

ра опускается ниже адиабатической. Результаты вычислений для  $D_+/a_+ = 1$  представлены на рис. 2.

Увеличение  $Le$  приводит к тому, что горение идет по диффузионному механизму. Численный счет в [6] показал, что диффузионный режим горения неустойчив. Характерным признаком неустойчивости являются пульсации значений глубины превращения (рис. 3). Начальные моменты времени в формировании очага представляют наибольший интерес ( $\tau \sim 1$ , времена одного порядка с адиабатическим периодом индукции). В этот отрезок времени возникают наиболее сильные изменения глубины превращения. Однако полного выгорания в центре при  $\tau < \Delta\tau$  в отличие от случая  $D_+/a_+ = 1$  не происходит. Высокая температура и наличие реагента создают оптимальные условия для воспламенения от второго разряда. При  $\Delta\tau = 2$  ( $D_+/a_+ = 3$ ) суммарная энергия двух искр была в 1,8—2 раза меньше  $A_{*∞}$  (рис. 4).

Таким образом, эффект падения критической энергии при зажигании последовательными искровыми источниками малой длительности может иметь теплодиффузионный механизм. Проведенное исследование — одно из возможных объяснений экспериментально обнаруженного явления [4].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Коно М., Kumagai S., Sakai T. Comb. Flame, 1976, 27, 85.
2. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 1941, 11, 159.
3. Зельдович Я. Б., Симонов Н. Н. ЖФХ, 1949, XXII, 11, 1361.
4. Вилюнов В. Н. Докл. АН СССР, 1973, 208, 1, 66.
5. Нвлева Т. П., Шкадинский К. Г. Информ. бюл. Госфонда алгоритмов и программ СССР, 1979, 1 (27).
6. Вилюнов В. Н., Некрасов Е. А., Баушев В. С. и др. ФГВ, 1976, 12, 3, 361.

Поступила в редакцию 16/1 1987

### РОСТ ДАВЛЕНИЯ В ЗАКРЫТОМ СОСУДЕ ПРИ СГОРАНИИ ЛОКАЛЬНОГО ОБЪЕМА ГАЗА

*А. Я. Выхристюк, В. С. Бабкин, Е. А. Кудрявцев,  
Н. Д. Кудрявцев, В. Н. Кривулин*

*(Новосибирск, Балашиха)*

При сгорании локального объема горючего газа в закрытом сосуде происходит повышение давления, величина которого зависит от размера локального объема, вида топлива, теплофизических свойств газов и других факторов. Это нередко является причиной аварий на производствах, в которых обрабатываются горючие газы. В [1] рассмотрена задача о сгорании ограниченного объема газа в закрытом сосуде и найдены теоретические зависимости для максимально развиваемого давления. В настоящей работе проводится экспериментальная проверка этих зависимостей. Ввиду универсальности теоретических формул для проверки их кроме собственных результатов, полученных в крупномасштабных экспериментах, привлекаются данные других авторов по горению как локальных объемов [2, 3], так и в полностью заполненном сосуде [4], обработанные применительно к рассматриваемой задаче. Установлено, что привлеченные для сопоставления экспериментальные результаты в соответствии с теорией хорошо обобщаются единой зависимостью.

**Теоретические формулы.** В предположении медленного горения и отсутствия тепловых потерь уравнение для максимального прироста давления в закрытом сосуде при сгорании локального объема газа имеет вид [1]

$$\pi_m - 1 = (\gamma_2 - 1) J + \frac{\gamma_3 - \gamma_2}{\gamma_3 - 1} \left( \frac{\gamma_3 - 1}{\pi_m \gamma_3} - 1 \right) (1 - \omega_{1i}) - \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 - 1} \omega_{1i}. \quad (1)$$

Здесь  $\pi_m = p_m/p_i$ ;  $J = Q/p_i V_i$ ;  $\omega_{1i} = V_{1i}/V_i$ ;  $p_i$  и  $p_m$  — давление до и после сгорания;  $V_{1i}$  и  $V_i$  — объем горючего газа и сосуда;  $Q$  — суммарный тепловой эффект химической реакции;  $\gamma_j$  — отношение изобарной и изохорной теплоемкостей считается постоянным в течение процесса; индексы  $j = 1, 2, 3$  относятся соответственно к горючему газу, продуктам горения и инертному (негорючему) газу.

В (1) первое слагаемое выражает результат основного процесса — преобразования химической энергии горючего газа в тепловую энергию газов в объеме сосуда, второе — эффект неравномерного распределения этой энергии между продуктами сгорания и инертным газом из-за неравенства их теплоемкостей. При  $\gamma_2 \neq \gamma_3$  продукты и инертный газ имеют разные коэффициенты адиабатической сжимаемости. Вследствие этого газ с большим значением  $\gamma_j$  получает через работу сжатия меньше выделившейся химической энергии на единицу объема. Так как отношение тепловой энергии продуктов к энергии инертного газа, приходящихся на единицу объема, равно  $(\gamma_3 - 1)/(\gamma_2 - 1)$ , то при  $\gamma_3 > \gamma_2$  освобождающаяся энергия относительно больше сосредоточится в продуктах горения и соответственно в сосуде разовьется более высокое максимальное (конечное) давление  $\pi_m$ . Интегральный эффект неравных теплоемкостей продуктов и инертного газа, как видно из (1), зависит от величины  $\omega_{1i}$ .

Третье слагаемое в (1) обусловлено изменением теплоемкостей газа на фронте пламени в результате изменения его состава и температуры. В предельном случае  $Q \rightarrow 0$  и  $\omega_{1i} \rightarrow 1$  из (1) следует  $\pi_m - 1 = -(\gamma_1 - \gamma_2)/(\gamma_1 - 1)$ . Видно, что третье слагаемое связано только с изменением теплоемкостей, а не с тепловым эффектом реакции.

Таким образом, второй и третий члены уравнения (1) выражают не сам факт преобразования и распределения энергии в сосуде, а только эффекты неравных теплоемкостей, т. е. по физическому смыслу имеют поправочный характер. Пренебрежение ими при обычных значениях  $\gamma_j$  приводит к ошибке не более 20 %. Поэтому вместо (1) приближенно можно написать

$$\pi_m - 1 = (\gamma_2 - 1)J. \quad (2)$$

При малых размерах локального объема ( $\omega_{1i} \ll 1$ ) линейаризация второго слагаемого позволяет уточнить зависимость (2):

$$\pi_m - 1 = (\gamma_3/\gamma_2) \cdot (\gamma_2 - 1)J. \quad (3)$$

Учет третьего слагаемого при  $\omega_{1i} \ll 1$  не приводит к существенному повышению точности равенства (3), по значительному его усложняет.

Приведенные формулы с практической точки зрения обладают двумя важными свойствами. Во-первых, максимальный прирост давления — величина термодинамическая. Она не зависит от скорости горения, геометрии сосуда и типа пламени. Во-вторых, формулы применимы в широких диапазонах начальных параметров — давления, температуры, суммарного теплового эффекта реакции и т. д. В силу этих свойств открывается возможность энергетического моделирования аварийных ситуаций, возникающих на практике в результате повышения давления при случайных воспламенениях ограниченных скоплений горючего газа.

**Методика и результаты экспериментов.** Опыты проводили в камере объемом  $33,8 \pm 0,8$  м<sup>3</sup>. Метановоздушные смеси готовили в отдельном смесителе емкостью 0,519 м<sup>3</sup>, работающем по принципу свободной конвекции, вызываемой специальным теплообменником. Использовался метан чистотой 99,95 — 99,98 %. Приготовленная смесь перепускалась в тонкую резиновую оболочку — шар-пилот стандартных размеров 100 и 1500 л. Количество смеси в оболочке определялось по понижению давления в смесителе в состоянии теплового равновесия. Опыты выполнялись со смесями, содержащими 9,5 и 8 % метана в воздухе. Оболочка с газом размещалась в центре испытательной цилиндрической камеры диаметром 3,2 м. После монтажа оболочки, наполнения ее смесью и гер-

Таблица 1

$\omega_{1i}$	$J$	$p_i$ , ата	$p_m$ , ата	$\pi_{m-1}$	$\omega_{1i}$	$J$	$p_i$ , ата	$p_m$ , ата	$\pi_{m-1}$
9,5 % $\text{CH}_4$ + 90,5 % воздуха					8 % $\text{CH}_4$ + 92 % воздуха				
0,015	0,489	1,015	1,181	0,164	0,053	1,711	1,019	1,480	0,450
0,016	0,517	1,025	1,150	0,122	0,054	1,750	1,016	1,557	0,532
0,017	0,540	1,027	1,153	0,123	0,061	1,994	1,012	1,594	0,575
0,023	0,747	1,016	1,266	0,246	0,068	2,215	1,018	1,642	0,613
0,024	0,775	1,017	1,225	0,205	0,078	2,494	1,027	1,735	0,689
0,030	0,974	1,015	1,306	0,287	0,092	2,985	1,018	1,891	0,858
0,030	0,974	1,011	1,302	0,288					
0,038	1,232	1,015	1,390	0,369	0,013	0,368	0,996	1,121	0,125
0,039	1,259	1,016	1,392	0,370	0,022	0,619	0,996	1,162	0,167
0,039	1,278	1,017	1,350	0,327	0,024	0,676	0,996	1,164	0,169
0,045	1,473	1,017	1,475	0,450	0,031	0,867	0,996	1,204	0,209
0,046	1,505	1,015	1,473	0,451	0,040	1,090	1,021	1,354	0,326
0,046	1,525	0,996	1,412	0,418	0,051	1,385	1,022	1,438	0,407

метизации камеры горючая смесь воспламенялась пережиганием медной проволоки импульсом электрического тока. Результаты измерений максимальных давлений приведены в табл. 1. На рис. 1 они сопоставлены с теоретическими зависимостями. Там же приведены данные по максимальным давлениям, развиваемым в закрытых сосудах при сгорании локальных объемов гомогенных горючих смесей, полученные в работах [2, 3].

В [2] опыты проводили в стальной цилиндрической камере объемом 26,6 м<sup>3</sup> при атмосферном давлении и температуре 293 ± 5 К. Ацетоно-воздушные смеси сжигали в полиэтиленовой оболочке. Смеси готовили испарением навески ацетона непосредственно в оболочке и перемешивали вентилятором. Провели две серии опытов. В серии А изменяли величину локального объема  $\omega_{1i}$  при постоянном количестве паров ацетона в оболочке (40 л), в серии В — концентрацию паров ацетона в воздухе при фиксированной  $\omega_{1i} = 0,05$ .

В [3] использовали куполообразную камеру объемом 0,136 м<sup>3</sup> при  $p_i = 0,1$  МПа. Стехиометрические смеси природного и «городского» газов с воздухом готовили отдельно и перепускали дозированными порциями в полиэтиленовую оболочку. Природный газ содержал 78,2 %  $\text{CH}_4$ , 13,5 %  $\text{C}_2\text{H}_6$ , 4,6 %  $\text{C}_3\text{H}_8$ , 1,8 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ , 1,4 %  $\text{O}_2$ , 0,3 %  $\text{N}_2$ ; «городской» газ — 51,6 %  $\text{H}_2$ , 31,6 %  $\text{CH}_4$ , 1,6 %  $\text{CO}$ , 0,7 %  $\text{C}_2\text{H}_6$ , 12,7 %  $\text{CO}_2$ , 1,5 %  $\text{N}_2$ , 0,3 %  $\text{O}_2$ . Теплосодержание смесей определяли опытным путем в калориметре.

Как отмечалось, область применения формул (1) и (2) не ограничена размерами локального объема и они остаются справедливыми вплоть до  $\omega_{1i} = 1$ . Это обстоятельство позволяет использовать процесс горения газа в полностью заполненном горючей смесью сосуде для проверки приведенных выше формул. В этом случае каждому значению текущего давления можно придать смысл  $\pi_m$ , если величину  $J$  отнести к количеству свежей смеси, сгоревшей на данный момент  $t$ , т. е. к массовой доле продуктов горения  $n$ , так

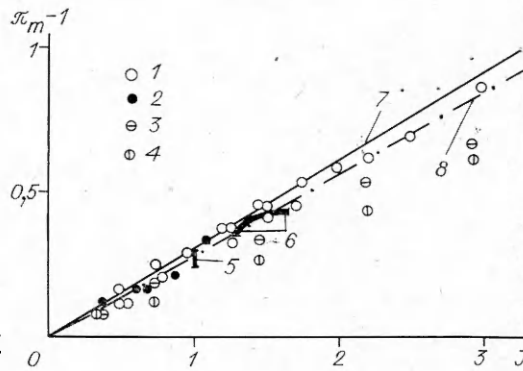


Рис. 1. Зависимость относительного прироста давления от параметра  $J$ .

Стехиометрические смеси: 1 — метано-воздушные, 2 — «городского» газа с воздухом [3], 3 — природного газа с воздухом [3]; 4 — смесь 8 %  $\text{CH}_4$  + 92 % воздуха; ацетоно-воздушные смеси: 5 — серия А [2], 6 — серия В [2]; 7 — формула (3); 8 — формула (2),  $J = 0,3$ .

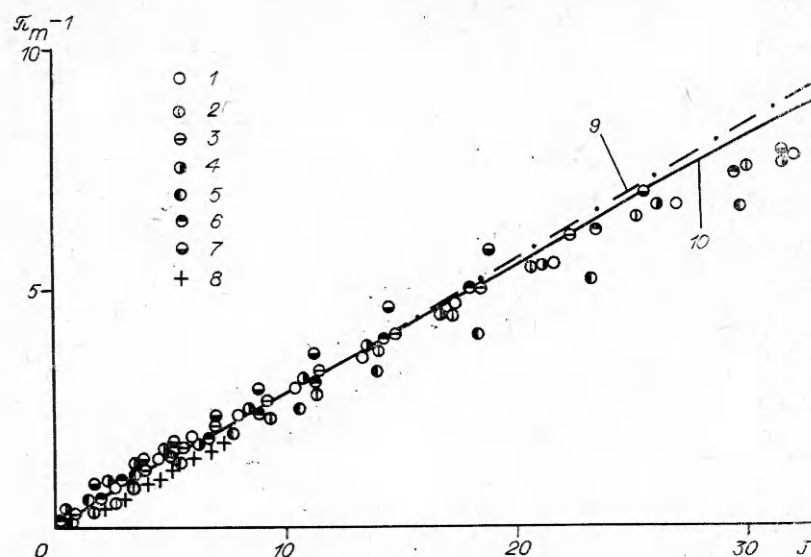


Рис. 2. Зависимость  $(\pi_m - 1)$  от  $J$ .

1—7 — стехиометрические метановоздушные смеси,  $p_i$ , МПа: 1 — 0,06, 2 — 0,08, 3 — 0,10, 4 — 0,125, 5 — 0,15, 6 — 0,20, 7 — 0,225 [5]; 8 — стехиометрические смеси природного газа с воздухом,  $p_i = 0,1$  МПа [3]; 9 — формула (2); 10 — формула (1),  $J = 0 \div 33$ .

как  $n = \omega_{1i}$ . Необходимо принять также, что  $\gamma_3 = \gamma_1$ . Если известно  $\pi(t)$ , то связь  $\pi(\omega_{1i})$  устанавливается из баланса энергии в закрытом сосуде [4]. Если же дополнительно известен радиус пламени  $r_f(t)$ , то эта связь устанавливается законом Пуассона

$$\omega_{1i} = 1 - [1 - (r_f/a)^3] \cdot \pi^{1/\gamma_1},$$

где  $a$  — радиус сферического сосуда.

Таким образом, процесс горения в закрытом сосуде постоянного объема дает возможность из одного опыта получить данные для проверки соотношений (1) — (3) для частного случая  $\gamma_3 = \gamma_1$  во всем диапазоне  $\omega_{1i} = 0 \div 1$ . В настоящей работе указанная идея была реализована с использованием экспериментальных данных  $\pi(t)$  и  $r_f(t)$  для сферических пламен, полученных в [5].

В [5] опыты проводились в сферическом сосуде объемом 2,15 л с центральным зажиганием. Исследовались стехиометрические метановоздушные смеси при начальных давлениях 0,060—0,225 МПа и температурах 289—293 К. Результаты обработки данных [5] приведены на рис. 2.

В табл. 2 представлены использованные показатели адиабат. Для свежей смеси и инертного окружения считалось, что  $\gamma_1$  и  $\gamma_3$  всегда такие же, как при начальной температуре. Поэтому их расчет очевиден. В качестве  $\gamma_2$  принималось такое фиксированное «среднее» значение, чтобы при переходе через фронт пламени соблюдался реальный энергетический баланс. Для этого температура продуктов, для которой строился баланс, рассчитывалась методом минимизации термодинамических потенциалов. Из табл. 2 видно, что значения показателей адиабат близки для разных смесей ( $\gamma_1 = 1,36 \div 1,39$ ,  $\gamma_2 = 1,27 \div 1,30$ ), поэтому на рис. 1 и 2 приведены теоретические зависимости (1) и (3) только для одной модельной системы с  $\gamma_1 = 1,39$  и  $\gamma_2 = 1,28$ , которой соответствует стехиометрическая метановоздушная смесь. Во всех случаях принято  $\gamma_3 = \gamma_1$ .

Из рисунков видно, что экспериментальные данные, относящиеся к разным топливным системам, количеству выделившейся энергии, объемам экспериментальных сосудов, начальным давлениям и другим усло-

Таблица 2

Газовые системы	$r^*$ , %	$\gamma_1$	$\gamma_2$	$\gamma_3$
Инертный газ (воздух)	—	—	—	1,4
Метан — воздух	9,5	1,39	1,28	—
	8,0	1,39	1,30	—
Природный газ — воздух	8,1	1,38	1,28	—
Городской газ — воздух	18,6	1,39	1,28	—
Ацетон — воздух	3,7	1,37	1,31	—
	4,0	1,37	1,30	—
	4,5	1,36	1,29	—
	5,0	1,36	1,27	—

\*  $r$  — объемная доля топлива.

виям опытов качественно и количественно хорошо согласуются с теоретическими результатами и обобщаются единой зависимостью

$$\pi_m - 1 = 0,28J. \quad (4)$$

Некоторое отклонение наблюдается для данных [3] при малых значениях  $J$  (см. рис. 1) и для данных [5] при  $p_i = 0,15$  МПа, а также при  $J = 29 \div 33$  (см. рис. 2). Во всех этих случаях опытные значения  $\pi_m$  ниже теоретических.

Среднее снижение прироста давления при  $J = 0 \div 3$  составляет  $\sim 20\%$  для «городского» газа и  $40\%$  для природного [3]. В области  $J = 3 \div 7,5$  снижение составляет  $\sim 12\%$  для обоих топлив. Согласно [3], прирост давления для природного газа описывается эмпирической зависимостью  $\pi_m - 1 = 1,873E + 0,794E^2$  (где  $E$  — концентрация выделившейся энергии, МДж/м<sup>3</sup>), т. е. наблюдается тенденция прогрессирующего роста максимального давления в зависимости от  $J$ , обратная следующей из (1). Так, если обобщить экспериментальные данные [3] в одночленной форме (4), то вместо коэффициента 0,28 получим 0,225 на интервале  $J = 0 \div 3$  и 0,350 на интервале  $3 \div 7,5$ , в то время как соответствующие теоретические значения равны 0,304 и 0,277 соответственно. По-видимому, в опытах [3] имелась какая-то экспериментальная погрешность, приводящая к систематическому занижению максимального давления. Отметим, что во всех опытах [5] наблюдается не увеличение, как в [3], а уменьшение темпа нарастания  $\pi_m$  с увеличением  $J$  в соответствии с предсказаниями (1). Характерно, что при малых значениях  $J$  экспериментальный разброс данных [5] также значительно больше, чем при больших  $J$ .

Отклонение результатов [5] при  $p_i = 0,15$  МПа, вероятно, связано с некоторой случайной ошибкой измерений, поскольку они явно выпадают из большой серии измерений тех же авторов в диапазоне  $p_i = 0,060 \div 0,225$  МПа при отсутствии каких-либо кинетических или термодинамических особенностей в поведении исследуемой газовой системы при указанном давлении. Наконец, занижение данных [5] на  $15-20\%$  в области  $J = 29 \div 33$  можно объяснить увеличением теплопотерь на заключительной стадии горения, что иногда наблюдается в сосудах, полностью заполненных горючей смесью [6]. Таким образом, отмеченные отклонения не носят принципиального характера и не могут служить аргументом против основного вывода настоящей работы: теоретические зависимости качественно и количественно подтверждаются экспериментом в широких диапазонах параметров и при различных экспериментальных условиях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бабкин В. С., Кононенко Ю. Г. и др. ФГВ, 1985, 21, 6, 43.
2. Баратов А. Н., Коротких Н. И. Химическая промышленность, 1980, 2.
3. Cabbage P. A., Marshall M. R. Pressure generated in combustion chambers by the ignition of air-gas mixtures. Gas Council Report No. 167. Warwickshire, 1971.
4. Бабкин В. С., Кононенко Ю. Г. ФГВ, 1967, 3, 2.
5. Garforth A. M. The spherical bomb method for laminar burning velocity determination: experimental results and critical appraisal. Report No. 75. Johannesburg, 1977.
6. Бабкин В. С., Козаченко Л. С. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 4.

Поступила в редакцию 10/XI 1984,  
после доработки — 2/III 1988

## ИОНИЗАЦИЯ ПРИ ФИЛЬТРАЦИОННОМ ГОРЕНИИ ГАЗОВ

В. Н. Дашевский, Б. С. Фиалков

(Караганда)

Под фильтрационным горением газов понимается волновой процесс химического реагирования газообразных топлива и окислителя, при котором реагенты подводятся к зоне горения путем фильтрации через слой инертного пористого тела или зернистого материала [1]. Ряд характеристик (скорость, протяженность, тепловая структура и др.) волны горения, распространяющейся навстречу потоку реагентов, теоретически и экспериментально изучены в [1—5]. Однако процесс горения характерен также сверхравновесной ионизацией во фронте горения и в газообразных продуктах реакции, степень которой на 4—5 порядков может превышать степень термической ионизации [6]. Известно, что пламя, в том числе и распространяющееся, обладает собственным электрическим полем сложной структуры [8, 9], причем ионизационные явления в областях подготовки и догорания существенно различаются [10]. В то же время показано, что измерение электрофизических характеристик пламени позволяет увеличить объем информации о ходе процесса горения, обеспечить контроль и управление сжиганием топлива [11]. В связи с этим представляется актуальным изучение параметров ионизации, сопровождающей распространение волны горения в пористой среде.

Эксперименты проводились в кварцевой трубе диаметром 45 и высотой 150 мм, расположенной вертикально и закрытой снизу. Труба заполнялась кварцевыми зёрнами с размером фракции зерна 1—1,3 мм. Пористость засыпки  $m = 0,5 \pm 0,05$ . Горючая смесь комнатной температуры подавалась с нижнего, а поджигалась с верхнего открытого конца трубы. В качестве топлива использовался пропан-бутаи, во фронте горения которого при стабилизации пламени на горелке создается концентрация ионов до  $10^{11} \text{ см}^{-3}$  [6]. Расходы пропан-бутана и воздуха измерялись ротаметрами РМ-0,63Г и РМ-2,5Г. Расход топливно-воздушной смеси при изменении ее состава поддерживался постоянным и составлял 350—400  $\text{см}^3/\text{с}$ , что соответствует скорости потока в пустой реакционной трубе  $v = 22 \div 25 \text{ см/с}$ . Эта величина прямо пропорциональна скорости фильтрации газа в заполненной трубе. При  $m = 0,5$  величина просвета  $n = 0,21$ , следовательно,  $v = 22 \div 25 \text{ см/с}$  соответствуют скорости фильтрации  $v_{\text{ф}} = 104,8 \div 119 \text{ см/с}$ .

Параметры ионизации регистрировались двойными пассивными электрическими зондами путем измерения разности потенциалов между непосредственно заземленным и заземленным через нагрузочное сопротивление нихромовыми электродами диаметром 0,2 мм. Electrodes помещались в двухканальные керамические капилляры так, что рабочая их часть на 2 мм выступала из капилляров и находилась у оси реакционной трубы. Для контроля температуры газа в реакционном объеме