

Таким образом, быстрая сходимость ряда в интегральном уравнении и значений задержки зажигания t_z , вычисленных методом последовательных приближений, не только упрощает машинный расчет, но также позволяет найти приближенные значения характеристик зажигания из полученных интегральных уравнений, вообще говоря, без использования электронно-вычислительной техники.

Во всяком случае вычисление основных характеристик зажигания с помощью интегрального уравнения (32) или (41) требует значительно меньших затрат машинного времени, чем числовое решение той же задачи (1)—(5) или (33)—(37) в дифференциальной постановке.

Поступила в редакцию
27/II 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Гринберг. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. М., Изд-во АН СССР, 1948.
2. Г. А. Гринберг. В сборнике, посвященном 70-летию академика А. Ф. Иоффе. М., Изд-во АН СССР, 1950.
3. Г. А. Гринберг, Н. Н. Лебедев и др. ЖТФ, 1950, XX, 12.
4. А. Г. Мержанов, А. Э. Аверсон. Современное состояние тепловой теории зажигания. Препринт. М., Изд-во ФИХФ АН СССР, 1970.

УДК 536.46

О СФЕРИЧЕСКОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ В ТОПЛИВНО-КИСЛОРОДНЫХ СМЕСЯХ ПРИ ВЫСОКИХ НАЧАЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ

А. Л. Подгребенков, С. М. Когарко
(Москва)

Исследование газодинамики процесса горения энергетически богатых систем при высоких начальных давлениях и температурах представляет определенный научный и практический интерес, причем случай распространения расходящегося (сферического, полусферического) фронта горения наиболее интересен как с научной точки зрения, так и с практической стороны.

Переход сферического пламени в детонацию в топливно-кислородных смесях при высоком начальном давлении до 40 атм и температуре $\sim 290^\circ \text{K}$ изучался в работе [1], где было показано, что возникновение детонации в объеме связано с нарушением сферической симметрии при распространении пламени из-за взаимодействия с электродами, препятствиями и стенками. Исследованию процессов самовоспламенения и формирования детонационной волны в трубе в нагретых за отраженной ударной волной топливно-кислородных смесях в диапазоне $600\text{—}1400^\circ \text{K}$ и давлении отражения, не превышающем 3 атм, посвящены работы [2—4]. Было установлено, что при давлении 3 атм в смеси $\text{H}_2 + \text{O}_2$ после задержки воспламенения реакция инициировалась в пристеночном слое во многих точках, очаги воспламенения образовывали единый фронт горения без резко выраженного взрывного самовоспламенения. В отно-

сительно сильных волнах, т. е. при высоких температурах отражения детонация возникает возле отражающей стенки.

При давлениях примерно 50—80 атм с предварительным нагревом в отраженной ударной волне эксперименты проводились только с топливно-воздушными смесями при $T \geq 1100^\circ \text{K}$ [5]. Показано, что при задержках самовоспламенения 10^{-4} — 10^{-3} с реакция в смеси начиналась в некоторой точке объема, затем наблюдалось распространение ускоряющегося пламени и переход в детонацию. В работах [2—5] случай распространения сферического фронта пламени специально не изучался и диаметр ударной трубы не превышал 50 мм.

Из приведенного краткого обзора видно, что для смесей с большим тепловыделением не была исследована практически важная область сферического распространения процесса горения при высоких давлениях и температурах. При поджигании до момента самовоспламенения слабым источником зажигания топливно-кислородной смеси, находящейся при высокой начальной температуре и давлении, образуется сферический фронт пламени. С увеличением начальной температуры и давления смеси увеличивается нормальная скорость горения и впереди фронта пламени образуется волна сжатия с более высокими значениями давления и температуры. Данная работа была проведена с целью исследования сферического распространения процесса горения и выяснения возможности перехода сферического пламени в сферическую детонацию в системах с большим тепловыделением в условиях высоких давлений и температур. Состав и параметры исследуемых смесей следующие: для $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2$ $p = 10 \div 80$ атм, $T = 500 \div 1000^\circ \text{K}$, для $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ $p = 10 \div 40$ атм, $T = 500 \div 900^\circ \text{K}$.

Для получения газовых смесей с такими начальными параметрами применялась методика отраженной ударной волны. При исследовании энергетически богатых смесей важно исключить возможность их воспламенения в месте разрушения мембраны, поэтому необходимо было исследуемый объем отделить от мембраны введением в ударную трубу промежуточного участка, так называемой «буферной» секции. В настоящем исследовании «буферная» секция заполнялась такой же смесью, как и исследуемая, с заменой кислорода на азот. На границе раздела не возникало вторичных отражений, что было подтверждено экспериментально по записям давления.

С учетом изложенных особенностей в качестве экспериментальной установки была использована ударная труба с внутренним диаметром 135 мм (рис. 1). Длина камеры высокого давления изменялась от 1,5 до 2,5 м, длина всей камеры низкого давления составляла $\sim 5,5$ м, из них рабочий участок занимал 1,0—3,0 м. «Буферный» и рабочий участки разделялись мембраной, которая удалялась непосредственно перед проведением эксперимента.

Вблизи торцевой части и в торце трубы на определенном расстоянии друг от друга размещались пьезоэлектрические датчики давления для запуска регистрирующей системы, измерения скорости проходящей ударной волны и записи давления в ходе эксперимента. Сигналы с датчиков измерения скорости ударной волны подавались на усилители, а затем за электронный хронометр, который измерял интервал времени,

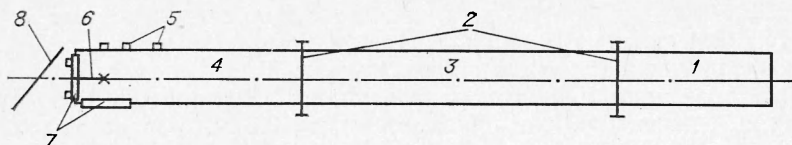


Рис. 1. Принципиальная схема установки.

1 — камера высокого давления; 2 — разделительные мембраны; 3 — «буферный» участок; 4 — рабочий участок; 5 — пьезодатчики давления; 6 — поджигающие электроды; 7 — смотровые окна; 8 — поворотное зеркало.

необходимый для прохождения падающей $T, ^\circ K$ ударной волны определенной базы. В момент прихода ударной волны на торец трубы с торцевого датчика давления через схему с регулируемой задержкой времени сигнал подавался на систему зажигания смеси. Запись давления в ходе эксперимента производилась на двухлучевой катодный осциллограф ОК-24В. Фоторегистрация процесса осуществлялась в двух проекциях (с торца и с боку трубы) на одну пленку с помощью фоторегистра.

Состояние газа за отраженной ударной волной, параметры которого принимались за начальные для исследуемых систем, рассчитывалось при помощи температурной зависимости энтальпии газов [6] из уравнений сохранения и состояния идеального газа при условии стационарности с учетом граничного условия — полной остановки потока на торце трубы — и реальных свойств системы. Расчетные значения температуры в отраженной ударной волне приведены на рис. 2.

Поскольку для многоатомных смесей наиболее характерно и ярко выражено взаимодействие отраженной ударной волны с пограничным слоем за падающей ударной волной и дальнейшее его развитие, продолжительность состояния с постоянными параметрами за отраженной волной, т. е. время исследования, ограничено. В настоящей работе это время не превышало ~ 600 мкс для падающих ударных волн с $M \leq 3,2$.

Исследуемые смеси инициировались по оси трубы вблизи торца или на некотором расстоянии от него слабым источником зажигания до момента их самовоспламенения. При этом не наблюдались детонация или взрыв в начальный момент, а процесс горения начинался с распространения сферического или полусферического пламени в однородно нагретой смеси. В водородно-кислородных смесях иногда наблюдалось слабое ускорение фронта пламени. На рис. 3 приведена фотография распространения фронта пламени в смеси $C_3H_8 + 5O_2$ при $T = 560^\circ K$ и $p = 18$ атм. Распространение расходящегося фронта пламени происходило с образованием волн сжатия (рис. 4). Интенсивность волны сжатия в исследуемом диапазоне начальных параметров составляет $\frac{\Delta p_{отр}}{p} \approx 1,0 \approx 1,5$, что соответствует $\frac{\Delta p_{пр}}{p} \approx 0,4 - 0,6$, где $\Delta p_{отр}$ — изменение давления в волне сжатия при ее отражении от стенки, $\Delta p_{пр}$ — изменение давления в проходящей волне сжатия, p — начальное давление для данной смеси (давление за отраженной ударной волной). Такой характер распространения процесса горения наблюдался до $T \sim 700^\circ K$.

При температурах за отраженной ударной волной больше $700^\circ K$ происходит самовоспламенение смеси в одной или нескольких точках исследуемого объема практически одновременно с поджиганием либо

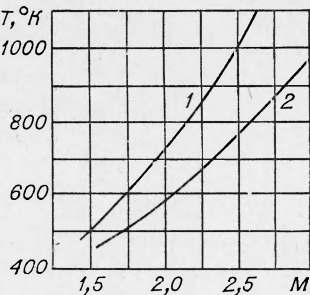


Рис. 2. Расчетные значения температуры в отраженной ударной волне в зависимости от числа Маха падающей волны.
1 — $2H_2 + O_2$; 2 — $C_3H_8 + 5O_2$.

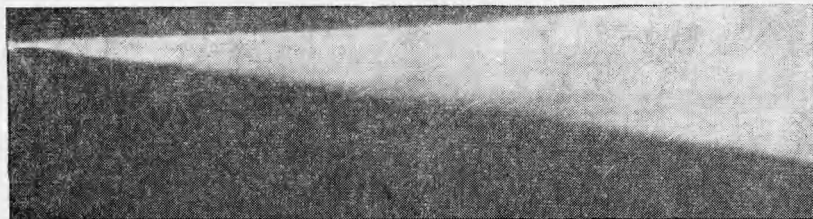


Рис. 3. Фоторегистрация процесса распространения сферического пламени в смеси $C_3H_8 + 5O_2$.

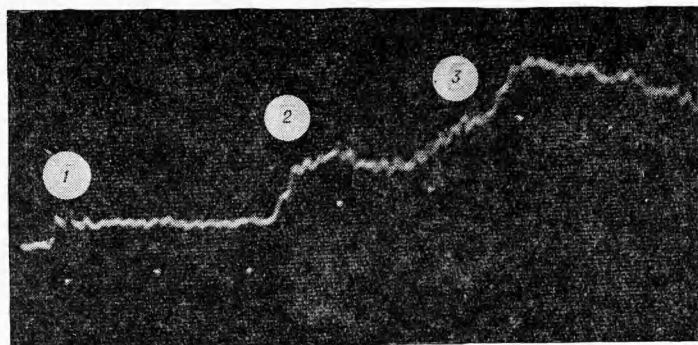


Рис. 4. Осциллограмма записи давления нормального отражения — время для процесса, приведенного на рис. 3.
1 — падающая ударная волна; 2 — отраженная ударная волна; 3 — волна сжатия, образующаяся в процессе горения.

несколько позднее, и поэтому не удается получить одного сферического фронта пламени. Скорость распространения искусственно созданного сферического пламени от места поджигания смеси нагретой проволокой или очагов самовоспламенения практически одинакова и измерена только на начальном участке до момента их слияния. На рис. 5 представлена зависимость видимой скорости распространения сферического пламени от начальной температуры исследуемой смеси.

В результате слияния нескольких очагов воспламенения из полученной фоторегистрации (верхняя проекция на рис. 6) может создаться впечатление, что пламя распространяется со скоростью 1500—1800 м/с. Записи давления для этого случая приведены на рис. 7. В заключительной стадии процесса наблюдается большой рост давления. Размеры очагов воспламенения до момента их слияния составляют примерно 30—40 мм, а время от их появления до окончания процесса примерно 150—300 мкс.

При температурах за отраженной ударной волной $>1000^\circ\text{K}$ и при высоких давлениях данная методика не позволяет подробно исследовать процесс распространения сферического пламени в топливно-кислородных смесях, так как воспламенение, как правило, возникает сразу за отраженной ударной волной около стенок трубы и приводит сразу к формированию детонационной волны в трубе.

Из полученных значений видимых скоростей распространения сферического пламени можно оценить эффективную скорость пламени относительно несгоревшего газа перед пламенем, предполагая процесс распространения фронта горения изобарическим. Тогда $u_{эф} = u_{вид} \cdot \alpha$, где α — отношение плотностей продуктов реакции и исходной смеси. С достаточной для оценки степенью точности для смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ можно воспользоваться данными [2] по зависимости α от начальной температуры для смеси $\text{H}_2 + \text{O}_2$. Зная нормальную скорость пламени в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ при нормальных условиях, можно оценить ее величину по известным зависимостям от начальной температуры и давления [7]. Значения эффективной и нормальной скоростей горения равны $100 \div 140$ м/с при начальной температуре смеси 1000°K . Давление в волне сжатия по известной скорости несгоревшего газа непосредст-

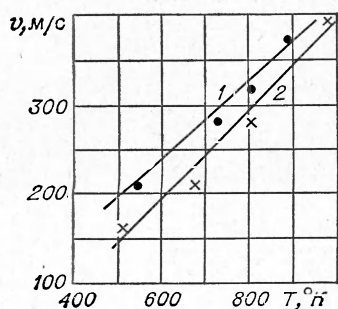


Рис. 5. Зависимость видимой скорости распространения сферического пламени от начальной температуры смеси.
1 — $2\text{H}_2 + \text{O}_2$; 2 — $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2$.

венно перед фронтом пламени $\frac{\Delta p}{p} \approx 0,3$, где Δp — изменение давления в волне, p — давление окружающей среды. Оценки носят ориентировочный характер, но указывают на наличие в условиях опыта процесса ламинарного распространения горения (для случая многоочагового воспламенения до момента слияния очагов).

Следовательно, в исследуемом диапазоне параметров ($p \leq 80$ атм, $T \leq 1000^\circ \text{K}$) в топливно-кислородных смесях $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ и $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2$ сферическое распространение пламени не приводит к возникновению сферической детонации. Случаи взаимодействия нескольких сферических и полусферических пламен (многоочаговое воспламенение) в этих условиях также не приводят к установлению детонации в объеме.

Учет отмеченных явлений может оказаться полезным при рассмотрении физических закономерностей развития нелинейной неустойчивости процесса горения в камерах сгорания, т. е. неустойчивости, вызываемой конечным по амплитуде возмущением. Известно [8], что в камере сгорания в области подготовительных процессов до начала зоны горения выделяется лишь 10—30% массы продуктов сгорания. Наличие здесь большой массы реакционноспособной смеси жидкого горючего и окислителя представляет мощный источник химической энергии, которая при устойчивой работе постепенно переходит в тепловую. Как показано в [9], даже небольшое по амплитуде возмущение при взаимодействии с такой двухфазной системой приводит к сильной интенсификации процесса перехода жидкой фазы в газообразную. Вследствие этого в ка-

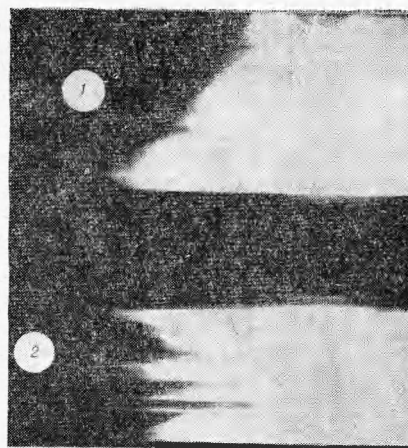


Рис. 6. Фоторегистрация распространения процесса горения смеси $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2$ в случае, когда наряду с искусственным поджиганием реакция самопроизвольно возникает в нескольких точках. Начальное давление смеси 63 атм; начальная температура 950°K .

1 — вид с боку трубы; 2 — вид с торца трубы.

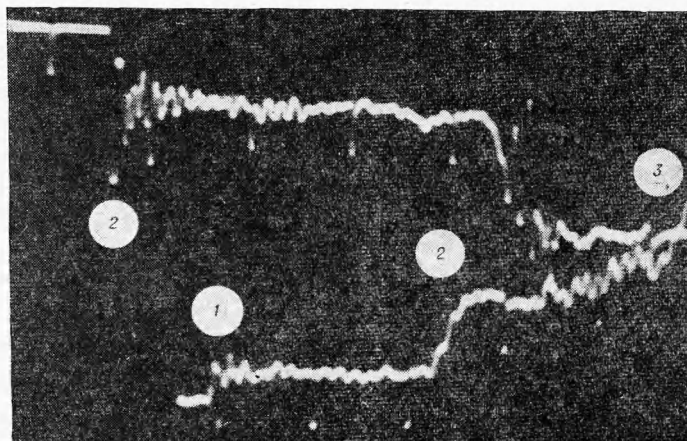


Рис. 7. Осциллограмма записи давления нормального отражения—время для процесса, приведенного на рис. 6. Нижний луч—датчик давления в боковой поверхности трубы. Верхний луч—датчик давления в торце трубы.

1 — падающая ударная волна; 2 — отраженная ударная волна; 3 — волна сжатия, образующаяся в процессе горения.

мере существует возможность для образования некоторого количества близкой к гомогенной или квазигомогенной взрывчатой смеси. Вблизи зоны реакции в области высоких температур ($T \geq 2000^\circ \text{K}$) скорости химических реакций весьма велики и накопление здесь сколь-нибудь значительного количества реакционноспособной гомогенной смеси маловероятно. Однако при относительно низких температурах ($T \leq 1000^\circ \text{K}$) в подготовленной гомогенной или квазигомогенной смеси в соответствии с данными, полученными в настоящей работе, в условиях высоких давлений возникают волны сжатия с достаточно большими амплитудами. В этом случае при выполнении определенных фазовых соотношений в технических устройствах может возникнуть высокочастотная неустойчивость.

Поступила в редакцию
24/XII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Л. Подгребенков, Б. Е. Гельфанд и др. Докл. АН СССР, 1969, 184, 4.
2. С. Г. Зайцев, Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1958, 122, 6; Тр. Одесского гос. ун-та, 1962, 152, 8 (30).
3. В. В. Воеводский, Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1964, 154, 6.
4. Р. И. Солоухин. ПМТФ, 1964, 4.
5. А. А. Борисов, С. М. Когарко. Изв. АН СССР, ОХН, 1960, 8.
6. М. П. Вукалович и др. Термодинамические свойства газов. М., «Машгиз», 1953.
7. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
8. R. S. Levine. 10-th Symposium on Combustion, 1964.
9. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. Докл. АН СССР, 1970, 190, 3.

УДК 537.84

О СОБСТВЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ

Н. И. Кидин, В. Б. Либрович

(Москва)

В последнее время публикуется много теоретических и экспериментальных исследований взаимодействия электрических полей с пламенами [1—5]. Повышенный интерес к этому вопросу связан с тем, что электрическое поле является удобным средством воздействия на пламя для управления скоростью горения и исследования структуры пламен и кинетики химических реакций горения.

Существующий экспериментальный материал свидетельствует о том, что электрическое поле влияет на пламя по-разному в зависимости от условий проведения опыта. Предлагавшиеся теоретические модели явлений [2—5] носили приближенный характер и не объясняли все наблюдавшиеся эффекты.

В этой работе рассматриваются электрические свойства, присущие самому пламени. Известно, что в большинстве пламен, в частности при горении углеводородных топлив, существует значительная ионизация, вызываемая химическими реакциями (хемоионизация). Концентрация ионов в пламени, по данным многих авторов [6—10], на много порядков превышает концентрации, которые должны были быть при чисто тепло-