

полагая $T_{su} \approx T_s$ и $T_{1r} = T_1$. Исключая неизвестные y_1^*, u_M^* , найдем

$$\varepsilon^2 = B^2 \exp \left[\frac{E_2}{R} \left(\frac{1}{T_{21}} - \frac{1}{T_M} \right) \right] + \ln^2 \left(\frac{T_M - T_{11}}{T_1 - T_{11}} \frac{T_1 - T_{s1}}{T_s - T_{s1}} \right) I^2 \frac{k_1}{8} \quad (26)$$

и

$$\frac{T_M - T_{11}}{T_M - T_{21}} = \frac{T_s - T_{s1}}{T_1 - T_{s1}} \frac{T_1 - T_{11}}{T_{II} - T_{21}} \exp \left(\frac{2\sqrt{2}}{1\sqrt{k_1}} \varepsilon \right), \quad (27)$$

где $B = \sqrt{\frac{T_{21} - T_{11}}{2T_M - T_{11} - T_{21}} \left(\frac{T_M}{T_{21}} \right)^{\nu_2 + 2}} \approx 1$.

Найденные зависимости справедливы и тогда, когда температура потока больше температуры T_{21} . При этом под T_M ($T_{21} < T_M < T_{II}$) необходимо понимать температуру в конце пламенной стадии процесса горения в условиях обдува.

В качестве исходных данных для расчета взяты данные для пороха Н [11] при $p = 9,81$ МПа, когда имеет место одноступенчатое распределение температур.

Результаты решения системы уравнений (18) и (19) представлены на рис. 2. Оказывается, при понижении температуры ядра потока возможно появление отрицательной эрозии. В целом полученные результаты свидетельствуют о существенном влиянии температуры ядра потока на эрозионную скорость горения, что требует более детального описания теплового взаимодействия ядра потока с зоной тепловыделения в реагирующем пограничном слое.

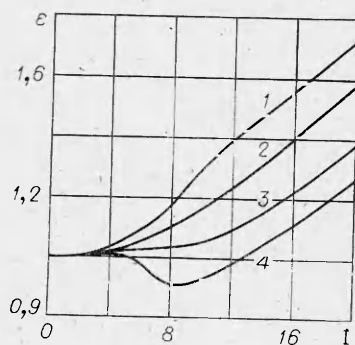


Рис. 2. Зависимость коэффициента эрозии от параметра Виллюнова при различных температурах обдувающего потока; $T_{21} = 2353$ К. T_{II} , К. 1 — 2500; 2 — 2353; 3 — 2100; 4 — 1900.

Поступила в редакцию 17/II 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Виллюнов. Докл. АН СССР, 1961, 136, 2.
2. Дж. Корнер. Внутренняя баллистика орудий. М.: ИЛ, 1963.
3. Б. Т. Ерохин, С. Д. Гришин, В. И. Михайлов. ФГВ, 1967, 3, 3.
4. Я. Б. Зельдович. ФГВ, 1974, 7, 4.
5. Дж. Ванденкеркхове. ВРТ, 1959, 3.
6. А. Г. Мержанов, Ф. И. Дубовицкий. Докл. АН СССР, 1959, 1, 1.
7. Б. Т. Ерохин, А. М. Липанов. Нестационарные и квазистационарные режимы работы РДТТ. М.: Машиностроение, 1977.
8. В. Н. Виллюнов. Докл. АН СССР, 1960, 136, 1.
9. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
10. В. Д. Ренни. — В сб.: Механика, 1956, № 6.
11. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ СГОРАНИЯ ГАЗА В ЗАКРЫТЫХ СОСУДАХ ПРИ РАЗНЫХ ЗАКОНАХ ИЗМЕНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПЛАМЕНИ

В. С. Бабкин, П. К. Сеначин, Т. В. Крахтинова
(Новосибирск, Барнаул)

В модельных задачах о сгорании гомогенных горючих смесей в закрытых сосудах обычно рассматриваются расходящиеся сферические пламена. В этом случае реализуется закон изменения площади поверх-

ности пламени (площади фронта пламени), при котором площадь увеличивается пропорционально квадрату его радиуса. Этот закон, однако, имеет весьма ограниченное применение, являясь частным и редким случаем в практике. С другой стороны, закон изменения поверхности — один из главных факторов, определяющих основные черты динамики процесса: скорость превращения вещества, скорость нарастания давления, распределение скоростей газа и т. д. В связи с этим исследование общих свойств и особенностей динамики сгорания газа при разных законах изменения поверхности пламени представляет значительный интерес.

В качестве модельных законов изменения поверхности пламени целесообразно выбрать законы, реализующиеся при распространении расходящихся и сходящихся пламен со сферической, цилиндрической и плоской симметриями. Такие пламена дают широкие и вместе с тем последовательные вариации площади фронта пламени, имитирующие широкий круг реальных процессов. Кроме того, эти пламена представляют самостоятельный интерес при теоретических исследованиях характеристик пламен и закономерностей процессов горения. Сходящиеся пламена использовались, например, при изучении влияния кривизны пламени на скорость горения [1], при анализе процессов горения в двигателях внутреннего сгорания [2]; цилиндрические пламена — при исследованиях гашения пламени во вращающемся газе [3]; плоские — в качестве простейшей модели пламен, распространяющихся в трубах [4].

Предполагается, что все пламена тонкие, т. е. размер сосуда велик по сравнению с шириной зоны пламени. Расходящееся пламя инициируется в точке при сферической симметрии, вдоль прямой и плоскости — при цилиндрической и плоской симметриях. Сходящиеся пламена инициируются соответственно на сферической, цилиндрической и плоской поверхностях. Процесс горения — адиабатический и медленный, так что давление одинаково во всех точках сосуда и изменяется только во времени. Свободно-конвективные эффекты пренебрежимо малы. Искомые функции — $n(\tau)$, $\pi(\tau)$, $r(\tau)$, $S(\tau)$.

Система уравнений, описывающая процесс, включает: уравнения сохранения массы, объема, внутренней энергии

$$n + n_u = 1, \quad \omega_b + \omega_u = 1, \quad u_b + u_u = 1, \quad (1)$$

сгорания свежего газа

$$dn/dt = S_u \pi^{1/\gamma_u} f(\pi)/a, \quad (2)$$

зависимость нормальной скорости от давления и температуры [5]

$$\dot{S}_u = S_{u,i} \pi^\epsilon, \quad (3)$$

краевые условия для расходящихся

$$t = 0: \quad r = 0, \quad n = 0, \quad \pi = 1, \\ t = t_e: \quad r = 1, \quad n = 1, \quad \pi = \pi_e$$

и сходящихся пламен

$$t = 0: \quad r = 1, \quad n = 0, \quad \pi = 1, \\ t = t_e: \quad r = 0, \quad n = 1, \quad \pi = \pi_e.$$

Здесь $n = m/m_i$; $\omega = V/V_i$; $u = U/U_i$; $\pi = p/p_i$; $\gamma = c_p/c_v$; $f = Fa/V$; m — масса; V — объем; U — внутренняя энергия; p — давление; c_p , c_v — теплоемкости; S_u — нормальная скорость пламени; F — площадь фронта пламени; a — характерный размер сосуда; r — обобщенная координата пламени; $\epsilon = n + m(\gamma_u - 1)/\gamma_u$. Индексы u , b , i , e обозначают соответственно свежий и сгоревший газы, начальное и конечное состояние.

Особенность системы (1)–(3) состоит в том, что параметры, характеризующие форму и направление распространения пламени, не входят в группу уравнений (1), определяющую термодинамические и механические соотношения между искомыми функциями. Поэтому для определе-

ния массовой доли и объема продуктов сгорания в общем случае можно воспользоваться соответствующими формулами, полученными ранее для сферических расходящихся пламен [6]

$$n = (\pi - 1 - C)/(\pi_e - 1 - C), \quad (4)$$

где $C = \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_u - 1} (\pi^{(\gamma_u - 1)/\gamma_u} - 1)$;

$$\omega_b = (\pi^{1/\gamma_u} + n - 1) \pi^{-1/\gamma_u}. \quad (5)$$

Относительная площадь поверхности пламени находится из (5) с учетом типа пламени и направления его распространения

$$f(\pi) = v \left[\frac{1 + \alpha}{2} - \alpha (1 - n) \pi^{-1/\gamma_u} \right]^{(v-1)/v},$$

где v — параметр, характеризующий симметрию пламени: $v = 1$ для плоской, $v = 2$ — цилиндрической, $v = 3$ — сферической симметрии; α — параметр, характеризующий направление движения пламени: $\alpha = 1$ — расходящееся, $\alpha = -1$ — сходящееся пламя.

Определив производную $dn/d\pi$ по уравнению (4), нетрудно получить из (2) обобщенное уравнение динамики нарастания давления для одномерных пламен

$$\frac{d\pi}{d\tau} = \frac{v (\pi_e - 1 - C) \pi^{1/\gamma_u + \varepsilon} \left[\frac{1 + \alpha}{2} - \alpha \pi^{-1/\gamma_u} (\pi_e - \pi)/(\pi_e - 1 - C) \right]^{(v-1)/v}}{1 - (1 - \gamma_b/\gamma_u) \pi^{-1/\gamma_u} (\pi_e - \pi)/(\pi_e - 1 - C)}, \quad (6)$$

где $\tau = S_{ui}t/a$ — безразмерное время. При $\gamma_b = \gamma_u$ (6) значительно упрощается

$$\frac{d\pi}{d\tau} = v (\pi_e - 1) \pi^{1/\gamma_u + \varepsilon} \left[\frac{1 + \alpha}{2} - \alpha \pi^{-1/\gamma_u} \frac{\pi_e - \pi}{\pi_e - 1} \right]^{(v-1)/v}. \quad (7)$$

За исключением случая $v = 1$, $\gamma_b = \gamma_u$ уравнения (6) и (7) решаются численно. В случае $v = 1$ решение имеет вид

$$\pi = \left[1 + \left(\frac{\gamma_u - 1}{\gamma_u} - \varepsilon \right) (\pi_e - 1) \tau \right]^{\frac{1}{(\gamma_u - 1)/\gamma_u - \varepsilon}}.$$

Отсюда следует, что для плоских пламен в начальной стадии процесса прирост давления пропорционален времени. Действительно, разлагая в ряд степень $\pi^{(\gamma_u - 1)/\gamma_u - \varepsilon}$ в окрестности $\pi = 1$, получим

$$\pi - 1 = (\pi_e - 1) \tau.$$

Для сравнения напомним, что для сферических пламен в начальной стадии справедлив «закон куба» [5] $\pi - 1 = E_i^2 (\pi_e - 1) \tau^3$.

На рис. 1 приведены решения уравнения (7), соответствующие случаю сгорания стехиометрической метано-воздушной смеси: $\gamma_u = 1,39$, $\gamma_b = 1,2$, $\pi_e = 8,98$, $\varepsilon = 0,26$, $S_{ui} = 0,35$ м/с. В расчете принято $\gamma_b = \gamma_u = 1,39$. В случае плоской симметрии площадь фронта пламени постоянна во времени и изменение скорости нарастания давления обусловлено главным образом увеличением массовой скорости горения, которая в данном случае пропорциональна давлению: $\rho_u S_u = \pi^{1/\gamma_u + \varepsilon} \approx \pi$. В расходящихся пламенах одновременно увеличиваются поверхность фронта и массовая скорость. Чем эффективнее растет поверхность фронта (сферическое пламя), тем круче идет кривая давления. В сходящихся пламенах площадь фронта пламени уменьшается, а массовая скорость растет. В результате конкуренции этих факторов на кривой $\pi(\tau)$ имеется точка перегиба: увеличение массовой скорости не компенсирует уменьшение поверхности фронта и темп нарастания давления замедляется. Поскольку скорости

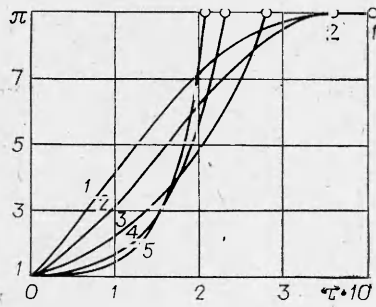


Рис. 1. Динамика изменения давления при сгорании стехиометрической метано-воздушной смеси (точками обозначено окончание процесса).

1 — $\alpha = -1$, $\nu = 3$; 2 — $\alpha = -1$, $\nu = 2$; 3 — $\alpha = -1$, $\nu = 1$;
4 — $\alpha = 1$, $\nu = 2$; 5 — $\alpha = 1$, $\nu = 3$.

сгорания одинакова во всех случаях при данном π , то сокращение длительности процесса горения обусловлено только относительным увеличением площади фронта пламени при переходе от сходящихся пламен к расходящимся и от плоских к сферическим.

Для получения формулы обобщенной координаты пламени r воспользуемся термодинамическими соотношениями (4), (5), учитывая, что $r = r_b/a$ для расходящихся пламен и $r = (a - r_b)/a$ для сходящихся, и геометрическими особенностями рассматриваемых пламен (r_b — расстояние от точки инициирования до фронта пламени). Тогда при $\gamma_b \neq \gamma_u$

$$r = \left[\frac{1 + \alpha}{2} - \alpha \pi^{-1/\gamma_u} (\pi_e - \pi) / (\pi_e - 1 - C) \right]^{1/\nu}, \quad (8)$$

а при $\gamma_b = \gamma_u$

$$r = \left[\frac{1 + \alpha}{2} - \alpha \pi^{-1/\gamma_u} (\pi_e - \pi) / (\pi_e - 1) \right]^{1/\nu}. \quad (9)$$

На рис. 2 приведена зависимость $\pi(r_b/a)$ (формула (9)) для стехиометрической метано-воздушной смеси (параметры процесса приведены выше). Видно, что в отличие от расходящихся пламен в сходящихся значительный рост давления наблюдается уже в первой половине процесса, а производная $d^2\pi/dr^2$ меняет знак. Это также является следствием двух конкурирующих факторов — изменения массовой скорости горения и поверхности фронта пламени. Интересно отметить, что разница между значениями r , полученными по формулам (8) и (9), во всех случаях не превышает 1%. Это свидетельствует о слабой зависимости r от γ_b .

Аналоги уравнений (8), (9) для сферических расходящихся пламен рассматривались в разных предположениях. Авторы работы [7], предполагая, что $\langle T_b \rangle / \langle T_{be} \rangle = (\pi/\pi_e)^{(\gamma_b - 1)/\gamma_b}$, для случая $\gamma_b = \gamma_u$ вывели формулу

$$r^3 = \frac{1 - \pi^{-1/\gamma_u}}{1 - \pi_e^{-1/\gamma_u}}. \quad (10)$$

В [8] для вычисления r получено

$$\pi = \left[1 - \left(1 - \frac{\gamma_u}{\gamma_b E_i} \right) r^3 \right]^{-\frac{\gamma_u(E_i - 1)}{E_i - \gamma_u/\gamma_b}} \quad \text{при } \gamma_b \neq \gamma_u, \quad (11)$$

$$r^3 = \frac{1 - \pi^{-1/\gamma_u}}{1 - 1/E_i} \quad \text{при } \gamma_b = \gamma_u, \quad (12)$$

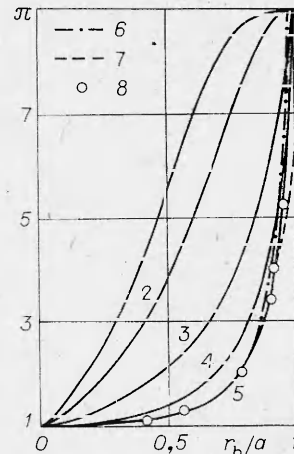


Рис. 2. Зависимость давления от r_b/a (параметры 1—5 аналогичны рис. 1). 6 — расчет по формуле (12); 7 — по формуле (13); 8 — эксперимент.

в предположении, что на фронте пламени сохраняется постоянным коэффициент расширения.

В работе [9] в предположении изотермических условий в продуктах сгорания ($\gamma_b = 1$) получено следующее соотношение:

$$\ln \pi = \gamma_u [\ln(1 - r^3/E_i \cdot \pi) - \ln(1 - r^3)],$$

которое можно записать в виде

$$r^3 = \frac{1 - \pi^{-1/\gamma_u}}{1 - \pi^{(\gamma_u - 1)/\gamma_u} / E_i}. \quad (13)$$

На рис. 2 приведено сравнение результатов расчета координаты пламени r для расходящихся сферических пламен по формулам (9), (12) и (13) с экспериментальными данными [10]. Значение r по (9) и (10) согласуется с экспериментальными данными в пределах 1%, а по формулам (12) и (13) — в пределах 3%. Хорошее согласие всех формул, полученных при разных (но однотипных в отношении γ) предложениях, как уже отмечалось, объясняется слабой зависимостью координаты r от термодинамических параметров γ , π_e и E_i . Интересно, что чем выше значения π_e и E_i , тем слабее их влияние на зависимость $r(\pi)$.

С другой стороны, с учетом экспериментальной зависимости r от π видно, что для расчета π по экспериментальным данным необходима более высокая точность как самих расчетных формул, так и экспериментальных данных по r . Аналогичные требования справедливы и в обратных задачах при определении термодинамических параметров π_e и E_i по экспериментальным данным r и π . В этом преимущество формул (8) и (9).

Что касается пространственной скорости пламени $S = dr/dt$, то можно показать, что она как функция текущего давления не содержит специфических особенностей рассматриваемых пламен. Действительно, из (1) и (2) следует, что

$$S = S_u E_u, \quad (14)$$

где $E_u = 1 + \frac{1-n}{\gamma_u \pi} \frac{d\pi}{dn}$ — коэффициент расширения. Величина E_u , содержащая термодинамические величины n и $d\pi/dn$, сама является термодинамической и одинаковой для всех типов пламен. Нормальная скорость пламени S_u зависит только от давления (3). Следовательно, величина S полностью определяется текущим давлением и термодинамическими параметрами. В этом существенное отличие производной координаты пламени от производной давления (6). С другой стороны, как функция координаты пламени или времени пространственная скорость пламени имеет особенности в рассматриваемых пламенах.

На рис. 3 приведена зависимость $\alpha S_p(\tau) = \alpha S(\tau)/S_{u_i}$ для пламен разных типов в стехиометрической метано-воздушной смеси. Видно, что скорость перемещения пламени уменьшается по ходу процесса от $S(0) = -S_{u_i} E_i$ до $S(\tau_e) = S_{u_e}$. Это согласуется с существующими представлениями о замедлении движения пламени к концу процесса [11, 12].

Однако, поскольку с ростом давления величины S_u и E_u в (14) изменяются в разных направлениях, возникает вопрос о принципиальной возможности «кинетического» ускорения пламени за счет роста S_u . Анализ (14) показывает, что такое ускорение возможно при значении термокинетического показателя $\varepsilon > \varepsilon_{кр} = 1/\gamma_u$ (рассматривается случай $\gamma_b = \gamma_u$).

При $\varepsilon \in (1/\gamma_u, (\pi_e - 1)/(\pi_e + \gamma_u))$ функция $S(\pi)$ в ходе процесса проходит минимум в точке π_{min} , причем при увеличении ε π_{min} сдвигается к началу процесса. При $\varepsilon \geq (\pi_e - 1)/(\pi_e + \gamma_u)$ пламя ускоряется с самого начала процесса (рис. 4).

В таблице приведены значения термокинетического показателя для некоторых систем, полученные в результате обработки многочисленных литературных данных. Видно, что приведенные значения ε в общем ни-

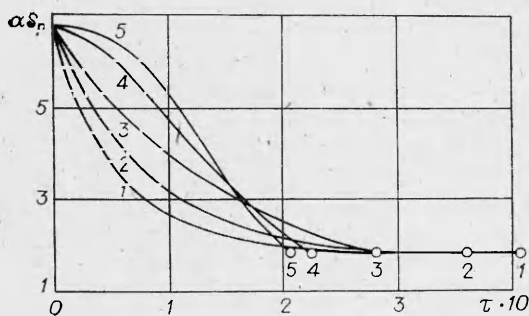


Рис. 3. Изменение пространственной скорости $\alpha S_p = \alpha S / S_{u_i}$ во времени (обозначения см. на рис. 1).

же, но в ряде случаев близки к критическому значению $\epsilon_{кр}$ ($\epsilon_{кр} = 0,71$ для $\gamma_u = 1,4$). Более высокое значение ϵ можно ожидать в системах с большим барическим показателем степени нормальной скорости n , таких как чистый ацетилен ($n = 1$ [13]), закись азота с добавками CH_4 ($n = 0,15$ [14]) и др. Высокие значения ϵ характерны для кислородных систем и высоких давлений.

Таким образом, характер изменения поверхности пламени в процессе горения существенно влияет на динамические характеристики процесса. Эффективное увеличение поверхности приводит к сокращению длительности процесса и высоким скоростям нарастания давления на всех ста-

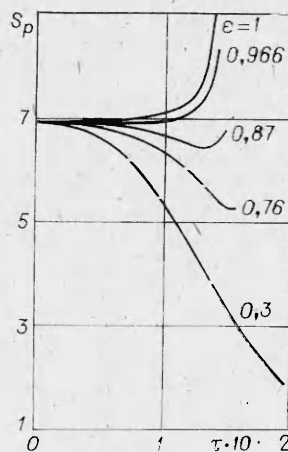


Рис. 4. Зависимость пространственной скорости S_p от времени для сферических расходящихся пламен ($\pi_e = 9$, $\gamma_b = \gamma_u = 1,35$) при разных значениях ϵ .

Газовая система	Начальные условия		Содержание топлива, %	ϵ	γ_u
	p , МПа	T_i , К			
Водород — воздух	0,101	298	10—75	0,49—0,68	1,39
Водород — окись азота	0,101	298	25—70	0,48—0,68	1,37—1,38
Ацетилен — воздух	0,101	297	3,3—12,6	0,47—0,57	1,35—1,38
Метан — кислород	0,101	293	15—50	0,25—0,43	1,28—1,33
Метан — воздух	0,101	300	6,0—10	0,25—0,31	1,39
Метан — воздух	0,1—7,1	323	Стехиометрия	0,13—0,26	1,39
Пропан — воздух	0,101	298	3,0—5,5	0,11—0,27	1,32—1,36
Бензол — воздух	0,1—1,62	423	Стехиометрия	0,45—0,53	1,33

диях, включая начальную стадию. Координата пламени как функция текущего давления зависит от типа пламени, при этом слабо зависит от термодинамических параметров γ , π_e и E_i . Пространственная скорость пламени как функция давления одинакова для всех одномерных пламен (с точностью до знака). Обычно она уменьшается по ходу процесса, но при определенных условиях имеется возможность ускорения пламен за счет изменения нормальной скорости пламени.

Поступила в редакцию 1/II 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Бабкин, И. Л. Кузнецов, Л. С. Козаченко. Докл. АН СССР, 1962, 146, 3.
2. Л. А. Гуссак, Б. В. Новожилов. Тр. Всесоюз. конф. по ДВС. Баку: АзПИ, 1979.
3. В. С. Бабкин, А. М. Бадалян. ФГВ, 1982, 18, 3.
4. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963.

5. В. С. Бабкин, В. И. Бабушок. ФГВ, 1977, 13, 1.
6. В. С. Бабкин, Ю. Г. Кононенко. ФГВ, 1967, 3, 2.
7. J. Nagy, E. C. Seiler et al. RI 7507. US. Dept. of the Interior. Bureau of Mines, 1971.
8. V. M. Morton, M. A. Nettleton. Comb. Flame, 1977, 30, 111.
9. R. C. Eschenbach, J. T. Agnew. Comb. Flame, 1958, 2, 3.
10. A. M. Garforth. Univ. Witwatersrand. Dep. Mech. Eng. Johannesburg. Rep. 57, 1974.
11. А. М. Гурвич, Ю. Х. Шаулов. Термодинамические исследования методом взрыва и расчеты процессов горения. М.: МГУ, 1955.
12. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
13. С. М. Когарко, Б. А. Иванов. ПМТФ, 1964, 2.
14. В. С. Бабкин, А. М. Бадалян и др. ФГВ, 1981, 17, 3.

О ЗОНЕ ПЛАМЕНИ ПРИ ГОРЕНИИ ГАЗА В ИНЕРТНОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

*А. А. Коржавин, В. А. Бунев, Р. Х. Абдуллин, В. С. Бабкин
(Новосибирск)*

Распространение пламени по газовой смеси в пористых средах с эквивалентным гидравлическим диаметром больше критического, определяемого из условия гашения пламени $Re_{кр} = const$, представляет собой интересное явление, многие аспекты которого недостаточно ясны. Некоторые сведения о сгорании газа в насадках с пористостью до 0,4 (набивки из зернистых материалов типа гравия или металлических шаров) приводятся в [1], где обнаружено, что пламя в таких насадках может ускоряться. Увеличение скорости сгорания связывается с турбулизацией смеси расширяющимися продуктами сгорания.

В работе [2] показано, что распространение пламени в инертной пористой среде (набивки из металлических шаров, пористость 0,4) может происходить стационарно, с постоянной скоростью. При этом скорости пламени, составляющие 0,1—2,6 м/с, превышают нормальные скорости в 1—30 раз. Режим сгорания имеет турбулентный характер и сопровождается мелкомасштабными пульсациями. В этой же работе указывается, что область, в которой существуют зоны химической реакции и горячие продукты сгорания, имеет малую по сравнению с размерами установки протяженность и что сгорание смеси в таких условиях имеет ряд характерных особенностей. Более быстрые режимы горения со скоростями 400—1600 м/с изучались в работах [3—4].

Очевидно, что наряду со скоростью распространения важной характеристикой процесса является размер зоны горения. Однако какие-либо данные о протяженности этой области и ее структуре в литературе отсутствуют. В связи с этим целью данной работы было определение протяженности зоны горения и получение сведений о ее структуре при различных начальных давлениях.

Эксперимент проводился на установке, описанной в [2]. Распространение пламени изучалось в вертикальной трубе сечением 48×48 мм и длиной $L = 2,8$ м. Вся труба заполнялась металлическими полированными шарами диаметром 6 мм, среда имела пористость 0,4. Смесь поджигалась единичной искрой у верхнего торца трубы в свободном пространстве объемом ~ 100 см³. Использовались предварительно приготовленные стехиометрические метано-воздушные смеси. Точность приготовления смеси 0,1%. Начальное давление варьировалось в пределах 0,2—1,5 МПа.