета диссипативных процессов, в частности, вязкости. Объемная вязкая сила равна $\mu \partial^2 v / \partial x^2$ (μ – динамический коэффициент вязкости), и ей действительно можно пренебречь в случае достаточно гладкого профиля (позднее мы уточним, что значит «гладкий профиль»). Но при нелинейной деформации в какой-то момент на профиле появляется вертикальный участок, где все пространственные производные $\rightarrow \infty$, и вязкость выходит на первый план. Благодаря вязкости никакого опрокидывания в действительности не происходит, а образуется чрезвычайно узкая переходная область в виде скачка, называемая ударным фронтом или ударным скачком. Положение этого скачка в момент, соответствующий правому (пунктирному) профилю рис. 2.1, показан линией $f'f'$. Таким образом, истинный профиль в этот момент будет $f'f'c$ – со скачком.

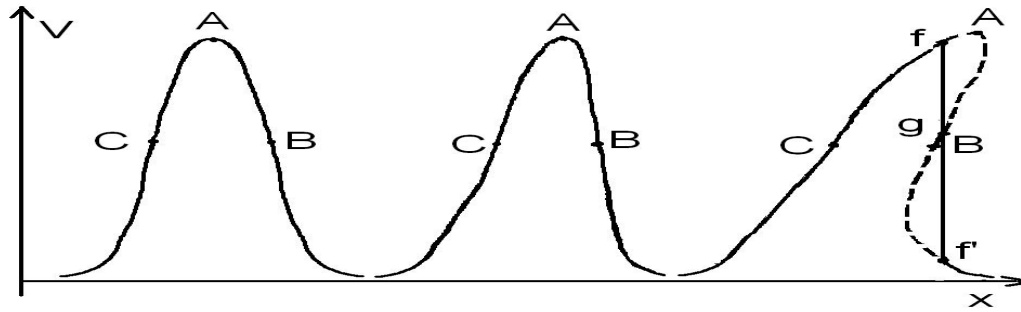


Рис. 2.1. Образование ударного скачка при распространении возмущения большой амплитуды

Течение по обе стороны такого скачка называют ударной волной, а сам скачок – ударным фронтом (фронтом ударной волны, ударным скачком).

Определим положение этого скачка. Нетрудно видеть, что эволюция профиля скорости до образования скачка происходит таким образом, что площадь под профилем, т.е., $\int v dx$ сохраняется. Очевидно, что площадь под кривой $\rho v(x)$ также сохраняется, причем, и после образования скачка. Действительно, величина $\int \rho v dx$ есть импульс газа, который в отсутствие внешних воздействий на газ должен сохраняться, разумеется, и после образования скачка. В первом приближении $\rho v = \rho_0 v$, и, значит, в этом приближении $\int v dx$ сохраняется и после образования ударного фронта. Можно показать [4], что это сохранение имеет место и в следующих приближениях. Таким образом, получаем способ определения положения ударного фронта: фронт отсекает от «перехлестнутого» профиля скорости участки f A g и g f'g равной площади, так что истинный профиль со скачком имеет ту же площадь, что и исходный, опрокинутый.

Ширина ударного фронта

Оценим теперь ширину ударного скачка. Для этого замечаем, что члены в уравнении движения, соответствующие вязкой $\mu \partial^2 v / \partial x^2$ и инерционной $\rho v \partial v / \partial x$ силам в области скачка должны быть приблизительно одинаковы. Оценивая порядок этих членов, приходим к соотношению

$$\rho \eta v / \Delta x^2 \approx \rho v^2 / \Delta x,$$

где η – кинематическая коэффициент вязкости, а Δx – характерный масштаб изменения скорости, в данном случае имеющий порядок ширины фронта. Коэффициент вязкости $\eta \sim \lambda v_T$, где λ – длина пробега молекул, а v_T – их тепловая скорость. Подставляя это выражение в предыдущее соотношение, получаем оценку ширины фронта:

$$\Delta x \approx \lambda v_T / v,$$

(v – скорость течения газа в ударном фронте). Как будет показано дальше, в ударных волнах не слишком малой амплитуды скорость течения порядка звуковой, или что то же – порядка тепловой. Так что

$$\Delta x \approx \lambda,$$

т.е., ширина фронта ударной волны имеет порядок длины свободного пробега молекул. В воздухе $\lambda \approx 10^{-5}$ см, поэтому, рассматривая течения с ударными волнами в объемах значительно больших размеров, мы можем считать ударный фронт математической поверхностью нулевой толщины, на которой все величины испытывают скачок.

Теперь мы можем уточнить, какой профиль можно считать настолько гладким, чтобы вязкость не играла роли. Очевидно, что если характерная ширина профиля много больше длины пробега, то вязкостью можно пренебречь.

2.2 Соотношения Гюгоню

Один раз возникнув, ударный фронт будет существовать и в дальнейшем. Действительно, использованный нами способ прослеживания эволюции формы профиля скорости, вполне корректен для гладкой его части позади скачка. Такое построение снова приведет к опрокинутому профилю, который в свою очередь нужно заменить ударным скачком. Таким образом, нелинейность, приводящая к деформации профиля, поддерживает существование ударной волны.

Как мы увидим позднее, в отсутствие внешних воздействий ударные волны затухают. Однако, если начальная ширина импульса сжатия, и вместе с ней и количество вовлеченного в движение газа достаточно велики, то затухание будет сравнительно медленным. Поэтому на сравнительно небольших интервалах времени и в объемах небольших размеров (но много больших ширины фронта) фронт можно считать плоским, а волну – постоянной амплитуды.

Рассмотрим свойства плоской стационарной ударной волны. Как и раньше, при рассмотрении фронта горения, в систему координат, где фронт покоится. В этой системе мы имеем стационарный поток газа, вытекающий в переходную область (фронт) и поток, вытекающий из нее. Пусть скорости этих потоков направлены в положительном направлении оси x . Тогда, обозначив снова параметры невозмущенного газа перед фронтом индексом «1», а параметры за фронтом – индексом «2», запишем законы сохранения массы, импульса и энергии при переходе через скачок.

$$\begin{aligned}\rho_2 V_2 &= \rho_1 V_1 \equiv J \\ P_2 + \rho_2 V_2^2 &= P_1 + \rho_1 V_1^2.\end{aligned}\tag{2.14}$$

$$\begin{aligned}\rho_2 V_2(h_2 + V_2^2/2) &= \rho_1 V_1(h_1 + V_1^2/2), \text{ или,} \\ h_2 + V_2^2/2 &= h_1 + V_1^2/2.\end{aligned}$$

Обозначения величин те же, что в (1.15) – (1.17). В отличие от (1.15) – (1.17), в уравнении энергии нет члена с нагревом за счет реакции, мы пока рассматриваем ударную волну в негорючем газе. Параметры невозмущенного газа ρ_1, P_1, T_1 считаются известными. Система (2.14) вместе с уравнением состояния есть система четырех уравнений для пяти неизвестных: $V_1, \rho_2, P_2, T_2, V_2$. V_1 – это скорость вытекающего газа, равная скорости распространения ударной волны в лабораторной системе. Задав одну из этих величин, например, скорость волны V_1 или давление за волной P_2 , можно из (2.14) определить все остальные параметры ударной волны. Таким образом, все ударные волны, которые могут распространяться в данном газе, представляют однопараметрическое семейство с параметром, характеризующим амплитуду волны.

Соотношения (2.14) называются соотношениями Гюгоню (H. Hugoniot).

Рассмотрим некоторые общие свойства ударных волн (см. [4]). Из уравнения сохранения импульса (2.14), написав член ρV^2 в виде $J^2/\rho = J^2 \Omega$ ($\Omega = 1/\rho$ – удельный объем газа), получаем:

$$J^2 = (P_2 - P_1)(\Omega_1 - \Omega_2).\tag{2.15}$$

Из этого соотношения следует, что т.к. J^2 – положительная величина, то увеличение давления за фронтом $P_2 > P_1$ соответствует уменьшению объема $\Omega_2 < \Omega_1$ и увеличению плотности $\rho_2 > \rho_1$, так что направления изменения давления и плотности при переходе через фронт совпадают. Далее, подставив $V^2/2 = J^2 \Omega^2/2$ в уравнение энергии и взяв J^2 из (2.15), можно получить:

$$h_2 - h_1 = \frac{1}{2}(\Omega_1 + \Omega_2)(P_2 - P_1).\tag{2.16}$$

Отсюда следует, что направления изменения энтальпии и давления совпадают.

2.3 Ударные волны малой интенсивности. Направление изменения величин в ударной волне. Ударная адиабата

В ударном фронте, как уже отмечалось, существенную роль играет вязкость, что вызывает необратимые процессы и увеличение энтропии. Определим увеличение энтропии в ударной волне. Рассмотрим волну небольшой интенсивности: $P_2 - P_1 = dP < P_1$. Разложим левую и правую части (2.16) около точки 1 по степеням dP и ds (приращения энтропии). Ниже будет показано, что ds есть малая величина третьего порядка по dP , поэтому разложение по dP проводим до членов 3-го порядка, по ds – до 1-го. В левой части учитываем термодинамические соотношения $\partial h / \partial s|_p = T$, $\partial h / \partial P|_s = \Omega$ (все производные берутся в точке 1)

$$h_2 - h_1 = dh = T_1 ds + \Omega_1 dP + \frac{1}{2} \frac{\partial \Omega}{\partial P} \Big|_s dP^2 + \frac{1}{6} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial P^2} \Big|_s dP^3. \quad (2.17)$$

В правой части (2.16) множитель $\frac{1}{2}(\Omega_1 + \Omega_2) = \Omega_1 + \frac{1}{2} d\Omega$ ($d\Omega = \Omega_2 - \Omega_1$) разложим по dP до членов 2-го порядка, т.к. один множитель dP уже есть:

$$\frac{1}{2}(\Omega_2 + \Omega_1)dP = (\Omega_1 + \frac{1}{2} d\Omega)dP = \Omega_1 dP + \frac{1}{2} \frac{\partial \Omega}{\partial P} \Big|_s dP^2 + \frac{1}{4} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial P^2} \Big|_s dP^3. \quad (2.18)$$

Сравнивая (2.17) и (2.18), видим, что члены со степенями dP , кроме dP^3 сокращаются, в результате чего получаем:

$$ds = \frac{\partial^2 \Omega}{\partial P^2} \Big|_s dP^3 / 2T. \quad (2.19)$$

Отсюда следует важнейшее свойство ударных волн. Поскольку в силу 2-го закона термодинамики всегда $ds > 0$, а производная сжимаемости $\partial^2 \Omega / \partial P^2|_s$ практически для всех веществ положительна, то всегда $dP > 0$, т.е., $P_2 > P_1$. Можно показать [4], что полученное неравенство справедливо для ударных волн любой интенсивности, не только малой. Из (2.15), как мы видели, следует, что $\rho_2 > \rho_1$, т.е., ударные волны – это всегда волны сжатия: плотность и давление увеличиваются при переходе через фронт, и не существует ударных волн разрежения. Проиллюстрировать это свойство могут проведенные выше построения эволюции произвольного возмущения. Мы видели, что именно передний фронт, на котором собственно происходит сжатие, укручается до образования скачка, задний же, на котором газ расширяется, становится более пологим, и никакого скачка на нем не возникает.

Теперь мы можем установить направление изменения других величин. Из $\rho_2 > \rho_1$ и сохранения массы следует, что $V_2 < V_1$. Из (2.16) следует, что $h_2 > h_1$ и $T > T_1$. Таким образом, газ в ударной волне подвергается сжатию и нагреву. В лабораторной системе скорость газа перед волной равна 0, а скорость за волной есть

$$V_2 = V_2 - V_1 < 0, \quad |V_2| < |V_1|. \quad (2.20)$$

Это значит, что газ за фронтом увлекается вперед, в сторону распространения фронта (скорость фронта в лабораторной системе при нашем выборе положительного направления равна $-V_1 < 0$).

Ударная адиабата

Как уже отмечалось, система (2.14) содержит один свободный параметр. Выбрав в качестве такого параметра давление за фронтом, можно вычислить все остальные, в том числе удельный объем. Полученная таким образом зависимость $P(\Omega)$ называется ударная адиабата или адиабата Гюгонио. Эта адиабата изображена на графике рис. 2.2. Точка 1 с координатами P_1, Ω_1 отвечает состоянию начального, невозмущенного газа. Точка 2 (P_2, Ω_2) соответствует состоянию газа за фронтом. Как мы знаем, в ударной волне $P_2 > P_1$, поэтому часть кривой правее точки 1 не имеет физического смысла, она изображена на рис. 2.2 мелким пунктиром. На рис. 2.2 крупным пунктиром показана адиабата Пуассона, проходящая через начальную точку 1, т.е., кривая $P\Omega^\gamma = P_1\Omega_1^\gamma$. На этой линии лежат точки, отвечающие состояниям газа, полученным адиабатическим сжатием (или расширением) от исходного состояния 1.

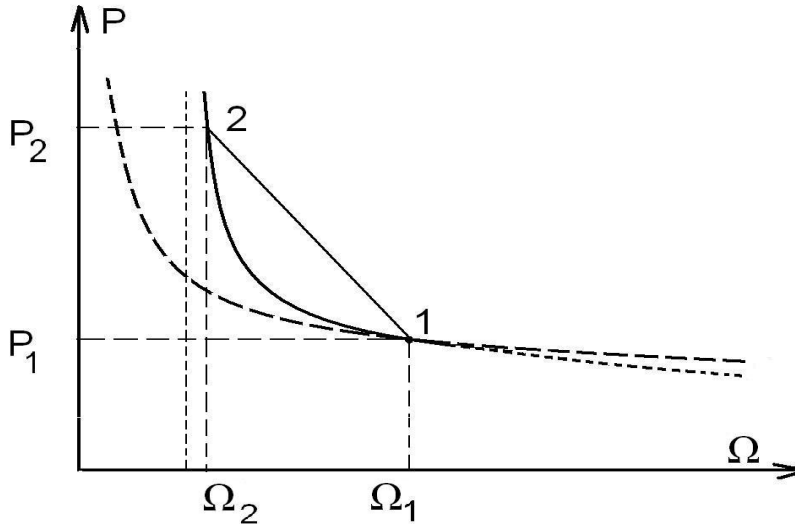


Рис. 2.2. Ударная адиабата и адиабата Пуассона (пунктир

Левее точки 1 (где ударная адиабата имеет смысл) ударная адиабата строго выше адиабаты Пуассона. Это связано с тем, что на ударной адиабате энтропия газа выше, а при одном и том же объеме газ с большей энтропией имеет большее давление.

Адиабата Пуассона есть линия, вдоль которой энтропия постоянна $ds=0$. Вблизи начальной точки изменение энтропии на ударной адиабате мало, как следует из (2.19) и стремится к 0 при приближении к точке 1. Поэтому обе адиабаты имеют в этой точке касание, причем это касание второго порядка.

Проведем хорду из начальной точки 1 в конечную точку 2 (хорда 1-2 на рис. 2.2). Тангенс угла наклона хорды к горизонтальной оси есть $(P_2 - P_1) / (\Omega_2 - \Omega_1)$, что в соответствии с (2.15) равно $-\mathcal{J}^2$, т.е., по абсолютной величине – квадрату расхода газа через фронт. С ростом амплитуды растет и расход.

Ударная адиабата, как и адиабата Пуассона, вогнута вниз (рис. 2.2), поэтому в точке 1 хорда наклонена сильнее, чем касательная в этой точке, и по абсолютной величине тангенс угла наклона хорды больше тангенса касательной. Соответствующий тангенс для касательной равен $\partial P / \partial \Omega$, причем, поскольку в точке 1 касательная к ударной адиабате совпадает с касательной к адиабате Пуассона, производную следует брать при постоянной энтропии. Но $\partial P / \partial \Omega|_s$ можно выразить через скорость звука:

$$\frac{\partial P}{\partial \Omega}|_s = \frac{\partial P}{\partial(1/\rho)}|_s = -\rho^2 \frac{\partial P}{\partial \rho}|_s = -\rho^2 c_1^2$$

(производные берутся в точке 1). По абсолютной величине последнее выражение меньше \mathcal{J}^2 , так что

$$\rho_1^2 c_1^2 < \mathcal{J}^2 = \rho_1^2 V_1^2, \quad \text{откуда}$$

$$V_1 > c_1. \quad (2.21a)$$

Другими словами, течение перед волной всегда сверхзвуковое. V_1 есть скорость распространения ударной волны в лабораторной системе отсчета. Таким образом, скорость ударной волны – всегда сверхзвуковая.

Точно такими же рассуждениями относительно точки 2 можно убедиться, что

$$V_2 < c_2. \quad (2.21б)$$

Таким образом, газ за фронтом ударной волны всегда движется с дозвуковой скоростью относительно фронта, или, что то же самое, скорость фронта относительно сжатого в волне газа – всегда дозвуковая.

Неравенства (2.21а) и (2.21б) – важнейшие свойства ударных волн, вытекающие непосредственно из законов сохранения (см. [4]).

Ударные волны в политропном газе

Система уравнений (2.14) имеет сравнительно простое решение в случае политропного газа, т.е., газа с постоянным показателем адиабаты γ . Если считать заданным давление в волне P_2 , то остальные параметры выражаются следующим образом [4]:

$$\frac{\Omega_2}{\Omega_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{(\gamma+1)P_1 + (\gamma-1)P_2}{(\gamma-1)P_1 + (\gamma+1)P_2}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{P_2 [(\gamma+1)P_1 + (\gamma-1)P_2]}{P_1 [(\gamma-1)P_1 + (\gamma+1)P_2]}$$

(2.22)

$$V_1^2 = \frac{1}{2}\Omega_1 [(\gamma-1)P_1 + (\gamma+1)P_2] = \frac{c_1^2}{2\gamma} \left[(\gamma-1) + (\gamma+1)\frac{P_2}{P_1} \right]$$

$$V_2^2 = \frac{1}{2}\Omega_1 \frac{[(\gamma+1)P_1 + (\gamma-1)P_2]^2}{[(\gamma-1)P_1 + (\gamma+1)P_2]} = \frac{c_2^2}{2\gamma} \left[(\gamma-1) + (\gamma+1)\frac{P_1}{P_2} \right]$$

$$V_1 - V_2 = -V_2' = \frac{(2\Omega_1)^{\frac{1}{2}}(P_2 - P_1)}{[(\gamma-1)P_1 + (\gamma+1)P_2]^{\frac{1}{2}}}$$

Последняя формула (2.22) дает скорость течения газа за ударной волной в лабораторной системе отсчета. Можно также выразить все параметры ударной волны через ее скорость, или число Маха $M_1 = V_1/c_1$.

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma+1)M_1^2}{(\gamma-1)M_1^2 + 2}$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma-1)}{\gamma+1}$$

(2.23)

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{[2\gamma M_1^2 - (\gamma-1)][(\gamma-1)M_1^2 + 2]}{(\gamma+1)^2 M_1^2}$$

$$M_2^2 = V_2^2/c_2^2 = [2 + (\gamma-1) M_1^2]/[2\gamma M_1^2 - (\gamma-1)]$$

$$M_2^2 = \frac{V_2^2}{c_2^2} = \frac{2 + (\gamma-1)M_1^2}{2\gamma M_1^2 - (\gamma-1)}$$

Эти формулы значительно упрощаются для очень сильных ударных волн, когда $P_2/P_1 \rightarrow \infty$. В этом случае

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}, \quad \frac{T_2}{T_1} = \frac{(\gamma-1) P_2}{(\gamma+1) P_1},$$

(2.24)

$$V_1 = [(\gamma+1)P_2 \Omega_1 / 2]^{1/2}, \quad V_2 = [(\gamma-1)^2 P_2 \Omega_1 / (2\gamma+2)]^{1/2}.$$

Из этих соотношений видно, что при $P_2/P_1 \rightarrow \infty$ ρ_2 стремится не к ∞ , а к конечному пределу $(\gamma+1)/(\gamma-1)$ (при $\gamma=1.4$ $(\gamma+1)/(\gamma-1)=6$). Это значит, что весь рост давления происходит за счет роста температуры. Это резко отличается от поредения плотности и температуры при адиабатическом сжатии до того же давления P_2 . При адиабатическом сжатии T и $\rho \rightarrow \infty$ при $P_2 \rightarrow \infty$, причем, температура растет с давлением сравнительно медленно – $T \sim P^{(\gamma-1)/\gamma}$, тогда как в сильной ударной волне $T \sim P$. Таким образом, ударное сжатие гораздо более эффективно нагревает газ, чем адиабатическое сжатие при том же увеличении давления. Очевидно, более сильный нагрев связан с ростом энтропии (при адиабатическом сжатии энтропия постоянна).

2.4 Асимптотическое поведение ударных волн. Волна разрежения

Вернемся теперь к вопросу возбуждения и распространения ударных волн. Представим себе трубу с поршнем, заполненную первоначально неподвижным газом. В момент $t=0$ поршень начинает двигаться в сторону газа со скоростью V'_2 . Прилегающий непосредственно к поршню газ движется с этой скоростью, а находящийся на некотором удалении – неподвижен. При эволюции возникающего профиля скорости сразу же возникнет «перехлест» (как на рис. 2.1) и образуется ударный фронт. Таким образом, от движущегося поршня будет отходить вперед, в газ ударная волна. Ее параметры могут быть определены из соотношений Гюгионо, причем заданной величиной является скорость газа за фронтом волны в лабораторной системе. Она дается последней формулой (2.22). Из (2.20) видно, что скорость фронта ударной волны больше скорости поршня, так что фронт «убегает» от поршня, вовлекая в движение новые порции газа. Мы видим, что стационарная ударная волна, к которой как раз и относятся соотношения Гюгионо (2.14), существовать неограниченно долго при наличии стационарного воздействия на газ в виде толкающего его поршня.

Рассмотрим теперь нестационарное движение, когда поршень, двигаясь равномерно в течение интервала $0 < t < \Delta t$, при $t > \Delta t$ останавливается. Тогда возникнет прямоугольный профиль скоростей, показанный на рис. 2.3 слева. Проследивая деформацию этого профиля приведенным выше способом, мы придем через какое-то время к профилю вида $C'A'B'D'$ на рис. 2.3 с опрокинутым передним фронтом, где в действительности располагается скачок FF (рис. 2.3), положение которого определяется условием сохранения площади под профилем.

Участок профиля $C'A'$ представляет на графике $v(x)$ прямую линию. Это следует из формулы (2.13), в которой здесь нужно положить $x_0(v) = x_0$ независимо от скорости, поскольку в начальный момент (левый профиль на рис. 2.3) все точки участка CA имеют одну и ту же координату $x = x_0$. В этом случае зависимость $v(x)$, следующая из (2.13) – линейная.

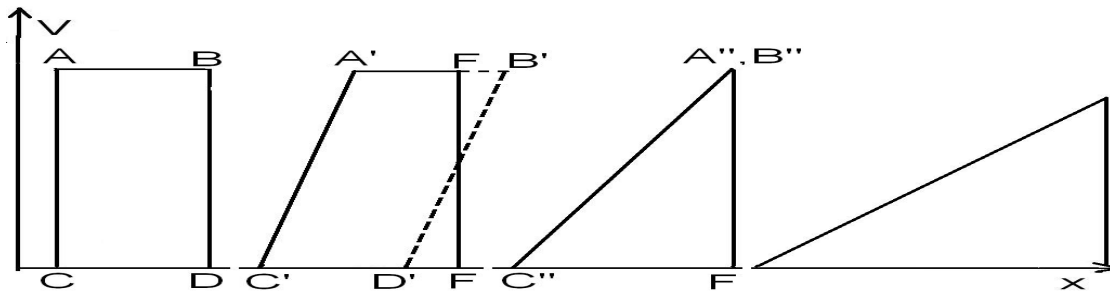


Рис. 2.3. Эволюция прямоугольного импульса сжатия

Точка A' , как мы знаем, движется с местной скоростью звука относительно газа за фронтом, а сам ударный фронт FF – с дозвуковой скоростью относительно этого газа (т.е., газа между точками A' и F , где газ однороден). Поэтому точка A' догоняет фронт FF . Это видно непосредственно из геометрического построения на рис. 2.3. Расстояние же между точкой C' и фронтом FF наоборот, увеличивается.

В какой-то момент точка A' догоняет фронт, и возникает треугольный профиль $C''A''F$, рис. 2.3. Легко видеть, что треугольная форма профиля будет сохраняться и в дальнейшем.

Вообще, треугольная форма профиля скорости является асимптотической при любой начальной форме, не обязательно прямоугольной. Действительно, мы видели, что ширина профиля (т.е., расстояние $C'F$) растет со временем и в конечном счете станет много больше начальной ширины. Диапазон значений $x_0(v)$ в формуле (2.13) порядка начальной ширины импульса. Если она мала по сравнению с конечной шириной через большое время, то ей можно пренебречь и считать ее нулевой, т.е., считать, что все точки профиля вышли из одного места в момент $t=0$, и для всех v $x_0(v)=x_0=const$. Тогда формула (2.13) опять дает линейную зависимость $v(x)$, так что профиль оказывается треугольным.

Проследим более подробно асимптотическую эволюцию ударной волны. Эволюция треугольного профиля сопровождается его удлинением в пространстве и затуханием. Пусть форма импульса скорости в начальный момент времени изображается треугольником CAB (рис. 2.4), причем, отрезок CB есть его длина L_0 , а AB есть амплитуда скорости Δv .

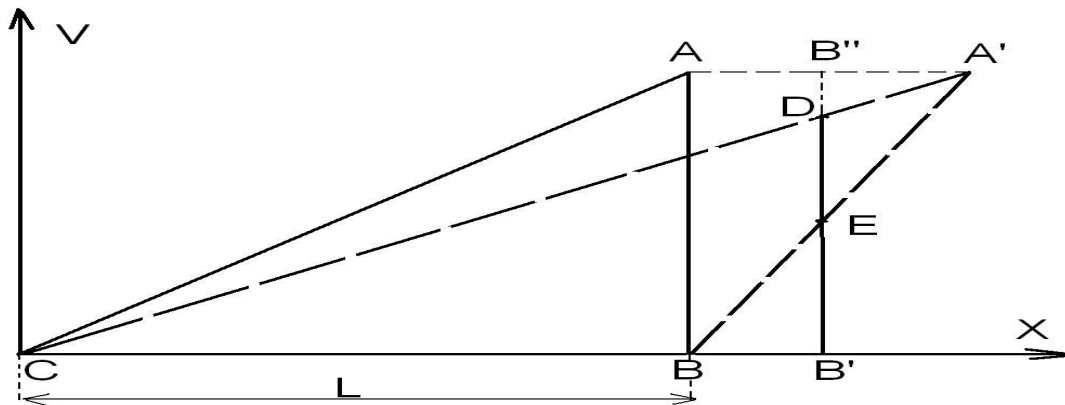


Рис. 2.4. Эволюция асимптотического профиля волны сжатия

Проследивать эволюцию фронта удобно в системе, движущейся с точкой C , т.е., со скоростью звука. Перемещая точки профиля со скоростями, соответствующими (2.12), получим по истечении времени Δt новый профиль $CA'B$ (положения точки C при $t=0$ и $t=\Delta t$ совпадают по определению, то же относится и к точке B , т.к. она также движется со скоростью звука). В действительности, как мы знаем, между точками A и A' располагается ударный фронт, и новый настоящий профиль будет CDB' . Из рисунка 2.4 видно, что его амплитуда DB' уменьшилась по отношению к начальной AB . Площади CAB и $CA'B$ равны, и равны площади нового профиля CDB' , поскольку площади DEA' и BEV' одинаковы. Поэтому площадь профиля при эволюции сохраняется. Далее, длина отрезка AB'' равна половине AA' . Это следует из того, что площади $B''EA'$ и BEV' различаются на площадь $B''DA'$. Но эта величина второго порядка по Δt и стремится к 0 при $\Delta t \rightarrow 0$. Таким образом, скорость смещения точки B'' относительно точки A (т.е., скорость удлинения профиля dL/dt) равна половине скорости смещения A' относительно A . Последняя скорость пропорциональна амплитуде Δv согласно формуле (2.12). Таким образом,

$$dL/dt = k_v \Delta v,$$

где k_v численный коэффициент (см. форм. 2.12). Но площадь $L \Delta v = const$, так что

$$dL/dt = k_v const/L, \quad \text{откуда}$$

$$L \sim t^{1/2}, \quad \Delta v \sim t^{1/2}. \quad (2.25)$$

Таким образом, затухание амплитуды ударной волны со временем в асимптотическом режиме происходит по корневому закону. Затухание ударных волн, разумеется, связано с вязкостью газа, с увеличением энтропии, происходящим в ударном фронте. В выражения же (2.25) вязкость никак не входит. Это кажущееся противоречие разрешается тем, что скорость диссипации энергии определяется не только вязкостью, но и градиентом скорости во фронте, который обратно пропорционален ширине фронта. При изменении вязкости меняется и ширина ударного фронта, она «подстраивается» таким образом, чтобы темп затухания соответствовал (2.25) независимо от величины вязкости.

Волна разрежения

Течение между точками C' и A' на рис. 2.3 (или C и A на рис. 2.4) называется волной разрежения. Рассматривая течение в системе, движущейся вместе с фронтом, мы наблюдаем поток газа, текущего налево на рис. 2.3 и 2.4. Каждая частица газа пересекает ударный фронт, затем попадает в область FA' на рис. 2.3, затем – в область $A'C'$ (область AC на рис. 2.4). При движении от точки A' к точке C' скорость частицы монотонно падает, а вместе с ней в соответствии с (2.10) монотонно падает плотность. С этим связано название течения в этой области – волна разрежения. Границы волны разрежения – точки A' и C' движутся каждая с местной звуковой скоростью относительно газа (см. форм. (2.11)). При этом точка A' движется быстрее точки C' (рис. 2.3), что и вызывает расширение со временем области волны разрежения.

Если ударная волна вызвана внешним воздействием (движение поршня в разобранный пример), то после прекращения воздействия непременно возникает волна разрежения. Действительно, в примере с поршнем, внезапно останавливающимся после периода равномерного движения, в момент остановки прилегающий к поршню газ неподвижен (как и поршень), а газ на некотором расстоянии – движется в сторону от поршня. В такой ситуации обязательно возникает разрежение. Проследив эволюцию профиля скорости, мы убедились, что оно принимает вид волны разрежения с асимптотически линейным профилем скорости $v(x)$.

Интерпретируя поведение импульса сжатия с ударной волной, можно сказать, что возникающая в отсутствие внешнего воздействия волна разрежения догоняет ударный фронт и ослабляет его, приводя к затуханию ударной волны.

3 Детонация газовых смесей

3.1 Ударные волны в реагирующем газе. Структура фронта детонации

Перейдем теперь к рассмотрению ударных волн в горючих газах (точнее, газовых смесях). С ударными волнами связан особый вид распространения горения в пространстве. Мы видели, что во фронте ударной волны происходит эффективный нагрев газа. Если температура за фронтом достаточно велика, начинается интенсивное горение нагретой смеси. При этом из-за выделения тепла в зоне горения газ расширяется и тем самым подталкивает вперед ударную волну. Так возникает самоподдерживающийся механизм распространения горения. В отличие от медленного горения (дефлаграции) скорость распространения здесь сверхзвуковая, а нагрев свежего газа производится за счет ударного сжатия, а не через теплопроводность (см. [4, 5, 6]).

Рассмотрим структуру фронта стационарной детонационной волны, распространяющейся в однородном газе. Перейдем, как и прежде, в систему отсчета, где эта волна покоится и где нет никаких изменений со временем. В этой системе есть потоки газа, втекающий в область горения и вытекающий из нее. Будем считать их направленными в положительном направлении оси x (направо).

В структуре детонационного фронта можно выделить две области: область ударного сжатия и нагрева и область горения. Размер последней, во всяком случае, много больше ширины ударного фронта. Мы видели, что ширина ударного фронта порядка длины свободного пробега λ , а время пролета частицы газа через этот фронт – порядка времени свободного пробега. Время же химической реакции (см. форм. (1.8)) много больше времени пробега, и, соответственно, пространственный масштаб зоны горения много

больше длины пробега (и ширины ударного фронта). Поэтому мы при рассмотрении структуры детонации мы по-прежнему можем считать ударный фронт поверхностью нулевой ширины. Шириной же зоны горения мы пренебрегать не можем, это есть объект нашего исследования.

Структура зоны горения определяется опять законами сохранения массы, импульса и энергии. Сейчас мы, как и при рассмотрении структуры фронта горения (1.22)-(1.24) записываем их не в интегральном виде равенства соответствующих потоков по обе стороны фронта, а в виде условия непрерывности этих потоков во всех точках области горения. Производные по времени от всех величин равны 0, и уравнение непрерывности переходит в

$$\frac{d(\rho v)}{dx} = 0. \quad (3.1)$$

Точно так же уравнение сохранения импульса дает:

$$\frac{d(P + \rho v^2)}{dx} = 0, \quad (3.2)$$

а уравнение сохранения энергии –

$$\frac{d}{dx}[(\rho v)(h + \frac{v^2}{2})] = Q_x. \quad (3.3)$$

В последнем уравнении (3.3) Q_x в правой части есть мощность тепловыделения от химической реакции (размерность Вт/м³), функция температуры и концентраций компонент смеси. Для нас пока важно только то, что эта величина положительная.

В уравнении сохранения энергии (3.3) мы, в отличие от (1.22), пренебрегли теплопроводным потоком тепла по сравнению с конвективным. Действительно, поток тепла за счет теплопроводности равен $\kappa dT/dx$, и в зоне горения его можно оценить как $\kappa T/\Delta x \sim \rho C_p \chi T/\Delta x \sim \rho C_p \lambda V_T T/\Delta x$ (T – характерная температура в зоне горения, Δx – ее характерный размер, κ – теплопроводность, χ – температуропроводность, C_p – теплоемкость, V_T – тепловая скорость). Конвективный поток тепловой энергии имеет порядок $\rho v h \sim \rho C_p T v$ (v – скорость течения за ударным фронтом в зоне горения). Сравнивая эти выражения и учитывая, что за ударной волной не слишком малой амплитуды $v \sim V_T$, получаем, что отношение теплопроводного потока к конвективному порядка $\lambda/\Delta x \ll 1$, т.е., мало, как только что было показано. На том же основании в зоне горения можно пренебречь диффузионными потоками по сравнению с конвективными.

Система уравнений (3.1) – (3.3) есть система трех уравнений первого порядка для трех неизвестных – ρ , P , v (T и h выражаются через P и ρ). Поскольку мы не разрешаем ударный фронт, граничные условия слева задаются сразу за этим фронтом. Ввиду его малой ширины химической реакцией внутри него можно пренебречь, и все параметры за скачком могут быть получены из соотношений Гюгоньо (2.14). Задаваемым параметром может быть скорость передней ударной волны V_1 (индексом «1» будем обозначать величины, относящиеся к невозмущенному газу, индексом «2» – к газу непосредственно за ударным фронтом, а индексом «3» – к газу позади зоны горения).

В данном случае мы имеем задачу Коши, и граничное условие справа не требуется. Как будет выяснено позднее, физическое граничное условие справа, за зоной горения, имеет принципиальное значение. Для того чтобы удовлетворить сразу двум граничным условиям, необходимо подбирать значение V_1 .

Заметим, что уравнения (3.1) – (3.3) описывают стационарный поток газа с подводом тепла, например, течение по трубе, на некотором участке которого к газу подводится тепло, что выражается правой частью (3.3). Параметры газа на входе в трубу есть ρ_2 , P_2 , V_2 , требуется определить ρ_3 , P_3 , V_3 , т.е., параметры за зоной теплоподвода.

Исключим из уравнений (3.1) – (3.3) ρ и P и получим уравнение для скорости. Для этого замечаем, что из (3.1) следует, что $\rho v = \text{const} = J$. Можно проинтегрировать и уравнение (3.2): $P + \rho v^2 = \text{const} = I$. В уравнение (3.3) подставляем $h = (\gamma P/\rho)/(\gamma - 1)$ (по-прежнему считаем газ идеальным с постоянной теплоемкостью) и $\rho v = J$. Преобразуем выражение, стоящее под знаком производной в левой части (3.3).

$$J\left(h + \frac{v^2}{2}\right) = J\left(\frac{\gamma P}{\rho(\gamma-1)} + \frac{v^2}{2}\right) = J\left(\frac{\gamma I v}{J(\gamma-1)} - \frac{\gamma v^2}{\gamma-1} + \frac{v^2}{2}\right) = J\left(\frac{\gamma I v}{J(\gamma-1)} - \frac{(\gamma+1)v^2}{2(\gamma-1)}\right).$$

Теперь уравнение (3.3) принимает вид:

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{\gamma I v}{J(\gamma-1)} - \frac{(\gamma+1)v^2}{2(\gamma-1)}\right) J = \left(\frac{\gamma}{(\gamma-1)} \frac{I}{J} - \frac{(\gamma+1)}{(\gamma-1)} v\right) J \frac{dv}{dx} = Q_x.$$

В коэффициенте при производной делаем замену:

$$\frac{I}{J} = \frac{P + \rho v^2}{\rho v} = \frac{1}{v} \frac{P}{\rho} + v = \frac{1}{\gamma} \frac{c^2}{v} + v,$$

после чего получаем окончательное уравнение для скорости:

$$\left(\frac{c^2}{v} - v\right) \frac{J}{\gamma-1} \frac{dv}{dx} = Q_x, \text{ или}$$

$$\frac{J}{\gamma-1} v \left(\frac{c^2}{v^2} - 1\right) \frac{dv}{dx} = Q_x. \quad (3.4)$$

Это уравнение определяет направление изменения всех величин в зоне горения. Скорость потока сразу за ударным фронтом всегда дозвуковая (см. форм. (2.21а)) в соответствии со свойствами ударных волн. Поэтому коэффициент при производной в (3.4) около левой границы всегда положителен. Поскольку правая часть (3.4) положительна, то $dv/dx > 0$, т.е., скорость в зоне горения возрастает вниз по течению. Из (3.1) сразу следует, что $dp/dx < 0$, т.е., плотность падает в зоне горения. Из уравнения (3.2), записанного в виде $d/dx(P + Jv) = 0$, следует, что $dP/dx < 0$, т.е., давление также падает.

Определим теперь поведение числа Маха $M = v/c$, где c – местная скорость звука. Перепишем уравнение (3.2) в виде

$$\frac{d(\rho v)(P/\rho v + v)}{dx} = J \frac{d((c/\gamma)(c/v) + v)}{dx}, \quad \text{откуда}$$

$(c/\gamma)(c/v) + v = \text{const}$. Поскольку $dv/dx > 0$ и $dc/dx > 0$ (т.к. температура возрастает), то $d/dx(c/v) < 0$, а $dM/dx > 0$. Таким образом, число Маха также возрастает в зоне горения.

3.2 Решение уравнений для стационарного потока с нагревом. Режим Чепмена-Жуге и пересжатые режимы

Правая часть в (3.3) отлична от 0 лишь в зоне горения. По мере выгорания топлива Q_x уменьшается и в конце зоны горения обращается в 0. Интеграл $\int Q_x dx = Q_t$ есть полная мощность, вводимая в газ на единицу площади фронта. Эта величина пропорциональна теплоте реакции.

Рассмотрим поведение решений системы (3.1)-(3.3) при изменении входных параметров ρ_2, P_2, V_2 и количества подводимого тепла Q_t .

Сначала зафиксируем входные параметры и будем менять Q_t . Принципиальным для нас будет поведение скорости и числа Маха. Начальные значения (сразу за ударным скачком) $M_2 < 1, V_2 < c_2$ – в соответствии со свойствами ударных волн (2.21б). Очевидно, чем меньше Q_t , тем меньше увеличение M_2 и V_2 к концу зоны горения. При малых значениях Q_t M увеличится относительно начального значения, оставаясь < 1 . При увеличении Q_t конечное значение M будет увеличиваться, приближаясь к 1. Поведение решений при разных значениях Q_t иллюстрирует рис. 3.1 (левая часть). Если взять слишком большое значение Q_t , то интегрирование (3.1)-(3.3) с заданными граничными условиями приведет к ситуации, когда

число Маха достигает $M=1$ (соответственно, $v=c$) до окончания нагрева, т.е., при $Q_x > 0$ в правой части (3.4). Такая ситуация не соответствует никакому физически осуществимому стационарному режиму: в левой части коэффициент при производной равен 0, а правая часть $\neq 0$. Число M не может превысить 1, т.к. коэффициент при производной поменяет знак, и скорость при $Q_x > 0$ будет уменьшаться, стремясь снова к c (а M – к 1). Это значит, что при выбранном значении Q_t стационарного решения (3.1)-(3.3) с заданными граничными условиями не существует.

Наконец, существует единственное значение Q_t , при котором число Маха выходит на значение $M=1$ асимптотически, одновременно с выгоранием топлива и обращением Q_x в 0. При этом правая и левая части (3.4) одновременно обращаются в 0. Этот режим, при котором скорость потока достигает местной скорости звука, называется критическим. Ему соответствует максимально возможное значение вложенной в газ мощности нагрева. Невозможность передать в газовый поток с заданными входными параметрами тепловую мощность, большую некоторой критической, называется кризисом теплоотдачи. При нагревании дозвукового газового потока происходит разгон газа. При некоторой вводимой мощности скорость газа на выходе из зоны нагрева достигает звуковой. Большей мощности передать в поток невозможно. Для того чтобы это сделать, необходимо входные параметры потока.

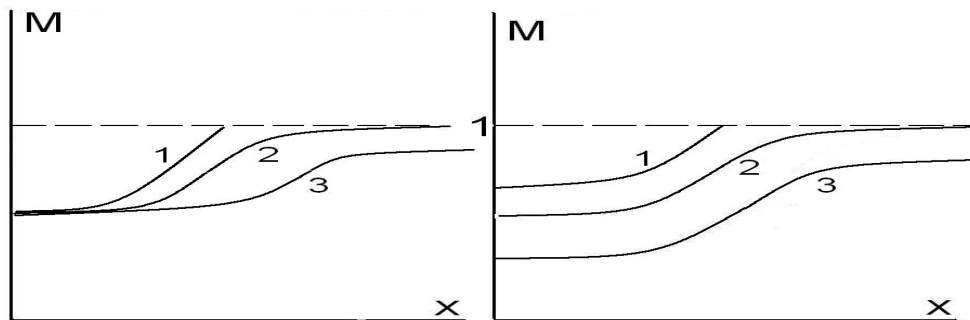


Рис. 3.1. Число Маха в детонационной волне: слева – при заданной скорости волны при разных значениях теплоты реакции q ; справа – при заданно q и разных скоростях волны. 2 – режим Чепмена Жуге; 3 – перешагнутый режим. 1 – нефизичный случай

Теперь будем считать мощность Q_t фиксированной (определяемой теплотой реакции) и будем варьировать входные параметры потока, меняя амплитуду передней ударной волны $M_1 = V_1/c_1$. Поведение соответствующих решений показано на рис. 3.1 в правой части. Чем больше M_1 , тем меньше M_2 (см. форм. (2.23)). При большой амплитуде M_1 плотность тепловой энергии за ударным фронтом настолько велика, что нагрев от реакции сильно изменить состояние газа. Поэтому M и v , увеличиваются к концу зоны горения, но течение остается по-прежнему дозвуковым. При уменьшении M_1 начальное число Маха M_2 , а вместе с ним и конечное M_3 увеличиваются, приближаясь к 1 (рис. 3.1). Если амплитуда передней волны M_1 слишком мала, то снова возникает ситуация когда достигается $M=1$, и коэффициент при производной в левой части (3.4) обращается в 0 раньше, чем правая часть. Эта ситуация не отвечает никакому реальному стационарному режиму: при малых амплитудах M_1 стационарных решений (3.1)-(3.3) не существует. Наконец, опять существует единственное значение амплитуды M_1 , при котором течение в конце зоны горения становится звуковым и условие $M=1$ достигается в момент выгорания топлива. Этот режим называется режим Чепмена-Жуге. Ему соответствует минимально возможная амплитуда передней ударной волны. Можно сказать, что в этом режиме фронт детонационной волны движется относительно сгоревшего газа со звуковой скоростью.

Таким образом, существует целое семейство стационарных детонационных режимов с дозвуковыми скоростями за зоной горения (в системе, движущейся с фронтом) и один предельный режим со звуковой скоростью – режим Чепмена-Жуге. Режимы с дозвуковыми скоростями называют перешагнутыми (пере-

сжатая детонация) – им соответствует более сильное ударное сжатие, чем в предельном случае. С этим и связано их название.

Как будет показано далее, режим Чепмена-Жуге является выделенным из всех возможных режимов детонации, поскольку только в этом режиме детонация может неограниченно распространяться самопроизвольно, без внешних воздействий.

3.3 Параметры детонации в политропном газе. Детонационная адиабата

Параметры детонационной волны можно получить из соотношений, аналогичных соотношения Гюгоню: проинтегрировав (3.1)-(3.3) по координате x от невозмущенного газа до конца зоны горения, получим:

$$\rho_3 V_3 = \rho_1 V_1, \quad (3.5)$$

$$P_3 + \rho_3 V_3^2 = P_1 + \rho_1 V_1^2, \quad (3.6)$$

$$h_3 + V_3^2/2 = h_1 + V_1^2/2 + q. \quad (3.7)$$

В отличие от (1.15)-(1.17) здесь, конечно, нельзя пренебречь разностью давлений. Нас интересует режим Чепмена-Жуге, и дополнительным условием к этой системе должно быть $V_3 = c_3$. С таким условием система (3.5)-(3.7) имеет уже (в отличие от (2.14)) единственное решение.

Детонационная адиабата

Если не требовать выполнения условия Чепмена-Жуге, то система (3.5)-(3.7), так же, как и (2.14) имеет свободный параметр и описывает семейство детонационных режимов. Зависимость $P_3(\Omega_3)$, полученная из (3.5)-(3.7) при заданных параметрах невозмущенного газа, называется детонационной адиабатой (см. [4, 5]). В отличие от ударной адиабаты, детонационная не проходит через начальную точку P_1, Ω_1 из-за того, что сгоревший газ имеет более высокую энергию, чем начальный из-за энергии реакции. Если бы реакция происходила при начальном объеме Ω_1 , то конечное давление было бы выше начального. Поэтому детонационная адиабата лежит целиком выше ударной для того же газа. Детонационная адиабата вместе с ударной показана на рис. 3.2.

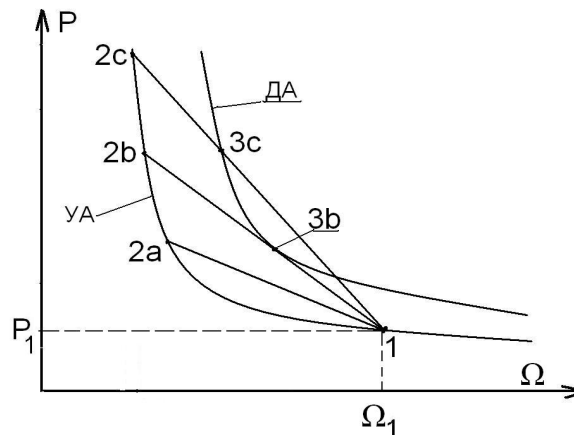


Рис. 3.2. Детонационная адиабата (ДА) и ударная адиабата (УА)

Точка P_2, Ω_2 , отвечающая состоянию газа непосредственно за ударным фронтом, лежит на ударной адиабате, а точка P_3, Ω_3 – на детонационной. Соотношение (2.15) справедливо и для детонационной волны, поскольку оно есть следствие только законов сохранения импульса и массы. При этом в качестве конечного состояния может быть не только P_3, Ω_3 , но и любое состояние между ударной волной и кон-

цом зоны горения, поскольку потоки импульса и массы постоянны в любой точке зоны горения в соответствии с (3.1)-(3.2). Поэтому все точки, описывающие состояние газа внутри зоны горения, лежат на хорде (2.15). Наклон хорды определяет расход газа через фронт и амплитуду передней ударной волны. Если амплитуда достаточно велика, то соответствующая хорда (хорда 1-2с, рис. 3.2) пересекает детонационную адиабату. Точка, изображающая состояние газа в детонационной волне, скачком переходит из положения 1 (P_1, Ω_1) в положение 2с на ударной адиабате (ударный скачок), а затем вдоль хорды 1-2с – на детонационную адиабату, в положение 3с. Эта точка соответствует концу зоны горения. Точки на хорде между 2с и 3с соответствуют промежуточным состояниям газа внутри зоны горения. В точке 3с, как видно из рис. 3.2, наклон хорды меньше, чем наклон касательной к детонационной адиабате. Как мы видели при анализе ударной адиабаты, это означает, что скорость потока газа в этой точке (т.е., в конце зоны горения) – дозвуковая – $V_3 < c_3$. Это – случай пересжатой детонации.

Если амплитуда передней ударной волны слишком мала, то соответствующая хорда (хорда 1-2а на рис. 3.2) вообще не пересекает детонационную адиабату. При малой амплитуде не существует никакого стационарного детонационного режима.

Есть единственный режим, при котором соответствующая хорда – хорда 1-2b на рис. 3.2 – касается детонационной адиабаты в одной точке – точке 3b. Хорда и касательная к адиабате здесь совпадают, что означает, что скорость потока равна местной скорости звука $V_3 = c_3$. Это, очевидно, есть режим Чепмена-Жуге. Мы снова видим, что этот режим единственный, ему соответствует минимально возможная амплитуда передней ударной волны, и что существует семейство пересжатых режимов.

Детонационная волна в политропном газе

Определим параметры детонационной волны Чепмена-Жуге. Они определяются решением системы (3.5)-(3.7) с соответствующим дополнительным условием. Это решение может быть найдено аналитически для политропного газа [4]. Оно особенно просто в важном практически случае сильных детонационных волн, когда теплота реакции $q \gg C_{p1}T_1$. В этом случае (напомним, индексы «1» и «3» соответствуют невозмущенному и сгоревшему газам):

$$V_1 = [2q(\gamma_3^2 - 1)]^{1/2}, \quad (3.8)$$

$$V_1 - V_3 = V_1/(\gamma_3 + 1), \quad (3.9)$$

$$\Omega_1/\Omega_3 = \gamma_3/(\gamma_3 + 1), \quad (3.10)$$

$$P_3/P_1 = 2q(\gamma_3 - 1)/[C_{v1}T_1(\gamma_3 - 1)] = \gamma_1 M_1/(\gamma_3 + 1), \quad (3.11)$$

$$T_3 = 2\gamma_3 q/[C_{v3}(\gamma_3 + 1)]. \quad (3.12)$$

Сравнивая температуры за фронтом детонации и за фронтом пламени (дефлаграции) (см. форм. (1.19), (1.19а)) для одного и того же газа, мы видим, что отношение $T_{дем}/T_{плам} = 2\gamma_3^2/(\gamma_3 + 1) > 1$ всегда, т.к. $\gamma_3 > 1$. Таким образом, одна и та же смесь в детонационной волне нагревается сильнее, чем в медленном пламени.

Скорость детонации согласно (3.8) не зависит от давления. В действительности такая зависимость наблюдается на эксперименте [5]: скорость уменьшается с уменьшением начального давления смеси. Это объясняется ростом степени диссоциации при уменьшении давления и соответствующим снижением теплоты реакции q (реакция «не доходит до конца»). Согласно (3.8) снижение q приводит к уменьшению скорости волны.

Можно получить параметры газа непосредственно за передним ударным фронтом в режиме Чепмена-Жуге. Так, отношение давления непосредственно за ударным фронтом к давлению позади зоны горения составляет

$$\frac{P_2}{P_3} = 2 \frac{\gamma_3 + 1}{\gamma_1 + 1},$$

При $\gamma_3 = \gamma_1$ $P_2/P_3 = 2$. Температура сразу за ударным фронтом есть

$$T_2 = 4q \frac{\gamma_3^2 - 1}{C_{v1}(\gamma_1 - 1)^2}.$$

Область, непосредственно прилегающую к ударному фронту, иногда называют «химпиком», а соответствующие параметры, которые мы обозначаем индексом «2» – «параметрами в химпике»

3.4 Распространение детонационной волны. Асимптотическая структура

Из вида детонационной адиабаты (рис. 3.2) можно заключить, что при любом значении теплоты реакции, т.е., при любом положении детонационной адиабаты относительно ударной адиабаты конечное давление за зоной горения, т.е., в точке 3, всегда выше начального, $P_3 > P_1$. Отсюда с учетом (2.15) следует, что $\rho_3 > \rho_1$, т.е., в детонационной волне происходит сжатие газа. Из уравнения непрерывности (3.1) следует, что $V_3 < V_1$, – скорость потока за волной уменьшается. В лабораторной системе эта скорость равна $V'_3 = V_3 - V_1 < 0$, т.е. имеет то же направление, что и скорость фронта (напомним, что скорость фронта в лабораторной системе при нашем выборе положительного направления есть $-V_1 < 0$). Это значит, что газ за детонационной волной течет вперед, в сторону движения фронта (как и в случае ударной волны). Это движение газа, увлекаемого вперед, должно либо поддерживаться поршнем (тогда волна будет стационарной), либо, если внешнее воздействие отсутствует, непременно должна возникнуть волна разрежения. Ситуация здесь точно такая же, как и в случае с ударной волной, который мы рассматривали и который проиллюстрирован рис. 2.3.

Рассмотрим пересажатую детонационную волну. Передняя граница волны разрежения (точка А' на рис. 2.3), двигаясь относительно сгоревшего газа со звуковой скоростью, будет догонять передний ударный фронт, который как мы знаем, в пересжатом режиме движется относительно сгоревшего газа с дозвуковой скоростью. После того, как волна разрежения догонит ударный фронт, будет происходить ослабление амплитуды ударной волны, точно так же, как изображено на рис. 2.4. Но, в отличие от ударной волны, затухание будет происходить не вплоть до 0, а лишь до тех пор, пока амплитуда волны не достигнет минимальной для детонации – амплитуды Чепмена-Жуге. В этом режиме передний ударный фронт движется относительно сгоревшего газа со звуковой скоростью, той же самой, с какой движется передняя граница волны разрежения. Поэтому волна разрежения не может догнать ударный фронт (как это происходит в ударной волне в негорючем газе) и привести к затуханию его амплитуды. В системе, бегущей вместе с детонационной волной, картина выглядит так: граница волны разрежения двигается к ударному фронту со скоростью звука и одновременно сносится назад встречным потоком газа с той же скоростью, в результате чего остается неподвижна относительно фронта.

Таким образом, в режиме Чепмена-Жуге детонационная волна становится нечувствительна к возмущениям, исходящим и области позади нее: никакие возмущения (в том числе волна разрежения), распространяясь со скоростью звука, не могут достичь ударного фронта и ослабить его. Поэтому только в этом режиме детонация может распространяться неограниченно далеко без затухания безо всяких внешних воздействий. Любая пересжатая детонационная волна, возникшая в результате внешнего воздействия, по окончании воздействия непременно замедлится и перейдет в режим Чепмена-Жуге.

Структура детонационной волны

Рассмотрим теперь внутреннюю структуру детонационной волны. Считаем, что она соответствует режиму Чепмена-Жуге как физически наиболее интересному. Структура волны дается решением системы (3.1)-(3.3) при условии равенства конечной скорости потока и скорости звука. Это условие может быть выполнено, как уже отмечалось, только при одном значении амплитуды передней ударной волны. Профили всех величин показаны на рис. 3.3 качественно с учетом реального характера протекания реакции горения с периодом индукции. Сразу после ударного скачка (слева) следует область слабого изменения параметров – период индукции без выделения тепла, затем – сравнительно быстрое изменение до конечных значений. Совокупность ударного скачка и следующей за ним зоной горения называют детонационным комплексом или детонационным фронтом. Ширина области изменения параметров, как правило, значительно меньше ширины области индукции. Иногда детонационный комплекс представляют состоящим из двух скачков: ударного скачка и следующего за ним на расстоянии ширины зоны индукции второго скачка, связанного уже с горением (точнее, тепловыделением при горении). Такое представление структуры детонационной волны называют моделью ZND (модель Зельдовича – фон-Неймана – Деринга [6]).

Теперь мы можем представить асимптотический профиль детонационной волны (т.е., профиль волны далеко ушедшей от места инициирования), включая и течение позади собственно зоны горения. Рассмотрим детонационную волну, распространяющуюся от закрытого конца трубы. Газ, примыкающий к торцу трубы, неподвижен в силу граничного условия на торце. Профиль скорости и давления показан на рис. 3.4. Фронт детонации убегает вперед (для определенности налево, как показано на рис. 3.4) со скоростью V_1 . Сгоревший газ за детонационным комплексом движется вперед со скоростью $V'_3 = V_1 - V_3$. Его торможение до нулевой скорости происходит в волне разрежения. Ее передняя граница, точка А, движется со скоростью, равной скорости детонационного фронта, а задняя граница, точка В, – со скоростью звука в неподвижном газе за волной разрежения. Между торцом трубы (0) и точкой В газ неподвижен. Профиль скорости с волне разрежения между точками А и В – линейный. Волна разрежения является автомодельной: с течением времени меняется лишь масштаб движения, а вид профиля не меняется.

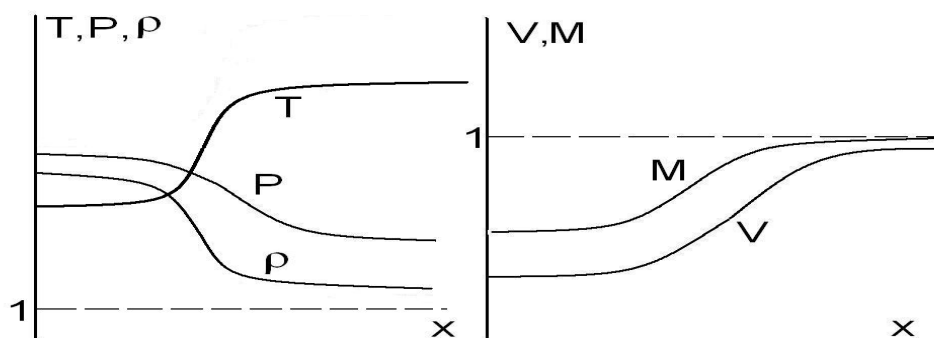


Рис. 3.3. Структура фронта детонационной волны

В случае сильной детонационной волны можно показать, что скорость звука в неподвижном газе за волной расширения (между точками 0 и В на рис. 3.4) равна приблизительно половине скорости самой волны [4]. Таким образом, точка В движется с половинной по отношению к точке А скоростью и лежит посередине отрезка 0-А, т.е. расстояния, пройденного волной. Таким образом, количество вовлеченного в движение газа растет пропорционально пройденному волной расстоянию.

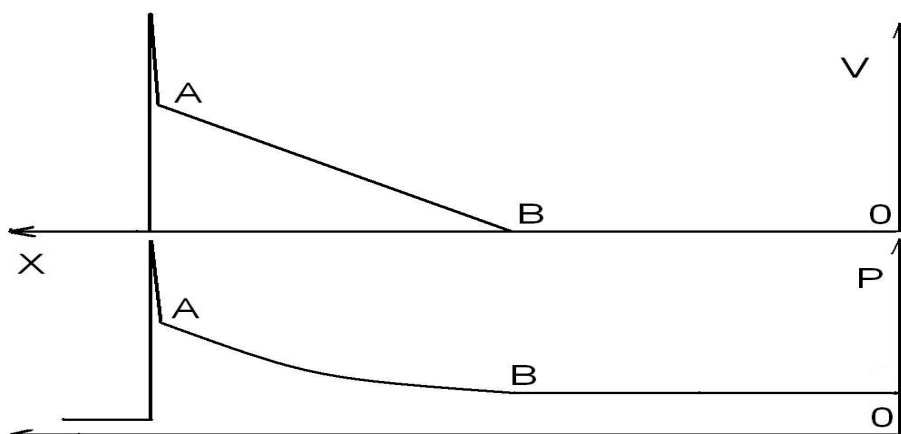


Рис. 3.4. Профили скорости в лабораторной системе (сверху) и давления (снизу) в детонационной волне и автомодельной волне разрежения

Если за фронтом дефлаграции остается однородный сгоревший газ, то газ за детонационной волной, как мы видели, сильно неоднороден. Плотность тепловой энергии непосредственно в детонационной волне существенно выше, чем в волне дефлаграции.

Приведем параметры детонационной волны в стехиометрической водородо-воздушной смеси при нормальных исходных давлении и температуре (1 атм. и 20°C). Скорость такой волны около 1900 м/сек; давление за фронтом детонации – около 16 атм.; давление в «химпике» (сразу за передним скачком) – около 30 атм.; температура за детонационной волной – около 2900°K; ширина «химпика» – приблизительно 0.5 мм.

Таким образом, детонация в водородовоздушной смеси сопровождается сильным повышением давления. Падение такой волны на стены помещений ли на оборудование приведет к их разрушению.

3.5 Концентрационные пределы распространения пламени и детонации. Скорость распространения на пределе

Опыт показывает, что любая горючая смесь (для определенности дальше будем говорить о водородо-воздушной смеси) горит самостоятельно или детонирует не при любом содержании топлива. Существуют так называемые концентрационные пределы распространения в виде дефлаграции и детонации (см. [5, 6, 3, 8]). Если мольная доля топлива (водорода) меньше некоторого нижнего предела или выше верхнего, то в такой смеси пламя распространяться не может. Эти пределы называются концентрационными пределами дефлаграции. Точно так же существуют (вообще, говоря, другие) концентрационные пределы детонации.

С точки зрения упрощенной модели газодинамики горения с эквивалентной «брутто-реакцией» смеси разных составов различаются (помимо небольшого различия в теплофизических свойствах смеси) в основном величиной удельной теплотой реакции (в Дж/кг смеси). Для данного топлива она максимальна при стехиометрическом составе смеси и монотонно уменьшается с отклонением от стехиометрии в любую сторону. Пропорционально теплоте реакции меняется и конечная температура (см. формулы (1.19), (3.12)).

Пределы проявляются и в опытах со смесью постоянного состава. Так, известно, что горение (или детонация) могут распространяться в заданной смеси только в трубе достаточно большого сечения. Если, не меняя состава смеси, последовательно уменьшать диаметр трубы, в которой проводится опыт, то наблюдается некоторое уменьшение скорости и амплитуды волны, а, начиная с некоторого критического диаметра распространение, становится невозможным, начальное зажигание не приводит к сгоранию всей смеси в трубе.

Между тем, решения уравнений гидродинамики с горением, соответствующие волнам дефлаграционным (1.22)-(1.24), и детонационным (3.1)-(3.3), которые мы изучали, формально существуют при любых значениях теплоты реакции q , лишь бы при конечной температуре $\sim q/C_p$ время горения было намного меньше, чем при начальной. Это условие выполняется в широком диапазоне конечных температур, включая и такие, при которых фактически не наблюдаются ни волны горения, ни детонация. Размеры же трубы или канала вообще никак не входят в задачи о распространении горения и детонации ((1.22)-(1.24) и (3.1)-(3.3)), которые мы рассматривали.

Это противоречие разрешается тем, что до сих пор при анализе этих течений мы не учитывали потерю энергии из зоны горения и связанного с ним охлаждения газа. Но такое охлаждение всегда существует в любом реальном опыте. В экспериментах по распространению в трубах, каналах и других ограниченных объемах это может быть охлаждение за счет теплоотвода на стенку, причем оно сильно зависит от размеров и формы объема. При распространении в открытом пространстве это могут быть излучательные потери, которые также сильно зависят от размеров и формы пламени.

Наличие потерь кардинально меняют ситуацию с существованием решений уравнений газодинамики (1.22)-(1.24) и (3.1)-(3.3) в виде бегущих незатухающих волн. С появлением охлаждения в задачах (1.22)-(1.24) или (3.1)-(3.3) появляется новый параметр – отношение времени реакции к характерному времени охлаждения, или, что то же – мощности охлаждения к мощности нагрева за счет реакции. Это отношение называют числом Дамкёлера. В отсутствие охлаждения этот параметр всегда равен 0 при любом значении q . С ростом интенсивности охлаждения значение этого параметра растет. Начиная с некоторого критического его значения решение (1.22)-(1.24) или (3.1)-(3.3) в виде стационарных волн с постоянной скоростью перестает существовать. С этим и связано существование предельных диаметров трубы и концентрационных пределов.

Действительно, при уменьшении содержания топлива относительно стехиометрии мощность нагрева резко падает по двум причинам: из-за уменьшения q и из-за увеличения времени реакции при уменьшении температуры горения. Интенсивность же охлаждения для перечисленных выше механизмов потерь энергии зависит от температуры горячего газа сравнительно слабо. Поэтому отношение мощности потерь к мощности нагрева растет с уменьшением содержания топлива. При определенной концентрации достигается его критическое значение, и распространение стационарной волны становится невозможно. Это и есть нижний концентрационный предел. То же самое происходит и при увеличении содержания топлива (т.е., уменьшения содержания окислителя) относительно стехиометрического.

Существование пределов распространения горения можно было бы установить непосредственно из решения уравнений (1.22)-(1.24) или (3.1)-(3.3) с охлаждением в правых частях. Мы проведем качественный анализ.

Рассматриваем волну горения или детонационную волну. Пусть T_{af} – конечная температура за зоной горения в отсутствие охлаждения – «адиабатическая» температура. Если имеется охлаждение, интенсивность которого мы обозначим Q_c (Дж/кг сек), то конечная температура уменьшится и станет равной T_f . Небольшое уменьшение конечной температуры $\Delta T = T_{af} - T_f$ (мы увидим, что на пределе распространения это изменение небольшое) в зоне реакции можно оценить как

$$\Delta T/T_{af} = Q_c/Q_x = Q_c\tau_r/q, \quad (3.13)$$

где Q_x – по-прежнему мощность нагрева от реакции, τ_r – характерное время горения при температуре T_f . Это время может заметно отличаться от «адиабатического» времени реакции τ_{ar} (т.е., без учета охлаждения) при температуре T_{af} . Поскольку зависимость времени реакции от температуры – аррениусовская (см. форм. (1.3а), (1.8)), то можно написать:

$$\frac{\tau_r}{\tau_{ar}} = \frac{\exp(E_a/T_f)}{\exp(E_a/T_{af})}, \text{ или}$$

$$\tau_r = \tau_{ar} \exp\left(\frac{E_a}{T_f} - \frac{E_a}{T_{af}}\right) = \tau_{ar} \exp\left(\left(\frac{\Delta T}{T_f}\right)\left(\frac{E_a}{T_{af}}\right)\right). \quad (3.14)$$

Здесь разность в показателе экспоненты мы разложили, воспользовавшись малостью $\Delta T/T_{af}$. Подставляя время горения из (3.14) в (3.13) получаем трансцендентное уравнение для $\Delta T/T_{af}$:

$$\frac{\Delta T}{T_{af}} = \left(\frac{Q_c\tau_{ar}}{q}\right) \exp\left(\left(\frac{\Delta T}{T_{af}}\right)\left(\frac{E_a}{T_{af}}\right)\right). \quad (3.15)$$

Обозначив показатель экспоненты $(\Delta T/T_{af})(E_a/T_{af}) = x$, перепишем это уравнение в виде:

$$Bx = \exp(x), \quad (3.16)$$

где $B = (q/Q_c\tau_{ar})(T_{af}/E_a)$. Эта величина может принимать разные значения в зависимости от интенсивности охлаждения Q_c . Изобразим на графике правую и левую части уравнения (3.16) при разных значениях B . Соответствующие кривые показаны на рис. 3.5.

При достаточно больших B (слабое охлаждение) уравнение имеет решения, причем их два. Они соответствуют пересечению прямой 1 с экспоненциальной кривой 0. При малых значениях B (сильное охлаждение) прямая 3, отображающая левую часть (3.16), вообще не пересекает кривую, отображающую правую часть, и (3.16) не имеет решения. Существует единственное значение B , граничное между двумя предыдущими случаями, когда прямая 3 касается экспоненты в одной точке. При $Q_c=0$ $B \rightarrow \infty$, прямая левой части вертикальна, и (3.16) имеет единственное решение $x=0$, т.е., $\Delta T=0$, что соответствует адиабатическому случаю, как и должно быть.

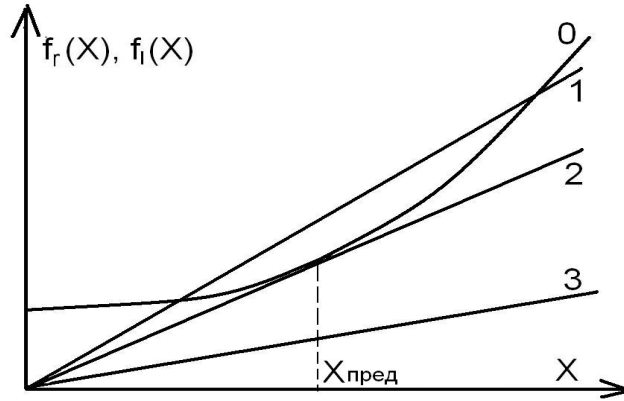


Рис. 3.5. Графическое решение уравнения (3.16)

В первом случае решение в виде бегущей волны существует, горение распространяется в пространстве при наличии охлаждения. При этом амплитуда температуры меньше адиабатической, и разница находится из решения уравнения (3.15). Можно показать, что из двух решений физическим является наименьшее, непрерывно переходящее при $B \rightarrow \infty$ в $x=0$. Второе решение отвечает неустойчивому режиму и не может осуществляться в природе.

Во втором случае, при сильном охлаждении нет решения в виде волны, и горение не может распространяться.

Третий случай соответствует как раз пределу распространения. Определим параметры волн дефлаграции и детонации на пределе.

На пределе (т.е., в точке касания, рис. 3.5) кроме (3.16), должно еще выполняться равенство наклонов правой и левой частей, т.е., равенство их производных:

$$B = \exp(x), \quad (3.17)$$

Сравнивая (3.17) с (3.16), находим, что на пределе $x = 1$, откуда следует, что

$$\left(\frac{\Delta T}{T_{af}} \right) = \frac{T_{af}}{E_a} \ll 1. \quad (3.18)$$

Таким образом, мы видим, что на пределе как дефлаграции, так и детонации температура вовсе не стремится к малым значениям, но ее уменьшение по отношению к «адиабатической» оказывается очень незначительным.

Найдем теперь изменение скорости распространения на пределе. Рассмотрим сначала случай детонации. Скорость детонационной волны V_d – это скорость передней ударной волны, которая в случае большой амплитуды (мы для простоты рассматриваем только этот случай), как следует из (2.24), $V_d \sim (T_f)^{1/2}$. Поэтому

$$\frac{\Delta V}{V_{ad}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta T}{T_{af}} \right) = \frac{T_{af}}{2E_a} \ll 1 \quad (3.19)$$

(V_{ad} – «адиабатическая» скорость детонации). Таким образом, скорость детонационной волны на пределе также уменьшается очень незначительно.

Нормальная скорость дефлаграции, согласно формуле (1.14) пропорциональна $(1/\tau_r)^{1/2} \sim \exp(-E_a/2T_f)$, так что

$$\frac{V_n}{V_{an}} = \exp\left(-\frac{E_a}{2T_f} + \frac{E_a}{2T_{af}}\right) = \exp\left(-\left(\frac{\Delta T}{T_{af}}\right)\left(\frac{E_a}{2T_{af}}\right)\right) = \exp\left(-\frac{x}{2}\right)$$

(V_n – нормальная адиабатическая скорость пламени). Поскольку на пределе $x=1$, то

$$\frac{V_n}{V_{an}} = \exp\left(-\frac{1}{2}\right). \quad (3.20)$$

Таким образом, и скорость дефлаграции не стремится к 0 на пределе, а уменьшается лишь в $e^{0.5} \approx 1.65$ раз по сравнению с адиабатическим случаем.

Найдем еще предельное отношение скоростей (или характерных времен) охлаждения и нагрева – число Дамкёлера. Из (3.17) находим, что $B = \exp(1)$ ($x=1$ на пределе). Отсюда

$$\frac{Q_c}{Q_x} = \frac{\tau_{ar}}{\tau_c} = \frac{T_{af}}{eE_a}. \quad (3.21)$$

($\tau_c = q/Q_c$ – характерное время охлаждения). Мы видим, что предельное число Дамкёлера также невелико.

Фактические концентрационные пределы горения и детонации водородовоздушной смеси, полученные опытным путем в экспериментах по распространению в трубах, следующие:

- Пределы распространения горения: нижний предел мольной доли водорода – 7,7%, верхний – 77,4%. Распространение пламени возможно только если мольная доля водорода в смеси лежит между нижним и верхним пределами.
- Пределы распространения детонации: нижний предел – 18%, верхний – 59%. Недавно появились данные экспериментов в очень широких трубах [12], согласно которым эти пределы составляют 11.6 и 74.9%

Стехиометрическая мольная доля водорода в водородовоздушной смеси – 28%.

Структура фронта при наличии охлаждения

Наличие охлаждения, даже настолько малого, что стационарная детонация все же существует, приводит к принципиальным изменениям внутренней структуры фронта. В отсутствие охлаждения правая часть уравнения (3.4) Q_x строго положительна, и, будучи пропорциональна концентрациям реагирующих веществ, обращается в 0 асимптотически, при $x \rightarrow \infty$. Величина $(M-1)$ обращается в 0, как мы видели, одновременно с Q_x , и, следовательно, точка Чепмена-Жуге находится формально на бесконечном удалении от переднего фронта.

В действительности всегда существующее охлаждение должно быть учтено добавлением к правой части (3.3) и (3.4) некоторого малого строго отрицательного слагаемого: $Q_x \rightarrow Q_x - Q_c$. В этом случае правая часть обратится в 0 уже не при нулевом, а при вполне конечном значении мощности химического нагрева, до полного выгорания топлива и на конечном расстоянии от переднего фронта. В этой же точке достигается условие Чепмена-Жуге $M=1$. За этой точкой мощность химического нагрева продолжает падать, и, правая часть в (3.4) меняет знак. Одновременно с этим поменяет знак и коэффициент при производной в левой части (3.4): станет $v > c$, т.е., произойдет сверхзвуковой переход. При этом скорость и число Маха продолжают увеличиваться вниз по потоку в соответствии с уравнением (3.4). Подобно тому, как в сопле Лавала сверхзвуковой переход происходит в минимальном сечении канала, когда его сужение вниз по потоку сменяется расширением, здесь сверхзвуковой переход происходит в точке, где нагрев газа сменяется охлаждением. Профиль числа Маха и мощности нагрева в детонационной волне с учетом реального охлаждения качественно показан рис. 3.6.

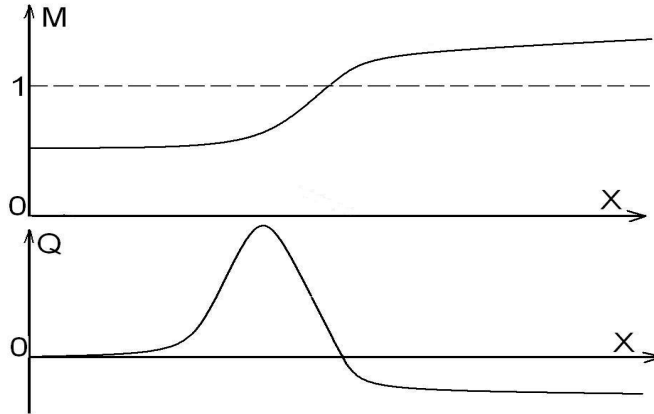


Рис. 3.6. Качественный вид профилей числа Маха M и мощности тепловыделения в детонационном фронте с учетом охлаждения

Таким образом, при конечном охлаждении точка Чепмена-Жуге находится на конечном расстоянии от переднего фронта (это расстояние и есть размер зоны горения). За этой точкой вниз по потоку простирается сверхзвуковая область течения. Детонационный комплекс по-прежнему не чувствителен к возмущениям, исходящим из области за точкой Чепмена-Жуге (сверхзвуковой области). В частности, горение топлива в этой области не может повлиять на параметры детонации. Поскольку в зоне горения, т.е., до звуковой точки, как мы видели, топливо выгорает не полностью, то в формулах (3.8)-(3.12) под q нужно понимать не полную теплоту реакции, а несколько уменьшенную на «недожог» величину. Этот «недожог» обычно составляет несколько процентов.

3.6 Неустойчивость детонации. Трехмерная структура детонации

До сих пор мы рассматривали детонацию как одномерное стационарное движение. Уравнения газовой динамики с горением имеют решения в виде стационарных одномерных волн, и мы исследовали такие решения. В действительности детонация – существенно нестационарное и существенно трехмерное явление. Дело в том, что плоская стационарная детонационная волна неустойчива. Причина неустойчивости – в чрезвычайно резкой зависимости скорости горения от температуры (см. [7]).

Чтобы убедиться в неустойчивости детонации, воспользуемся моделью структуры фронта ZND, которая была рассмотрена выше. Пусть сплошная линия AG на рис. 3.7 представляет проекцию плоского переднего фронта стационарной детонационной волны, распространяющейся в направлении снизу вверх, а линия $A'G'$ – проекцию фронта горения. Пространство между нами представляет зону индукции с постоянными параметрами. Сверху от фронта передней ударной волны AG (область 1) давление равно P_1 (невозмущенное), внутри зоны индукции (между линиями AG и $A'G'$, область 2) – P_2 , а позади нее (снизу от линии $A'G'$, область 3) – P_3 , причем, $P_1 < P_3 < P_2$. Представим себе, что на переднем фронте возникло малое возмущение, в котором на участке $B'CD$ скорость фронта несколько увеличилась, и этот участок вышел вперед относительно невозмущенного фронта, а на участке DEF , наоборот, уменьшилась, и этот участок оказался позади. Возмущенная форма фронта показана на рис. 3.7 пунктиром.

Изменение скорости ударного фронта приводит, как мы знаем, к изменению температуры за фронтом: за участком $B'CD$ температура будет выше, а за участком DEF – ниже средней в области 2. Из-за резкой зависимости времени реакции от температуры за участком $B'CD$ время индукции и, соответственно, размер зоны индукции, будут меньше, а на участке DEF – больше, чем средние в области 2. Возмущенное положение фронта горения (точнее, тепловыделения) показано пунктирной линией $B'C'D'E'F'$ на рис. 3.7.

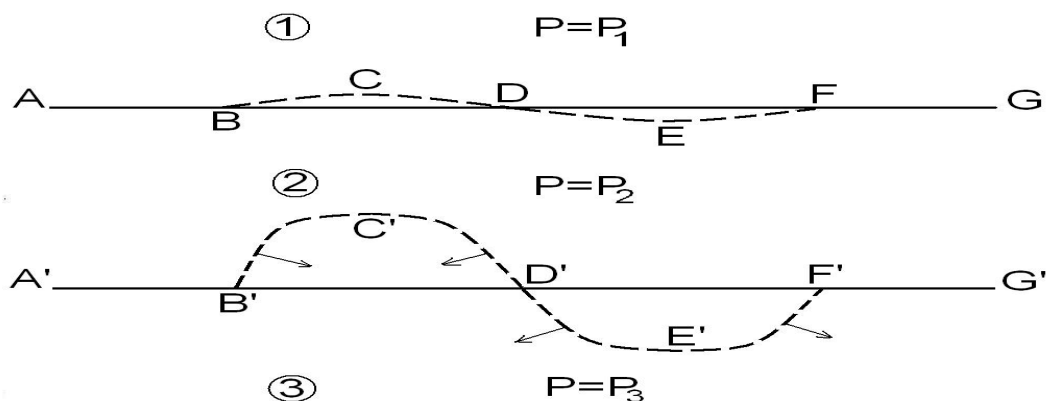


Рис. 3.7. Неустойчивость детонационного фронта

Мы видим, что на участке $B'C'D'B'$ (за опережающей частью фронта) имеется уже сгоревший газ с конечным давлением P_3 , тогда как окружающий этот участок газ в зоне 2 имеет давление $P_2 > P_3$. За отстающей же частью фронта, на участке $D'E'F'D'$ газ имеет давление P_2 , как в зоне индукции, тогда как у окружающего газа давление равно $P_3 < P_2$. Поэтому участок $B'C'D'B'$ будет подвергаться сжатию со стороны окружающего газа с более высоким давлением. Стрелками на рис. 3.7 показаны направления движения газа при сжатии. В сжимаемом газе скорость звука возрастает, и в этой области создаются условия для пересжатой детонации. Пересжатая детонация, подталкиваемая «поршнем» в виде окружающего газа высокого давления, распространяется с большей скоростью по отношению к нормальной Чепмена-Жуге, и опережающий участок $B'CD$ еще дальше продвинется вперед.

За отстающей частью, на участке $D'E'F'D'$ возникнет волна разгрузки, и газ из этой области будет расширяться в сторону окружающего газа, как показано стрелками на рис. 3.7. Волна разрежения, дойдя до переднего фронта, приведет к его замедлению, и участок DEF еще больше отстанет.

Таким образом, начальное возмущение фронта будет усиливаться, и плоский детонационный фронт неустойчив. Как показывает опыт, в результате развития неустойчивости на фронте детонации образуются изломы, являющиеся пересечением детонационных и ударных фронтов [7]. Плоский фронт детонации распадается на ряд пересекающихся наклонных волн, причем на линиях пересечения косых фронтов давление и температура оказываются существенно повышенным относительно средних значений. Эти линии перемещаются вдоль поверхности фронта. Структура фронта детонации, полученная в двумерном расчете, показана на рис. 3.8. Видны перемещающиеся вдоль фронта изломы.

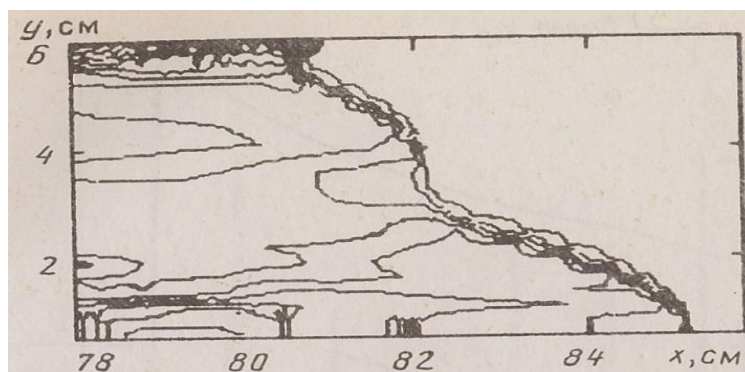


Рис. 3.8. Двумерная структура детонационного фронта. Линии уровня давления (расчет [11]).

Точки пересечения таких линий со стенками описывают вдоль стенки наклонные траектории, а совокупность точек, движущихся вдоль фронта в противоположных направлениях, дает сетчатую (ячеистую) совокупность траекторий.

Считается, что траектории точек с максимальным давлением оставляют характерные следы ячеистой формы на специально подготовленной стенке канала в опытах по детонации газовых смесей в трубах [7]. В связи с этим говорят о ячеистой структуре детонации.

Расчетная картина ячеистой структуры детонации, полученная в двумерно расчете, показана на рис. 3.9. В каждой точке рассчитывалось давление, максимальное за все время процесса, и линии уровня этой величины представлены на рис. 3.9.

Расчет показывает, что давление в точках пересечения изломов (узлах ячеистой структуры) примерно в 1.5 раза больше давления в одном изломе (на "перемычках" сетки) и примерно в 3 раза больше давления вне изломов.

Размер детонационной ячейки не зависит от размера и формы канала, в котором производится эксперимент, и является характеристикой самой горючей смеси. Этот параметр изменяется в широком диапазоне в зависимости от состава смеси. Можно сказать, что длина детонационной ячейки для данной смеси пропорциональна ширине зоны реакции. Действительно, единственным параметром размерности длины, характеризующим собственно газовую смесь, является именно эта ширина, которая в свою очередь пропорциональна времени реакции при температуре в детонационном фронте и скорости газового потока в нем. Опыт, в общем, подтверждает такую пропорциональность. Вместе со временем реакции длина ячейки чрезвычайно резко зависит от температуры в детонационной волне и, следовательно, от состава смеси.

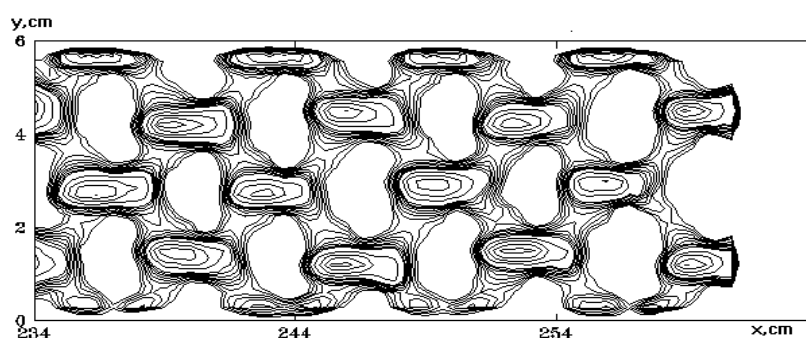


Рис. 3.9. Двумерный расчет [11] ячеистой структуры детонации. Линии уровня максимального за весь процесс давления

На рис. 3.10 показана экспериментальная зависимость размера детонационной ячейки для водородо-воздушной смеси от мольной доли водорода [12]. В стехиометрической смеси температура во фронте детонации максимальна, и ей соответствует минимальная длина ячейки. По мере отклонения состава смеси от стехиометрического эффективная удельная теплота реакции (на 1 кг смеси) падает, вместе с ней падает температура, что приводит к резкому возрастанию размера ячейки.

Размер детонационной ячейки – сравнительно просто измеряемая величина, и ее рассматривают как фундаментальную константу, характеризующую данную смесь (см. [12]).

В стехиометрической смеси водорода с воздухом размер детонационной ячейки составляет 1.5 – 2 см.

Длина детонационной ячейки рассматривается как степень детонационной опасности данной газовой смеси. Чем меньше длина, тем быстрее сгорает смесь и тем легче инициировать детонацию. Вопросы возбуждения детонации будут обсуждаться в следующем разделе.

Несмотря на то, что детонация, как мы видели, есть существенно трехмерное и нестационарное явление, простая одномерная теория с весьма хорошей точностью предсказывает такие важнейшие парамет-

ры, как скорость распространения, давление и температура за фронтом (в реальном случае под ними нужно понимать усредненные значения), а также среднюю ширину зоны горения. Поэтому одномерная теория сохраняет не только методическое, но практическое значение. Мы и в дальнейшем будем пользоваться одномерной теорией при рассмотрении детонации в двухфазных средах, имея в виду описание средних величин.

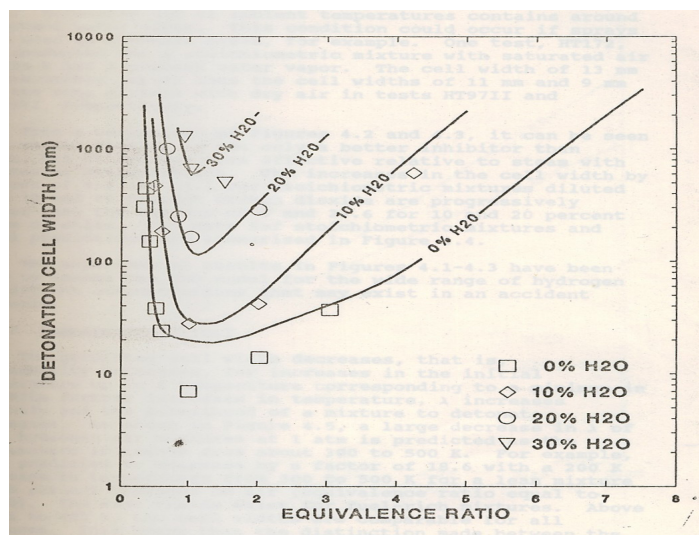


Рис. 3.10. Зависимость размера детонационной ячейки в водородовоздушной смеси от мольной доли водорода. Equivalence ratio есть отношение мольной доли H_2 к стехиометрическому значению

3.7 Критическая энергия инициирования

Разные горючие газовые смеси по-разному опасны с точки зрения риска возникновения детонации и ее последствий. Возникает вопрос о количественной характеристике степени опасности той или иной газовой смеси. Чтобы инициировать детонацию в первоначально неподвижной и холодной газовой смеси, необходима определенная энергия воздействия. В качестве величины, характеризующей опасность возникновения детонации в данной смеси, может быть выбрана минимальная энергия инициирования детонации. Чем меньше эта энергия, тем, очевидно, большую опасность представляет данная смесь.

В принципе возможны два способа инициирования детонации: прямое инициирование внешним источником энергии; не прямое инициирование со слабым локальным поджигом, сопровождаемым ускорением пламени и переходом дефлаграция-детонация. В первом случае энергия, необходимая для установления самоподдерживающегося детонационного фронта обеспечивается внешним источником, например, взрывом определенного количества ВВ. Во втором случае эта энергия, в конечном счете, есть энергия горения самой горючей смеси.

В первом случае энергия инициирования имеет определенное значение для каждой смеси и прямо характеризует опасность возникновения детонации в данной смеси. Во втором случае энергия слабого поджига может быть намного меньше энергии прямого инициирования.

Второй способ инициирования, связанный с переходом медленного горения в детонацию, частично обсуждался нами при рассмотрении вопроса о самоускорении пламени. Механизмы и необходимые условия для такого перехода во многом еще не ясны и во всяком случае сильно зависят не только от свойств собственно смеси, но и от геометрии и других внешних факторов. В этом разделе мы рассмотрим инициирование прямым способом, когда детонация возникает непосредственно в результате воздействия, без перехода из медленного режима горения.

Оценка критической энергии, необходимой для прямого инициирования газовой детонации — важная задача, и ей посвящены многочисленные исследования [13, 14, 15]. При всех способах возбуждения (подрыв заряда в/в [13, 14], инициирование при выходе из узкой трубки в широкий объем [15]) критиче-

скую энергию связывают с фундаментальной константой, характеризующей данную горючую смесь – размером детонационной ячейки λ_d . При заданном способе возбуждения критическая энергия (в трехмерном случае) оказывается пропорциональна λ_d^3 .

Рассмотрим вначале простейшую одномерную модельную задачу о возбуждении детонации с помощью поршня. Пусть поршень в течение интервала Δt движется равномерно в трубе, сжимая первоначально однородную газовую смесь с такой скоростью v , при которой давление в ударной волне P соответствует давлению в передней волне Чепмена-Жуге (ок. 30 атм. для водородовоздушной смеси). При движении поршень передает в газ мощность $W=Pv$, а полная энергия, переданная в газ (на единицу площади фронта) будет $E=Pv\Delta t$, т.е., пропорциональна длительности движения Δt . После остановки поршня возникнет волна разрежения, и ударная волна будет затухать. Если время существования высокого давления в ударной волне δt больше времени горения смеси τ_r , то отходящая от поршня ударная волна перейдет в детонацию. Если же это время меньше времени горения то ударная волна затухнет раньше, чем газ успеет сгореть, и никакой детонации не возникнет. Таким образом, критическое условие инициирования детонации может быть сформулировано как

$$\delta t \sim \tau_r.$$

Но время затухания амплитуды δt , очевидно пропорционально длительности движения поршня Δt , которая в свою очередь пропорциональна энергии E $\delta t \sim \Delta t \sim E$, а время реакции, как мы знаем, пропорционально длине ячейки $\tau_r \sim \lambda_d$. Поэтому в одномерном случае критическая погонная энергия инициирования должна быть пропорциональна размеру детонационной ячейки:

$$E_{cr} \sim \lambda_d. \quad (3.22)$$

Теперь рассмотрим по-прежнему одномерный, но более реальный случай, соответствующий инициированию детонации путем подрыва заряда ВВ. Пусть в однородной смеси имеется слой толщины Δx с давлением $P_0 \gg P_{CJ}$ (P_{CJ} – давление в химпике волны Чепмена-Жуге), моделирующий продукты взрыва слоя ВВ в момент взрыва. Энергия (погонная, на 1 кв. м фронта) этой области инициирования есть $E_0 = P_0 \Delta x / (\gamma - 1)$. При распаде области высокого давления в газе возбуждается сильно пересжатая детонационная волна, амплитуда которой падает со временем. В момент времени t_{CJ} амплитуда ее давления достигнет P_{CJ} , а температуры – соответственно T_{CJ} . Если время δt , в течение которого температура в волне близка к T_{CJ} , больше времени горения, произойдет возбуждение детонации. Если это время меньше времени горения, волна затухнет раньше, чем газ успеет сгореть, и детонация не возникнет. Таким образом, снова имеем критерий $\delta t \sim \tau_r$.

Чтобы определить зависимость $T(t)$, замечаем, что энергия в возмущенной области сохраняется. Поэтому давление в передней ударной волне можно по порядку величины оценить исходя из того, что $Pr = \text{const} \sim E_0$, где r – расстояние, на которое ушел передний фронт от места инициирования. Учитывая, что для сильной волны $P \sim T \sim v^2$ (см. форм. (2.24)), найдем временную зависимость скорости волны и температуры. Используя последние соотношения, имеем:

$$v^2 \sim E_0 / r, \quad \text{или} \quad dr/dt \sim E_0^{1/2} r^{-1/2},$$

откуда, интегрируя это соотношение, получаем:

$$r \sim E_0^{1/3} t^{2/3}, \quad \text{и} \quad T \sim v^2 \sim E_0^{2/3} t^{-2/3}. \quad (3.23)$$

Время, за которое температура достигнет значения T_{CJ} , как следует из (3.23), пропорционально

$$t_{CJ} \sim E_0 / T_{CJ}^{3/2}. \quad (3.24)$$

Теперь найдем временной промежуток, в течение которого температура при степенной зависимости от времени (3.23) находится в определенном интервале около T_{CJ} . Величину этого интервала мы найдем из следующих соображений: в силу экспоненциальной зависимости времени горения от температуры это время изменяется в e раз при изменении температуры на величину

$$\Delta T = T_{CJ} (T_{CJ} / E_a). \quad (3.25)$$

Это и есть интересующий нас интервал температуры. Нужный нам временной промежуток δt находим из соотношения $\Delta T = \delta t (dT/dt)|_{T=T_{CJ}} \sim \delta t (T_{CJ}/t_{CJ})$ (производная, как и все другие величины, оценена здесь по порядку величины, исходя из степенной зависимости (3.23), поэтому числовые коэффициенты не пишем). Подставляя t_{CJ} и ΔT из (3.24) и (3.25), получаем: $\delta t \sim \Delta T t_{CJ} / T_{CJ} \sim E'_0 (E_a T_{CJ}^{1/2})^{-1}$. Учитывая, что критическим условием инициирования является $\delta t \sim \tau_r$ и что $\tau_r \sim \lambda_d$, получаем окончательное соотношение для критической энергии и критическом размере зоны инициирования (при заданном давлении в ней P_0):

$$E_{cr} \sim \lambda_d, \Delta x \sim \lambda_d.$$

Таким образом, снова мы видим, что и в этом случае критическая погонная энергия пропорциональна размеру детонационной ячейки. Критическая ширина зоны инициирования (т.е., ширина слоя В/В) также пропорциональна λ_d .

В реальной трехмерной постановке задача в простейшем варианте ставится таким образом: найти минимальный радиус (и минимальную энергию E) сферического заряда ВВ, помещенного в горючей смеси, необходимый для прямого инициирования детонации. Точно такими же рассуждениями можно убедиться, что критический радиус заряда (при заданном начальном давлении в его объеме) по-прежнему пропорционален длине детонационной ячейки $r_{cr} \sim \lambda_d$, а критическая энергия – пропорциональна уже кубу размера ячейки: $E_{cr} \sim \lambda_d^3$.

Критическая энергия при взрывном инициировании зависит еще от параметров (температуры, плотности) в зоне инициирования.

Экспериментальные данные и расчеты подтверждают выведенные зависимости между критической энергией инициирования и размером детонационной ячейки. Для водородоздушной смеси при стехиометрическом составе критическая энергия минимальна и, как и размер ячейки, чрезвычайно быстро растет при отклонении состава от стехиометрического в обе стороны.

Рис. 3.11 представляет результаты расчета инициирования детонации сферическим зарядом тротила. Расчетный критический радиус для стехиометрической смеси оказался равен 8.7 мм, что близко к экспериментальным данным.

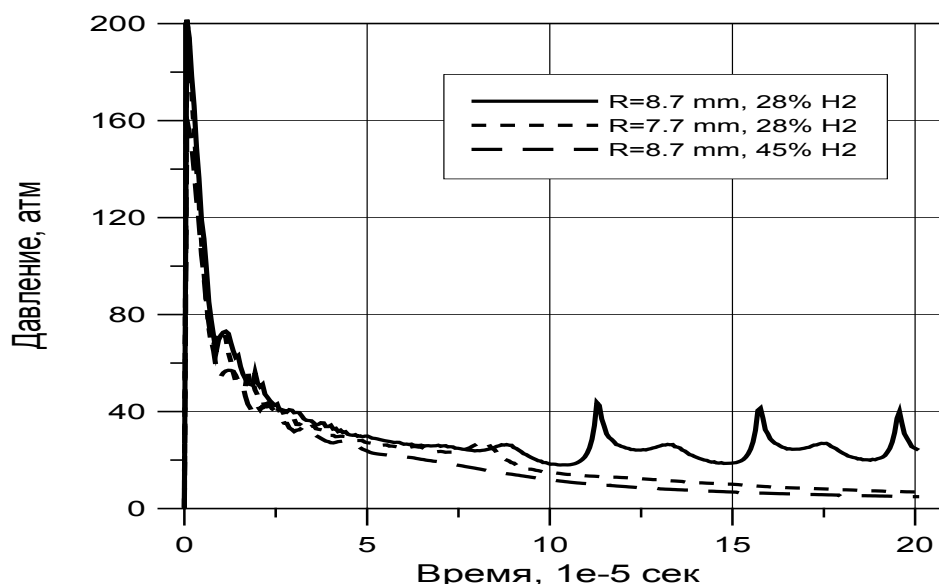


Рис. 3.11 Временной ход максимального давления на фронте головной ударной волны в случае возбуждения детонации и распада детонационного комплекса

На рисунке показан временной ход максимального давления в газовой смеси при разных радиусах заряда и разных составах смеси (максимум давления всегда находится во фронте головной ударной волны).

Сплошная кривая соответствует стехиометрической смеси и радиусу заряда $R = 8.7$ мм. В этом случае исходное возмущение переходит в незатухающий пульсирующий режим, и происходит инициирование детонации. При меньшем радиусе $R = 7.7$ мм первоначальная пересжатая волна распадается, и происходит монотонное падение амплитуды давления (пунктирная кривая). Аналогичный распад наблюдается при том же радиусе $R = 8.7$ мм, но при инициировании взрывом нестехиометрической смеси (45% H_2).

Таким образом, мы видим, что энергия, необходимая для прямого инициирования детонации, а вместе с ней и опасность той или иной смеси, зависит от фундаментальной характеристики смеси – размера детонационной ячейки. Чем меньше этот размер, тем более опасна данная смесь с точки зрения риска возникновения детонации.

4 Детонация в двухфазной газок капельной системе

Уже отмечалось, что в аварийных ситуациях на реакторах АЭС возможно выделение и накопление в замкнутых объемах значительного количества водорода, что создает опасность взрыва. Важно, что в типичных условиях в атмосфере контейнмента имеется распыленная вода. Капельная взвесь может образовываться от нескольких причин: объемная конденсация пара, работа так называемой спринклерной системы, которая распыляет воду для осаждения аэрозолей и охлаждения атмосферы в объеме защитной оболочки.

Правила и меры по предотвращению и снижению риска взрыва водорода исходят из знания концентрационных пределов распространения горения и детонации. В то же время известно (см. работы [16-19]), что эти пределы в значительной мере зависят от наличия капельной взвеси в объеме горючего газа. При этом капельная взвесь может сдвигать их в обе стороны: при больших размерах капель наблюдается расширения концентрационных пределов горения [16]; в случае малых размеров капель происходит подавление детонации [17-19]. Все это необходимо учитывать при разработке мер по снижению риска взрыва водорода.

Изучение воздействия капельных распылов на процессы горения и взрыва представляет, таким образом, важную задачу. В то же время эта тема изучена сейчас недостаточно как в экспериментальном плане, так и в теоретическом.

4.1 Основные уравнения

Рассмотрим простейшую континуальную модель газок капельной среды. Мы будем предполагать дальше, что имеем дело только с каплями воды малого размера. Под малыми понимаются такие размеры капель, при которых временной масштаб неоднородности, возникающей вблизи капли при обтекании ее потоком газа, много меньше времени сгорания смеси. При этом неоднородностью среды и усилением перемешивания, связанными с наличием капель, можно пренебречь, и на передний план выходят процессы тепло- и массообмена, что вызывает торможение газовой смеси за счет трения о капли и ее охлаждение.

В указанном приближении дисперсная капельная фаза может быть представлена как сплошная гидродинамическая среда. При этом газок капельная взвесь в целом представляется как две взаимопроникающие взаимодействующие среды: газовая фаза и капельная фаза. Первая описывается уравнениями газовой динамики для реагирующей смеси.

В простейшем случае монодисперсной капельной взвеси (капли одного размера) эта среда характеризуется плотностью ρ_w (средняя плотность взвеси) и скоростью v (предполагается, что все капли в данной точке движутся с одной скоростью). Парциальное давление такой среды, очевидно, должно быть равно 0. Формально такую среду можно рассматривать как газ с очень большой молекулярной массой (значительно больше средней молекулярной массы газовой смеси) и описывать ее обычными уравнениями газовой динамики. Действительно, при заданной плотности и температуре давление газа, как известно, обратно пропорционально молекулярной массе.

Две жидкости, представляющие газовую и капельную фазы, взаимодействуют друг с другом посредством трения (обмена импульсом), тепло- и массообмена. Это взаимодействие описывается правыми частями соответствующих газодинамических уравнений для каждой жидкости.

В более общем случае, когда капельная фаза является полидисперсной, т.е., содержит капли разных размеров, требуется многожидкостной подход. Поскольку интенсивность обмена импульсом с газом зависит от размера капель, капельная фаза должна быть разбита на группы по размерам капель, каждая со своей плотностью и скоростью.

Кроме того, если речь идет о жидких частицах, необходимо, вообще говоря, учитывать и такие эффекты, как деформация капель и их дробление и так называемая «обдирка». Деформация капель приводит к существенному увеличению аэродинамического сопротивления и, следовательно, межфазного трения. При дроблении происходит распад капли на более мелкие и увеличение общей поверхности межфазной границы, что усиливает межфазный обмен. Под обдиркой понимается непрерывно протекающий процесс срыва с поверхности капли струи, состоящей из очень мелких капель.

Поведение капли в газовом потоке определяется в основном числами Рейнольдса и Вебера. ($We = 2\rho_g v^2 r / \sigma$, где σ – поверхностное натяжение конденсированной воды). Чем меньше размер капли, тем меньше она подвергается деформации и дроблению.

Размер фрагментов, возникающих при обдирке, составляет 10 мкм и меньше [17]. Столь мелкие капли в характерном для детонации газовом потоке имеют сферическую форму и не подвергаются ни деформации, ни дроблению. Эту фракцию капельной взвеси мы будем называть в дальнейшем «пылью».

Уравнения, описывающие стационарную детонационную волну в двухфазной среде, есть все те же соотношения сохранения массы, импульса и энергии для обеих фаз с учетом обмена массой, импульсом и энергией между фазами. Соответствующая система представлена в наиболее общем виде, с учетом всех вышеупомянутых процессов. Предполагается, что имеется несколько групп капель разных размеров. Водяную пыль, возникающую в результате процесса дробления или обдирки [9], будем относить к отдельной группе капель.

Уравнения для газовой фазы:

$$\frac{d}{dz}(\rho_g v_g) = \sum_i J_{gi} + J_{gn} \quad (4.1)$$

$$\frac{d}{dz}(P_g + \rho_g v_g^2) = \sum_i J_{gi} v + J_{gn} v_n + \sum_i F_{gi} + F_{gn} \quad (4.2)$$

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{v_g^2}{2} + h_g \right) \rho_g v_g = \sum_i J_{gi} \frac{v_i^2}{2} + \sum_i F_{gi} v_i + Q_\chi - \sum_i Q_{ti} + \sum_i J_{gi} c T_i + J_{gn} c T_n \quad (4.3)$$

Уравнения для капельной взвеси:

$$\frac{d}{dz}(\rho_i v_i) = -J_{gi} - J_{ni} \quad (4.4)$$

$$\frac{d}{dz}(\rho_i v_i^2) = -(J_{gi} + J_{ni})v_i - F_{gi} \quad (4.5)$$

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{v_i^2}{2} + cT_i \right) \rho_i v_i = - (J_{gi} + J_{ng}) \frac{v_i^2}{2} - F_{gi} + Q_{ti} - Q_{vi} - (J_{gi} + J_{ni}) cT_i \quad (4.6)$$

Уравнения для пыли:

$$\frac{d}{dz} (\rho_n v_n) = \sum_i J_{ni} - J_{gn} \quad (4.7)$$

$$\frac{d}{dz} (\rho_n v_n^2) = \sum_i J_{ni} v_i - F_{gn} - J_{gn} v_n \quad (4.8)$$

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{v_n^2}{2} + cT_n \right) \rho_n v_n = \sum_i J_{ni} \frac{v_i^2}{2} - F_{gn} v_n - J_{gn} \frac{v_i^2}{2} + Q_{tn} - Q_{vn} + \sum_i J_{ni} cT_i - J_{gn} cT_n \quad (4.9)$$

Здесь индекс g относится к газовой фазе; индекс i – номер группы капель; индекс $i=n$ соответствует пыли; P_g, v_g, ρ_g, h_g – давление, скорость, плотность и удельная энтальпия газовой смеси; (v_i, T_i, ρ_i) – скорость, температура и средняя плотность капель для группы i (включая $i=n$) с радиусом r_i ; J_{gi} – поток пара в газовую фазу от испарения i -й группы капель; F_{gi} – объемная сила трения между каплями i -й группы и газом; Q_{ti} – поток тепла из единицы объема газа к жидкости через теплопроводность; Q_{vi} – поток тепла на парообразование (на единицу объема газа); J_{ni} – интенсивность обдирки капель (т.е. перехода из i -й группы в n -ю – пыль); c – теплоемкость на единицу массы для конденсированной воды; Q_x – химическое тепловыделение.

Рассмотрим теперь подробно процессы межфазного взаимодействия.

4.2 Замыкающие соотношения

Сила трения

В дальнейшем для простоты записи мы будем опускать индекс номера группы капельной фазы, и все величины, относящиеся к данной группе капель, будем обозначать индексом « w ».

Объемная сила трения, действующая со стороны газа на капельную взвесь, может быть вычислена как $F = F_1 N_w$, где F_1 – сила, действующая на одну каплю в газовом потоке, N_w – объемная концентрация капль, т.е., количество капль в единице объема. Для сокращения записи дальше у величин, относящихся к капельной фазе, мы будем опускать индекс, соответствующий номеру группы. Концентрация капль равна

$$N_w = \rho_w / M_1 = \rho_w / \Omega_1 = 3\rho_w / (\rho_{00} 4\pi r^3), \quad (4.10)$$

где ρ_w – средняя плотность капельной фазы, M_1 – масса одной капли радиуса r , Ω_1 – объем этой капли, ρ_{00} – плотность конденсированной воды.

На тело, находящееся в газовом потоке с неоднородным давлением, действует сила, связанная с обтеканием его потоком F_{1v} , и сила, связанная с градиентом давления F_{1p} : $F_1 = F_{1v} + F_{1p}$. Сила, связанная с градиентом давления F_{1p} , равна

$$F_{1p} = \int P dS = \nabla P \Omega_1 \quad (dS - \text{векторный элемент поверхности капли}). \quad (4.11)$$

Сила, действующая на сферическое тело при обтекании в потоке газа, равна [9]

$$F_{1v} = C_d \pi r^2 \rho_g / V_w - V_g / (V_w - V_g), \quad (4.12)$$

где C_d – коэффициент сопротивления, который является функцией числа Рейнольдса, числа Маха и объемной доли капель. В интересных для нас случаях можно пользоваться формулой [9]:

$$C_d = 24 Re^{-1} (1 + 0.179 Re^{0.5} + 0.013 Re), \quad Re = 2r V_{rel} / \eta_g \quad (4.13)$$

($V_{rel} = |V_w - V_g|$, η_g – кинематическая вязкость газа). Характерное значение C_d при $Re \sim 10^3 \div 10^4$ составляет $0.3 \div 0.5$. Эта формула справедлива для сферических частиц. При деформации капля коэффициент сопротивления возрастает. Как показывают опытные данные [9], для сильно деформированных капель коэффициент сопротивления в широком диапазоне чисел Рейнольдса оказывается равным

$$C_d \approx 1.5 \div 2.5. \quad (4.14)$$

В процессе деформации C_d плавно меняется от значения, даваемого формулой (4.13) до значения (4.14). Подставив выражения (4.10), (4.11) и (4.12) в формулу для объемной силы, получим окончательное выражение для силы трения

$$F = \frac{3}{4} C_d \rho_g \rho_w |V_w - V_g| (V_w - V_g) / (r \rho_{00}) + \nabla P (\rho_w / \rho_{00}) \quad (4.15)$$

Оценим характерное время торможения газа на каплях в τ_v , (считаем первый член в (4.15) главным):

$$\tau_v = \rho_g V_{rel} / F = \frac{4}{3} (r / V_{rel}) (\rho_{00} / \rho_w) / C_d. \quad (4.16)$$

Характерное время обмена импульсом пропорционально радиусу капель.

Теплопередача

Мощность, передаваемая за счет теплопроводности от газа к каплям в единице объема, равна

$$Q_w = q_1 N_w,$$

где q_1 – поток энергии на поверхность одной капли, а объемная концентрация капель определяется выражением (4.10). Поток энергии на поверхность сферического тела радиуса r

$$q_1 = Nu_T 4\pi r^2 \kappa (T_g - T_w) / 2r, \quad (4.17)$$

где T_g – температура газа вдали от капли («на бесконечности»), T_w – температура поверхности капли, κ – теплопроводность газа, а Nu_T – число Нуссельта для теплопередачи, $4\pi r^2$ – поверхность капли. В неподвижном газе $Nu_T = 2$, в потоке газа число Нуссельта возрастает и является функцией числа Рейнольдса и числа Прандтля. Обычно используется следующее выражение для числа Нуссельта [9]:

$$Nu_T = 2 + 0.6 Re^{0.5} Pr^{1/3}, \quad (4.18)$$

где $Pr = \eta_g / \chi$ – число Прандтля, $\chi = \kappa / \rho_g C_p$ – температуропроводность газа, C_p – его теплоемкость (в газах $Pr \approx 1$). Используя выражения (4.10) и (4.17), получаем

$$Q_w = \frac{3}{2} Nu_T \rho_w \kappa (T_g - T_w) / (r^2 \rho_{00}). \quad (4.19)$$

Оценим характерное время охлаждения газа τ_T за счет потока тепла на холодные капли воды:

$$\tau_T = \rho_g C_p T_g / Q_w = \frac{2}{3} (r^2 / \chi) (\rho_{00} / \rho_w) / Nu_T. \quad (4.20)$$

Время охлаждения пропорционально $r^{1.5}$ при больших числах Нуссельта и r^2 при малых.

Массообмен через испарение капель

Массообмен за счет испарения капель учитывается следующим образом. Рассмотрим баланс тепла и массы для одной капли. Считаем, что на поверхности капли плотность пара равна насыщенной ρ_s при температуре поверхности, равной температуре капли T_w . Вдали от капли («на бесконечности», т.е., на расстояниях, много больших ее радиуса) плотность пара есть его парциальная плотность в газовой смеси $\rho_{v\infty} = \rho_{H_2O}$. Скорость испарения равна скорости диффузионного потока пара от поверхности капли «на бесконечность» и равна скорости уменьшения массы одной капли.

$$dM_1/dt = Nu_D 4\pi r^2 D(\rho_s - \rho_{v\infty})/2r. \quad (4.21)$$

Здесь D – коэффициент диффузии пара в газовой смеси, а Nu_D – число Нуссельта для диффузии. Ввиду аналогии процессов теплопередачи и диффузии это выражение аналогично выражению для потока тепла (4.17). В неподвижном газе $Nu_D = 2$, в потоке газа диффузионное число Нуссельта возрастает и является функцией числа Рейнольдса и числа Шмидта $Sc = \eta_g/D$. В модели используется следующее выражение для числа Нуссельта [9]:

$$Nu_D = 2 + 0.6 Re^{0.5} Sc^{1/3}. \quad (4.22)$$

Плотность насыщенного пара определяется температурой поверхности капли, которая в свою очередь определяется балансом тепла на поверхности:

$$C_{w0} M_1 dT_w/dt = q_1 - h_{evap} dM_1/dt, \quad (4.23)$$

где C_{w0} – теплоемкость конденсированной воды, h_{evap} – удельная теплота парообразования, а q_1 определяется формулой (4.17).

Объемный поток пара получается умножением (4.21) на объемную концентрацию капель (4.10):

$$J = {}^{3/2} Nu_D \rho_w D(\rho_s(T_w) - \rho_{v\infty})/(r^2 \rho_{00}) \quad (4.24)$$

Температура насыщенного пара находится из уравнения (4.23). Это уравнение умножением на N_w приводится к виду уравнения сохранения энергии для капельной фазы (4.6), (4.9).

Характерное время испарения капель воды есть

$$\tau_D = \rho_w/J = {}^{2/3} (\rho_{00}/\Delta\rho) (r^2/D) / Nu_D, \quad (4.25)$$

где $\Delta\rho = \rho_s(T_w) - \rho_{v\infty}$. Характерное время испарения пропорционально $r^{1.5}$ при больших Nu_D и r^2 при малых.

Деформация и дробление капель

Рассмотрим сначала процесс деформации и дробления в одной заданной точке капельной взвеси, т.е., в точке, движущейся с капельной взвесью относительно газа со скоростью V_{rel} . Для описания процесса в каждой точке взвеси, согласно [20] вводятся три вспомогательных переменных:

- объем одной капли Ω
- смещение наветренной границы капли ξ
- скорость смещения наветренной границы капли ψ

Для этих вспомогательных величин имеют место следующие уравнения. Изменение объема капли находится из уравнения

$$d\Omega/dt = -\Omega/\tau_{eff} \quad (4.26)$$

где $1/\tau_{eff} = 1/\tau_{st} + 1/\tau_D$, τ_{st} – время обдирки из (4.30), а τ_D – характерное время испарения, определяемое формулой (4.25).

Смещение наветренной границы капли ξ и скорость смещения ψ находятся из следующих уравнений:

$$d\psi/dt = 3\rho_g V_{rel}^2 (1 - 0.5\xi/r_0) / (\rho_w r_0), \quad (4.27)$$

$$d\xi/dt = \psi. \quad (4.28)$$

Здесь в (4.27) $r_0=3\Omega^{1/3}/4\pi$ – исходный радиус капли. В левых частях уравнений (4.26) – (4.28) стоят лагранжевы производные по времени.

Начальные значения вспомогательных переменных при $t = 0$:

$$\Omega = 4/3 \pi r_0^3; \quad \xi = 0; \quad \psi = 0.$$

Смещение ξ непосредственно характеризует степень деформации капли. По величине ξ в соответствии с [20] находится большая полуось деформированной капли: $a = r(1-0.5\xi/r_0)^{-1/2}$. Эта величина возрастает со временем, и по достижении критического значения $a=3r$ происходит дробление капли, т.е., исходная капля исчезает, и вместо нее в данной точке появляется соответствующее количество капель с радиусом $r_{new}=0.1-0.3r_0$ сферической формы ($\xi=0, \psi=0$). Дальнейшая эволюция этих капель описывается таким же образом. Дробление может происходить вплоть до размера частиц пыли. Таким образом, процесс дробления имеет период индукции, в течение которого накапливается деформация капли.

Следующее за деформацией дробление в зависимости от чисел Рейнольдса Re и Вебера We может происходить в различных режимах. В соответствии с [21] различаются 3 режима разрушения капель в газовом потоке:

- взрывное дробление, при котором в результате дробления капли распадается на очень мелкие фрагменты, «пыль».
- дробление с обдиркой, когда одновременно с деформацией капли с ее поверхности непрерывно срываются струйки, состоящие из мелких капель «пыли». При достижении критической деформации происходит распад на сравнительно крупные капли с размером $0.1\div 0.3$ от исходного.
- дробление без обдирки, когда обдирки не происходит, а капля деформируется и распадается на относительно крупные фрагменты с радиусом $0.1\div 0.3$ от исходного.

Границы существования этих режимов определяются двумя параметрами – Re и We [21] следующим образом:

Взрывное дробление имеет место при выполнении двух условий:

$$We > 10^3 \quad \text{и} \quad WeRe^{-1/2} > 10.$$

Дробление без обдирки имеет место при выполнении одного из условий

$$5 < We \leq 20 \quad \text{или} \quad 0.2 < WeRe^{-1/2} \leq 1.$$

Ни дробления, ни обдирки не происходит при выполнении одного из условий.

$$We \leq 5 \quad \text{или} \quad WeRe^{-1/2} \leq 0.2,$$

Дробление с обдиркой имеет место в остальных случаях.

Использование формул для испарения и теплообмена (4.19) и (4.24) строго корректно лишь для сферических капель. Однако, из-за сильной зависимости от r основной вклад в эти процессы вносят самые мелкие капли (пыль). Для таких капель числа Рейнольдса Re и Вебера We малы, и их можно считать сферическими.

Характерное время индукции дробления капель, как можно заключит из уравнений (4.26)-(4.28), порядка $\tau_f \approx (r/V_{rel}) (\rho_{00}/\rho_g)^{1/2}$, т.е., пропорционально r .

Обдирка

Изменение средней плотности водной взвеси в данной группе равно

$$J_0 = (dM_1/dt) N_w.$$

Уменьшение массы M_1 одной капли радиуса r из-за обдирки в потоке газа со скоростью V_{rel} описывается согласно [21, 22] следующим выражением

$$dM_1/dt \approx -4\pi(\rho_g/\rho_{00})^{1/3} (\eta_g/\eta_w)^{1/6} \eta_w^{1/2} V_{rel}^{1/2} r^{3/2} \rho_{00}, \quad (4.29)$$

где η_g и η_w – кинематические вязкости газа и воды в капле.

Введем характерное время обдирки τ , такое, что $dM_1/dt = -M_1/\tau_{st}$. Это время равно:

$$\tau_{st} \approx (\rho_{00} / \rho_g)^{1/3} (\eta_g / \eta_w)^{1/3} (r / V_{rel}) Re^{0.5} / 3\sqrt{2}. \quad (4.30)$$

Поток массы, связанный с обдиркой капель, может быть выражен через это время :

$$J_0 = -\rho_w / \tau_{st}. \quad (4.31)$$

Из (4.30) видно, что характерное время обдирки пропорционально $r^{1.5}$.

Характерные времена различных процессов межфазного взаимодействия по-разному зависят от размера капель, и соотношения между ними определяются этим размером. Так, время индукции дробления при $\rho_w \sim \rho_g$ меньше времени скоростной релаксации фаз. Однако, в реальной детонационной волне полной релаксации скоростей не происходит, и дробление как правило не успевает произойти. Этот процесс может быть существен для так называемых медленных режимов (см. ниже). Наиболее важным является соотношение скоростей скоростной и температурной релаксации. При $r_0=0.1$ мм характерное время обмена импульсом приблизительно на порядок меньше времени теплообмена. Поэтому можно сказать, что межфазное трение является основным механизмом межфазного взаимодействия. При существенно меньшем размере капель это соотношение становится обратным.

4.3 Условия существования детонации в двухфазной системе

Вопрос о возможности распространения детонации в двухфазной газочапельной взвеси сводится к установлению наличия решений стационарной системы (4.1)-(4.9), удовлетворяющих условию Чепмена-Жуге. Если таких решений нет, детонация невозможна.

При качественном анализе пределов детонации мы учитывали только наличие охлаждения и установили, что при достаточно сильном охлаждении (см. форм. 3.21) происходит подавление детонации. В данном случае распространения в капельной взвеси помимо охлаждения имеют место еще торможение и массообмен («вдвух массы»). Расчеты (например, [17, 19]) показывают, что совместное действие всех факторов приводит к тому же эффекту – подавлению детонации при достаточной интенсивности межфазного взаимодействия. Эта интенсивность пропорциональна средней плотности распыленной воды. Поэтому естественно ожидать, что при достаточно большой плотности дисперсной фазы будет происходить подавление детонации.

Совокупность исследований на основе системы типа (4.1)-(4.9) в целом подтверждает этот вывод: если средняя плотность распыленной воды достаточно велика, а размеры капель достаточно малы, нормальная детонационная волна Чепмена-Жуге не может распространяться в такой среде. При этом критическая плотность взвеси зависит от радиуса капель, т.к. интенсивности всех межфазных взаимодействий (обратные характерные времена) согласно (4.16), (4.20), (4.25) растут с уменьшением размеров капель. Если доминирующим межфазным процессом является трение, критическая плотность согласно (4.16) пропорциональна r_0 , если теплообмен, то $\rho_{wcrit} \sim r_0^{1.5} \div r_0^2$.

На рис. 4.1 показаны расчетные границы подавления детонации в водородовоздушной смеси разных составов в присутствии капельной взвеси на плоскости r - ρ_w . Наибольшая плотность воды требуется для подавления стехиометрической смеси.

Рис. 4.2 представляет расчетные концентрационные пределы детонации водородопаровоздушных смесей в присутствии капельной взвеси в зависимости от плотности дисперсной фазы. При заданной плотности детонация существует только при составе смеси, лежащем между нижним и верхним пределами. С ростом средней плотности распыленной воды нижний и верхний пределы сближаются, и область существования детонации сужается. При плотности, превышающей некоторую критическую, пределов не существует вовсе, детонация невозможна ни при каком составе смеси.

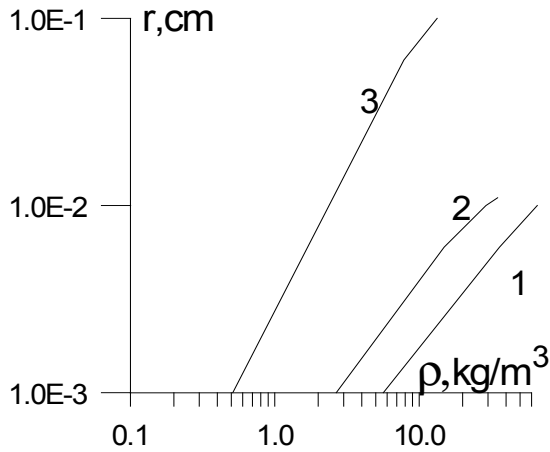


Рис. 4.1. Граница подавления детонации смеси H_2 +воздух: 1 – стехиометрическая смесь; 2 – богатая смесь (48% H_2); 3 – бедная смесь (18% H_2)

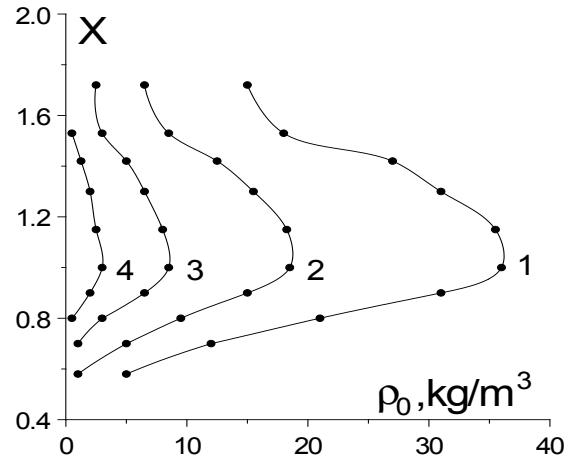


Рис. 4.2. Концентрационные пределы детонации водородопаровоздушных смесей в зависимости от средней плотности распыленной воды ρ_0 . X – относительная мольная доля водорода (нормированная на стехиометрическое значение): 1 – начальное содержание пара – 0%; 2 – 10%; 3 – 20%; 4 – 30%

Результаты, полученные в одномерном расчете, разумеется, не учитывают трехмерной структуры детонации. Хотя усредненные характеристики детонации мало чувствительны к учету трехмерности и нестационарности, пределы детонации, напротив, чувствительны к ним, поскольку они определяются внутренней структурой фронта. Учесть трехмерный нестационарный характер явления на основе стационарной модели типа (4.1)–(4.9) невозможно. Это возможно только на основе решения полной нестационарной трехмерной системы уравнений, которая приведена ниже.

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \text{div}(\rho_1 v_1) = J \quad (4.32)$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \text{div}(\rho_2 v_2) = -J \quad (4.33)$$

$$\frac{\partial(\rho_1 v_1)}{\partial t} + \text{div}(\rho_1 v_1^2 + P_1) = J v_2 - F \quad (4.34)$$

$$\frac{\partial(\rho_2 v_2)}{\partial t} + \text{div}(\rho_2 v_2^2) = -J v_2 + F \quad (4.35)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_1 \left(\frac{v_1^2}{2} + \varepsilon_1 \right) \right) + \text{div} \left(\rho_1 v_1 \left(\frac{v_1^2}{2} + h_1 \right) \right) = J \frac{v_1^2}{2} - F v_2 - Q_c + Q_x \quad (4.36)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_2 \frac{v_2^2}{2} \right) + \text{div} \left(\rho_2 \frac{v_2^3}{2} \right) = J \frac{v_2^2}{2} - F v_2 \quad (4.37)$$

Здесь ρ_1, ρ_2, v_1, v_2 , соответственно, плотности и скорости газовой (с индексом 1) и дисперсной (индекс 2) компонент; P_1, ε_1, h_1 – давление, удельные внутренняя энергия и энтальпия газа (соответствующие величины для дисперсной фазы считаются нулевыми); J – интенсивность массообмена между фазами за счет испарения диспергированных частиц (если частицы – водяные капли); F – объемная сила

трения, возникающая при обтекании частиц газовым потоком; Q_x – интенсивность энергосвободы при горении смеси; Q_c – интенсивность теплообмена между газом и частицами дисперсной фазы.

Задача ставится следующим образом. Рассматривается распространение возмущений в канале заполненном первоначально однородной смесью, от закрытого конца, к которому примыкает зона инициирования с высокими давлением и температурой. Инициирование детонации осуществляется за счет распада этой зоны. Размер ее выбирается заведомо большим критического.

Для решения вопроса о пределах детонации в нестационарной постановке прослеживалось развитие начального возмущения при заданной плотности дисперсной фазы. Если оно переходит в конечном счете в незатухающий режим волны Чепмена-Жуге, данная плотность ниже критической, детонация существует. Если начальное возмущение монотонно затухает при любой энергии инициирования, соответствующая плотность дисперсной фазы выше критической, и детонация подавлена. Нас интересует граничное значение плотности (при заданном радиусе капель), отделяющее два режима.

Для оценки влияния пространственной структуры фронта наряду с двумерными делались одномерные нестационарные расчеты в тех же условиях, только с одной расчетной ячейкой в направлении поперек распространения.

Такое сравнение показало, что учет неоднородности структуры детонации в двумерном случае существенно сказывается на границах ее существования. Для подавления детонации минимальная плотность дисперсной фазы должна быть в 3-4 раза выше, чем было бы в случае одномерной однородной волны. Это может быть связано с тем, что в изломах фронта (рис. 3.8) температура значительно выше, чем в прямой одномерной ударной волне, благодаря чему в этих точках возникают очаги, в которых смесь сгорает гораздо быстрее, и охлаждение в присутствии дисперсной фазы понижает максимальную температуру в меньшей степени, чем в прямой волне.

Полученные результаты могут объяснить значительные различия между экспериментальными данными по подавлению детонации разбавленных водородо-кислородных смесей в водных пенах и результатами одномерной теории. На рис. 4.3 показаны экспериментальные точки, лежащие вблизи границы детонации для различных составов смеси и параметров капельной взвеси. Здесь же показаны расчетные границы для тех же смесей, полученные по одномерной теории и границы, поправленные с учетом двумерных эффектов. Как видно, последние гораздо лучше соответствуют экспериментальным данным.

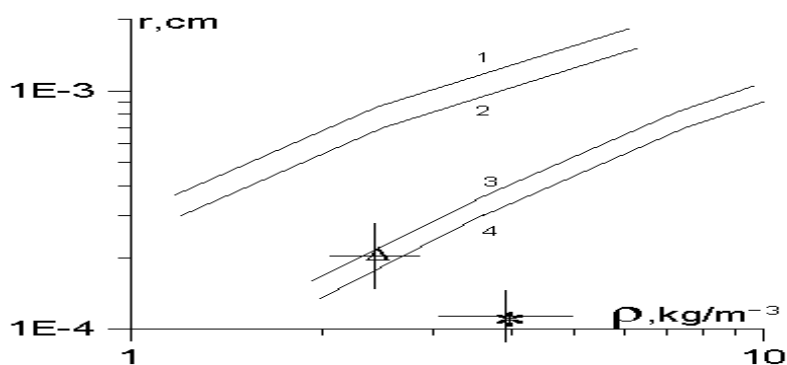


Рис. 4.3. Экспериментальные точки, соответствующие границе подавления детонации в двух экспериментах с разными составами смеси: кривые 1 и 2 – расчетные границы для этих составов, одномерный расчет; кривые 3 и 4 – поправленный для учета пространственной структуры расчет

4.4 Медленные детонационные режимы в двухфазных средах

Мы видели, что вне пределов существования детонации, т.е. при достаточно большой плотности дисперсных частиц, обычные детонационные волны не могут распространяться. Однако, это не означает, что любое возмущение с воспламенением смеси будет затухать на конечном расстоянии. Оказывается, в этих условиях возможен совершенно иной механизм распространения горения в пространстве на любые расстояния. Эти режимы отличаются и от детонации, и от дефлаграции и могут существовать только в системе с трением, т.е. в системе, где газ испытывает при движении сопротивление, связанное с горением.

Точнее, обмен импульсом (трение) должен быть основным механизмом диссипации и превосходить по интенсивности обмен теплом. Примером такой среды является двухфазная среда со взвешенными частицами достаточно больших размеров в соответствии с (4.16), (4.20).

Это явление по природе близко к исследованному в классических опытах Щелкина [23] по медленным режимам детонации в трубах с очень шероховатой стенкой. Его можно ассоциировать с медленными режимами горения (choking [1]) в каналах с препятствиями. Близкие явления исследовались в работах Сивашинского по детонации в пористых средах без теплообмена [24].

В работах [24, 25] построена одномерная теория медленных режимов детонации в средах с гидродинамическим сопротивлением.

Существо ее состоит в следующем. Рассмотрим сначала для простоты предельный случай, когда потери тепла полностью отсутствуют, и единственным механизмом межфазного взаимодействия является трение. Кроме того, пренебрежем увлечением капель газовым потоком и будем считать их неподвижными. Эти предположения использовались в [24, 25].

Когда ударная волна проходит через дисперсную среду, за ее фронтом происходит повышение давления газа, связанное с торможением потока. Вместе с давлением повышается температура газа. Горение начинается при этом не непосредственно за ударным фронтом (как это имеет место в обычной детонационной волне), а в зоне торможения с повышенной температурой. Основной рост температуры до начала горения происходит фактически за счет межфазного трения из-за малой амплитуды ударной лидирующей волны.

Таким образом, механизм зажигания в данном случае отличается и от детонационного (непосредственный ударный нагрев), и от дефлаграционного (теплопроводность).

Второй принципиальной особенностью исследуемых режимов является то, что газ позади зоны горения практически останавливается (в отличие от детонации, где газ увлекается вперед, и от дефлаграции, где он отбрасывается назад относительно фронта горения). Следует подчеркнуть, что обращение скорости сгоревшего газа непосредственно за зоной горения в нуль может иметь место только при наличии гидродинамического сопротивления для газовой фазы. Действительно, из закона сохранения импульса для стационарной волны с учетом обмена импульсом с дисперсной фазой следует:

$$J = (P_3 - P_1 + \Phi) / (V_3 - V_1),$$

где V_1, P_1, V_3, P_3 – скорость и давление перед ударным фронтом и позади фронта горения (скорости берутся в системе отсчета, где волна покоится), $\Phi = \int F dx$ – интеграл силы трения вдоль направления течения, $J = \rho V$ – расход газа через фронт волны. Поскольку J – конечная величина, и $P_3 - P_1 \neq 0$, из последнего соотношения следует, что при $\Phi = 0$ (трения нет) не может быть $V_3 = V_1$. Это условие может быть выполнено, если числитель в равен 0, что возможно лишь при наличии трения $\Phi \neq 0$.

В результате за зоной горения остается однородный неподвижный сгоревший газ с высокой температурой и давлением. Скорость распространения такой волны, вообще говоря оказывается меньше скорости звука в сгоревшем газе, другими словами, эти решения не являются режимами Чепмена-Жуге. Это справедливо, если число Маха лидирующей волны $M < (T_3/T_1)^{1/2}$ (T_1, T_3 – температуры перед и за волной). Тем не менее такие волны распространяются стационарно. Это происходит потому, что в неподвижном и однородном газе за фронтом горения не возникает никаких возмущений типа волн разрежения, которые могли бы разрушить течение в уходящей вперед волне.

Структуру такой медленной детонации можно схематически представить, как это показано на рис. 4.4, где для сравнения показана структура обычной детонационной волны. Как видим, скорость течения в медленном режиме с трением, в отличие от обычной детонации, сразу за зоной горения обращается в 0.

Стационарность и однородность состояния сгоревшего газа связана в нашем случае с предположением об отсутствии охлаждения газовой фазы. В действительности такое охлаждение всегда имеет место. В нашем случае оно связано с потоком тепла на частицы дисперсной фазы из неподвижного газа, который конечен даже если частицы покоятся относительно газа. Кроме того, в реальности частицы дисперсной фазы всегда увлекаются газовым потоком, и их движение в свою очередь влияет на движение газа.

Благодаря охлаждению состояние сгоревшего газа уже не является однородным и стационарным, что должно сказываться на течении в зоне горения в переходной зоне в силу отсутствия режима Чепмена-Жуге. Падение давления за зоной горения должно приводить к потоку газа назад по отношению к

направлению движения волны, что в свою очередь вызывает торможение и ослабление рассматриваемой волны.

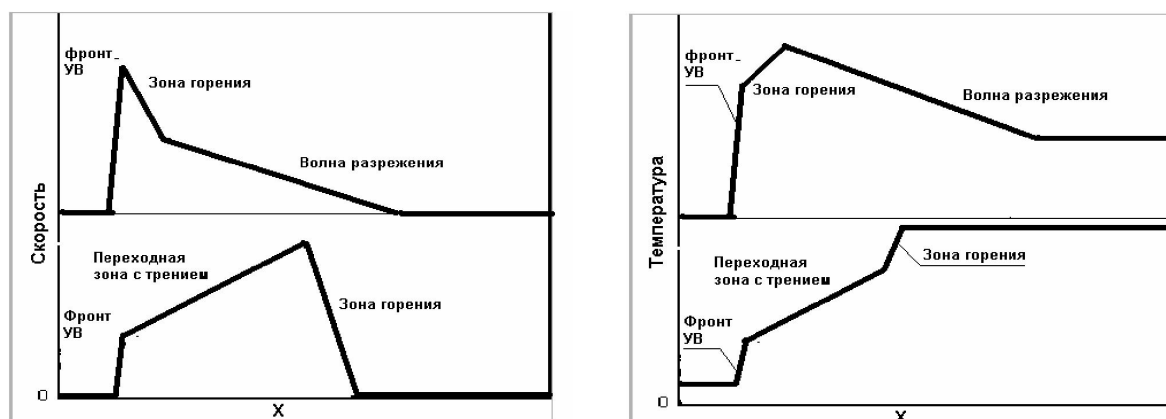


Рис. 4.4. Схематическое изображение структуры обычной детонации (сверху) и медленного детонационного режима (снизу). Профили скорости (слева) и температуры (справа)

Однако, как показывают численные расчеты, такое ослабление, вообще говоря, не приводит к полному затуханию этих волн. По мере охлаждения сгоревшего газа за фронтом горения в конечном счете возникает звуковая точка, т.е., точка, в которой скорость течения относительно переднего фронта равна местной скорости звука. Эта точка находится в охлажденном газе на значительном расстоянии от зоны горения (до 1 м в реальных условиях охлаждения). При этом непосредственно за зоной горения течение по-прежнему дозвуковое, и точка Чепмена-Жуге отсутствует. При этом оказывается, что эффект увлечения частиц существенно способствует расширению пределов существования медленных режимов.

Заключение

Мы ознакомились с физическими и химическими основами процесса распространения горения в газах. Хотя само явление горения газов известно очень давно, законченной теории этого явления до сих пор не существует.

Проблема распространения горения чрезвычайно трудна для аналитического рассмотрения из-за наличия сильной нелинейности, происходящей от резкой температурной зависимости скорости реакции. Она трудна также и для прямого численного решения в силу огромной разницы в масштабах между шириной фронта горения и размерами реальных объемов, где происходит горение. Поэтому в этой проблеме до сих пор остается много неразрешенных вопросов.

В частности, важнейшие вопросы о скорости распространения фронта горения в разных условиях и о причинах, вызывающих его ускорение, о механизмах перехода горения в детонацию, об условиях существования и возбуждения детонации – являются сегодня предметом интенсивных исследований.

Результаты этих исследований будут способствовать лучшему пониманию процессов распространения горения и выработке эффективных мер снижения потенциального риска в производствах, связанных с работой с большими количествами горючих газов, в том числе и на АЭС.

Литература

1. Flame Acceleration and Deflagration-to-Detonation Transition in Nuclear safety. Nuclear Energy Agency, NEA/CSNI/R(2000)7. 2000.
2. Франк-Каменецкий, Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике // М.: Наука. 1987.
3. Хитрин, Л.Н. Физика горения и взрыва // М.: Издательство Московского университета. 1957.
4. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика. Гидродинамика /Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц// Т. VI. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы. 1988.
5. Детонация конденсированных и газовых систем. Под редакцией Фролова Ю.И. // М.: Наука. 1986.
6. Зельдович, Я.Б. Теория детонации / Зельдович Я.Б., Компанеев А.С. //М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы. 1955. С. 268.
7. Щелкин, К.И. Неустойчивость горения и детонации газов. // Успехи Физических Наук. т.87. вып.2. 1965. С. 273-302.
8. Эдье Б., Горение, пламя и взрывы в газах. / Эдье Б., Льюис Г. // М.: Мир, 1968.
9. Ивандаев, А.И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газозвесах / А.И. Ивандаев, А.Г. Кутушев, Р.И. Нигматулин // Итоги науки и техники. Серия механика жидкости и газа. т.16. 1982. С. 209-287.
10. Гонтковская, В.Т. Химическая физика горения и взрыва. Горение газов и натуральных топлив. / В.Т. Гонтковская, Н.И. Озерковская, А.Н. Перегудов //Черноголовка. 1980. С. 14.
11. Беликов, В.В. О подавлении детонации в газовых смесях при наличии охлаждения / В.В. Беликов, Г.В. Беликова, В.М. Головизнин, В.Н. Семенов, Л.П. Стародубцева, А.Л. Фокин // Известия Академии Наук. Сер. Энергетика. 3. 1995. С. 116-123.
12. Stamps, D.W. Hydrogen-Air-Diluent Detonation Study for Nuclear Research Safety Analyses / D.W. Stamps, W.B. Benedick, S.R. Tieszen// NUREG/SR-5525 SAND89-2398 R3. 1991.
13. Benedick, W.B. Critical Charge for the Direct Initiation of Detonation in Gaseous Fuel -Air Mixtures. Dynamic of Explosion: Progress in Astronautics and Aeronautics (edited by Bowen, Leyer and Soloukhin) AIAA / Benedick W.B. Guirao C.M., Knystautas R., Lee J.H. // New York. V.106. 1986. P. 181-202.
14. Lee, J.H.S. Initiation of Gaseous Detonation. Annual Review of Physical Chemistry. V.28. 1977. P. 75-104.
15. Васильев, А.А. Критические условия распространения газовой детонации в резко расширяющихся каналах / А.А. Васильев, В.В. Григорьев//Физика горения и взрыва. Т. 16. В. 5. 1980. С. 117-125.
16. Шебеко, Ю.Н. Горение бедных воздушно-водородных смесей в потоках распыленной воды /Ю.Н. Шебеко, С.Г. Цареченко, О.Я. Еременко и др. // ФГВ. Т.26. № 4. 1990. С. 58-61
17. Фролов, С.М. К вопросу о подавлении детонации завесами и пенами. Физика Горения и Взрыва /С.М. Фролов, Б.Е.Гельфанд // 1991, Т. 27, № 6, С. 116-122.
18. Saint-Cloud, J.P Progr. Astron. Aeron., Vol. 94. Dynamics of shock Waves, Explosions and Detonation / Saint-Cloud J.P., Palaldi O // N.Y.:AIAA. Inc. 1984. P. 302.
19. Беликов, В.В. Подавление детонации в водородовоздушных смесях / В.В. Беликов, Г.В. Беликова, В.М. Головизнин, В.Н. Семенов, Л.П. Стародубцева, А.Л. Фокин // ТВТ. 1995. Т. 33. № 3. С. 452-457.
20. Ждан, С.А. Расчет гетерогенной детонации с учетом деформации и распада капель // ФГВ. 1977. 13. № 2.
21. Борисов, А.А. О режимах дробления капель и критериях их существования /А.А. Борисов, Б.Е. Гельфанд, С.А. Губин, С.Н. Когарко, Н.С.Натанзон // Инженерно-Физический Журнал. 1981. 40. № 1. С. 64-70.
22. Engel, J.G. Fragmentation of Water Drops in the Zone Behind of an Air Shock. J. Res. Nat. Buer. Stand.. // 1958. 60. №3. P. 245.
23. Щелкин, К.И. Влияние шероховатости трубы на возникновение и распространение детонации в газах // ЖЭТФ. Т. 10. 1940. С. 823.
24. Brailovsky, G. Sivashinsky Hydraulic Resistance and Multiplicity of Detonation Regimes. Combustion and Flame 122. 2000. P. 130-138.

25. Семенов, В.Н. Новый механизм распространения горения в двухфазных газокапельных системах // Известия академии наук. Серия Энергетика. № 3. 2004. С. 3-11.

УДК 534.222.2

Семенов, В.Н.

Физика быстропротекающих процессов. Горение и детонация газовых смесей.

Аннотация

Пособие предназначено для студентов, изучающих вопросы взрывной безопасности производств и технологий, имеющих дело с большими количествами горючих газовых смесей. Изложены физические основы науки о распространении горения в газах в различных режимах – дефлаграционном и детонационном. Особое внимание уделяется важнейшему с точки зрения безопасности вопросу о скорости распространения горения и о причинах, вызывающих ускорение. Рассмотрен также вопрос о детонации в двухфазной газокapельной системе.

Semenov, V.N.

The physics of fast processes. The burning and detonation of gas mixtures.

Abstract

This course is intended for the students studying the explosion safety of technologies dealing with great masses of burning gas mixtures. The physical base of the burning propagation in different regimes (deflagration detonation) theory is presented. A special emphasis on the important problem of flame velocity and flame acceleration is made. The problem of detonation is two-phase gas-droplet suspension is considered.

УТВЕРЖДАЮ

Директор ИБРАЭ РАН

Чл.-кор. РАН

Л.А.Большов

“ _____ ” _____ 2006 г.

СПИСОК РАССЫЛКИ

препринта ИБРАЭ РАН

В.Н. Семенов. Физика быстропротекающих процессов. Горение и детонация газовых смесей.

УДК 534.222.2

№ п/п	Организация	К-во Экз.	Почтовый адрес
1.	РНИЦ “Курчатовский институт”	1	123182, Москва, пл. Курчатова, д.1, РНИЦ “Курчатовский институт”.
2.	Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН	1	630090 Новосибирск-90, просп. ак. Лаврентьева, 1.
3.	Институт теоретической и прикладной механики СО РАН	1	630090 Новосибирск-90, ул. Институтская, 4/1.
4.	Институт энергетических проблем химической физики	1	117829 ГСП-1 Москва В-334, Ленинский просп., 38, кор. 2.
5.	МГУ им. Ломоносова	2	119899 Москва, Воробьевы горы, МГУ им. Ломоносова.
6.	Московский физико-технический университет (МФТИ)	2	Московская обл., г. Долгопрудный, пер. Институтский, 9.
7.	Московский инженерно-физический институт (МИФИ)	1	115409, Москва, Каширское ш., 31.
8.	Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана (МГТУ)	1	107005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5.
9.	Московский энергетический институт (МЭИ)	1	105835 Москва Е-250, Красноказарменная, 14а
10.	Санкт-Петербургский государственный университет	1	199034, г. Санкт-Петербург, Университетская наб., 7-9.
11	Институт высоких температур РАН	1	Москва, ул. Ижорская, 13/19.

Итого к рассылке: ___ 13 ___ экз.

Количество авторских экземпляров: ___ 20 ___ экз.

Телефон для связи с авторами: _____ 955 22 59 (раб.) Семенов В.Н.

Ученый секретарь института

_____ (В.Е.Калантаров)

Директор отделения 300

_____ (В.М.Головизнин)