

мере обеднения исходной смеси пропиленом увеличиваются разогревы. При всех исследованных условиях в начале реакции наблюдается падение давления, причем тем сильнее, чем ниже начальная температура.

На рис. 2 приводятся области медленной реакции, холодных пламен и воспламенений, полученные для смесей различного состава. Штриховой линией показана область воспламенений, полученная в [8] для смеси  $C_3H_6:O_2 = 1:1$  в пирексовом сосуде ( $d = 5$  см). Наблюдаемое резкое различие областей холодных пламен и воспламенений, очевидно, связано с применением различных реакторов в работе [8] и в данном исследовании. Сопоставление данных, представленных на рис. 2, *a—e*, показывает, что в отличие от данных, приводимых в [7] для окисления парафиновых углеводородов, обеднение смеси углеводородом в случае пропилена приводит не к расширению, а к сужению областей холоднопламенного окисления. При этом граница самовоспламенений сдвигается в сторону меньших давлений.

Для смеси  $C_3H_6:O_2 = 3:1$  воспламенение не происходит даже при давлениях, превышающих 400 торр. При воспламенении смеси  $C_3H_6:O_2 = 2:1$  образуются вещества с высокой температурой кипения, а при воспламенении смеси 1:1 — большое количество сажи. Это обстоятельство показывает, что с изменением состава реагирующей смеси возможны изменения в химизме реакции. Для бедных смесей характерны многократные холоднопламенные вспышки. Для смеси  $C_3H_6:O_2 = 1:1$  наблюдается до пяти вспышек.

Поступила в редакцию  
8/V 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. A. Mantashyan, P. S. Gukasyan, R. H. Sayadyan. React. Kinet. Catal. Lett., 1977, 11, 3.
2. П. С. Гукасян, А. А. Манташян, Р. А. Саядян. ФГВ, 1976, 12, 5.
3. А. А. Манташян, П. С. Гукасян. Докл. АН СССР, 1977, 234, 2.
4. Т. Р. Симонян, А. А. Манташян. Арм. хим. ж., 1979, 32, 9.
5. Т. Р. Симонян, А. А. Манташян. Арм. хим. ж., 1979, 32, 10.
6. В. Я. Штерн. Механизм окисления углеводородов в газовой фазе. М., Изд-во АН СССР, 1960.
7. I. C. Dechaux, L. Delfasse. Comb. and Flame, 1979, 34, 2.
8. С. С. Поляк, В. Я. Штерн. — В сб.: Цепные реакции окисления углеводородов в газовой фазе. М., Изд-во АН СССР, 1955.

### ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ПРЕДЕЛЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГОМОГЕННЫХ ГАЗОВЫХ ПЛАМЕН

А. М. Бадалян, В. С. Бабкин, А. В. Борисенко,  
А. Я. Выхристюк

(Новосибирск)

1. Экспериментально показано, что конвекция может не только влиять на пределы распространения гомогенных газовых пламен, но и быть главным фактором в механизме гашения пламени [1, 2]. В основе этого явления лежит относительное увеличение конвективных теплопотерь из зоны пламени при увеличении интенсивности конвекции, определяемой числом Грасгофа. В [3] рассмотрен случай гашения пламени, распространяющегося в вертикальной трубе сверху вниз при наличии кондуктивных,

конвективных и радиационных теплопотерь. Соотношение для предельных параметров имеет вид

$$\frac{8c \text{Nu}}{\text{Pe}^2} + \frac{8ck\sigma T_b^4 d^2}{\lambda_b \text{Pe}^2 (T_b - T_0)} + \frac{0,14c \text{Ra}^{1/3}}{\text{Pe}} = 1. \quad (1)$$

Здесь  $\text{Pe} = dc_p \rho_b S / \lambda_b$ ,  $\text{Ra} = d^3 g (T_b - T_0) \beta / a_b \nu_b$ ,  $\text{Nu}$  — критерии Пекле, Ралея и Нуссельта, вычисленные по физическим параметрам продуктов сгорания;  $c = E (T_b - T_0) / RT_b^2$ ;  $E$  — энергия активации;  $T_b$  — адиабатическая температура пламени;  $d$  — диаметр трубы;  $k$  — коэффициент затухания излучения в среде;  $g$  — ускорение свободного падения;  $\rho$  — плотность;  $\beta$  — коэффициент объемного расширения;  $\lambda$  — теплопроводность;  $S$  — видимая скорость фронта пламени;  $c_p$  — теплоемкость;  $R$  — газовая постоянная;  $a$  — температуропроводность;  $\nu$  — вязкость. В левой части соотношения (1) первое слагаемое характеризует кондуктивные теплопотери из зоны пламени в стенки трубы, второе — радиационные теплопотери и третье — теплопотери, обусловленные наличием свободной конвекции в продуктах сгорания.

При доминировании кондуктивных теплопотерь над радиационными и конвективными, например, в узких каналах из соотношения (1) следует результат, полученный ранее [4]:

$$\text{Pe} = 2\sqrt{2c\text{Nu}} \approx \text{const}. \quad (2)$$

В другом асимптотическом случае — при доминировании свободной конвекции — предельное условие принимает вид

$$\text{Pe} \cdot \text{Fr} = (0,14c)^3 (T_b - T_0) \beta / \text{Pr} \approx \text{const}. \quad (3)$$

Здесь  $\text{Fr}$  — число Фруда.

В литературе имеется большое количество экспериментальных данных, подтверждающих предельное соотношение (2), причем среднее значение критического числа  $\text{Pe}$  по параметрам свежего газа близко к 65 [5]. Что касается соотношения (3), то таких данных пока недостаточно. Явление конвективного гашения пламени обнаружено и объяснено сравнительно недавно, а экспериментальные результаты по пределам распространения пламени в условиях преимущественно конвективных теплопотерь имеют несистематический характер. Результаты и следствия работы [3] позволяют, во-первых, систематизировать данные по пределам, полученные в различных экспериментальных условиях, и, во-вторых, предсказать ряд новых явлений, которые нельзя предвидеть на основании кондуктивно-радиационного механизма гашения пламени. К таким явлениям, например, относятся конвективные пределы по давлению при распространении пламени сверху вниз.

Из (2) и (3) следует зависимость предельной нормальной скорости от давления:  $S_{ul} = (\text{const} \cdot g\lambda/c_p \rho)^{1/3} \sim p^{-1/3}$  в случае конвективных и  $S_{ul} = \text{const} \cdot \lambda/d \cdot c_p \cdot \rho \sim p^{-1}$  в случае кондуктивных теплопотерь. Пересечение этих зависимостей при некотором давлении  $p_1$  определяет границу этих режимов (рис. 1). С другой стороны, зависимость нормальной скорости от давления конкретной газовой системы вблизи предела можно представить в виде  $S_u \sim p^n$ , где  $n$  — барический показатель для различных газовых систем (обычно  $n = -0,6 \div 0,3$ ). Известны только отдельные случаи, когда  $n > 0,3$  и  $n < -1$ . Например, при распаде чистого ацетилена  $n = 1$  [6].

Если пренебречь вкладом излучения в общие теплопотери зоны пламени, то, как видно из рис. 1, газовые системы могут иметь верхние пределы по давлению при  $n < -1$  в кондуктивной области гашения пламени ( $p_2$ ) и при  $n < -1/3$  — в конвективной ( $p_3$ ). Нижние пределы по давлению реализуются при условии  $n > -1$  в кондуктивной области ( $p_4$ ) и при  $n >$

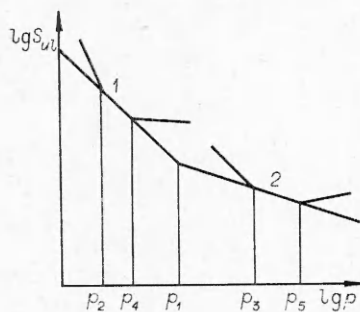


Рис. 1. Схема реализации пределов распространения пламени по давлению.

1 — кондуктивная область, 2 — конвективная область.

$> -1/3$  — в конвективной ( $p_5$ ). Поскольку системы с  $n < -1$  крайне редки, идентификация верхнего конвективного предела не представляет трудности. Последние возникают при выявлении природы нижнего предела, где  $n > -1/3$  необходимо, но не достаточно для реализации конвективного механизма.

Экспериментально верхний конвективный предел по давлению впервые наблюдался в работе [1]. Замечено, что в закрытом сферическом сосуде при центральном зажигании метановых смесей искровым разрядом в определенной области начальных давлений очаг пламени поднимается к потолку сосуда и далее после «растекания» по потолку пламя распространяется сверху вниз приблизи-

тельно плоским фронтом. С помощью хроматографического анализа продуктов сгорания устанавливалась степень выгорания  $\eta$ . При начальных давлениях выше некоторого критического визуально наблюдалось гашение пламени и фиксировалось неполное выгорание ( $\eta < 1$ ), т. е. наступал предел. При этом характерный размер сосуда был много больше критического. Это позволило авторам [1] квалифицировать полученный предел, как верхний конвективный предел по давлению.

Наблюдение динамики распространения пламени и измерение степени выгорания в закрытых сосудах служат наглядным и удобным методом выявления и изучения конвективных пределов. Вместе с тем этот метод обладает рядом особенностей. В закрытом сосуде происходит изменение давления в процессе горения, которое может оказывать влияние на последующие процессы распространения и гашения пламени. Во-вторых, при гашении пламени, распространяющегося сверху вниз в закрытом сосуде, существенное значение может иметь нестационарный процесс выхода системы к условиям гашения — эффект «короткой» трубы [7, 8]. Целью настоящей работы — количественное исследование верхнего предела по давлению в условиях, близких к модельным [3], т. е. к условиям длинной трубы, а также обнаружению и исследованию нижнего конвективного предела по давлению.

2. Опыты по исследованию верхнего конвективного предела по давлению проводились в вертикальных цилиндрических трубах длиной 1,2 м с внутренними диаметрами 28, 31, 34, 44 мм. В качестве модельной газовой системы использовались хорошо изученные ранее бедные метано-воздушные смеси с барическим показателем скорости пламени  $n = -0,5 \div -0,6$  [9]. Рассматривались два случая распространения пламени сверху вниз: от закрытого конца к открытому (I) и от открытого к закрытому (II). В первом случае смесь зажигалась у верхнего торца трубы, а к нижнему концу присоединялся ресивер объемом  $0,003 \text{ м}^3$  для поддержания давления газа постоянным во время горения. Максимальный прирост давления при распространении пламени на всю длину трубы не превышал 10% от начального. Во втором случае ресивер объемом  $0,04 \text{ м}^3$  присоединялся к верхнему концу трубы и обеспечивал постоянство давления во время процесса горения в пределах до 2%. В обоих случаях распространение пламени по трубе регистрировалось тремя ионизационными датчиками, установленными по оси трубы на расстоянии 0,2 м друг от друга. Следует отметить, что интервалы времени между импульсами ионизационных датчиков обычно одинаковы. Следовательно, распространение пламени вблизи предела происходило стационарно с нормальной скоростью. Это позволило прямым методом измерить нормальные скорости пламени вблизи предела.

Схема опыта	СН <sub>4</sub> , %	$p_e$ , МПа	$S_u$ , см/с	$d$ , мм	$Re_0$	$Pe_0 \cdot Fr_0$		$\frac{R_c}{R_r}$
						эксперимент	теория	
I	6,0	0,152	7,9	28	155	3,52	1,94	11
	6,0	0,177	7,3	31	185	3,24	1,94	—
	6,0	0,456	4,5	44	416	1,95	1,94	11
	6,2	0,810	4,1	28	429	2,63	1,80	15
	6,2	0,861	4,0	31	493	2,59	1,80	—
	6,2	0,861	4,0	34	540	2,59	1,80	—
	6,2	0,861	4,0	44	699	2,59	1,80	15
	6,3	1,216	3,5	31	608	2,45	1,73	—
	6,3	1,266	3,4	34	675	2,34	1,73	—
	6,3	1,266	3,4	44	874	2,34	1,73	15
	6,4	1,823	3,0	28	707	2,32	1,66	18
	6,4	1,874	2,9	31	777	2,15	1,66	—
	6,4	1,925	2,9	44	1133	2,21	1,66	16
II	6,0	0,177	7,3	34	203	3,24	1,94	—
	6,2	0,861	4,0	34	540	2,59	1,80	—
	6,2	0,962	3,7	44	723	2,59	1,80	—
	6,4	1,849	3,0	34	870	2,35	1,66	—
	6,4	1,874	2,9	44	1103	2,15	1,66	—

Исследуемая газовая смесь, приготовленная в конвективном смесителе СГ-15/50, подавалась в реакционный сосуд после его вакуумной откачки. В случае схемы опыта II смесь подавалась только в реакционный сосуд, а ресивер наполнялся воздухом. Смесь зажигалась после открытия задвижки высоковольтным искровым разрядом. За предельное давление принималось максимальное начальное давление, при котором наблюдалось стационарное распространение пламени, а выше которого пламя не регистрировалось хотя бы одним из ионизационных датчиков.

В таблице приведены предельные давления, экспериментальные и расчетные значения комплекса  $Re \cdot Fr$ , отнесенного к условиям свежей смеси. Видно, что во всех исследованных случаях значение числа  $Re$  на пределе значительно превышает его критическое значение, равное 65 при кондуктивном механизме гашения пламени. Комплекс  $Re_0 \cdot Fr_0$  приблизительно постоянен. Среднее значение комплекса  $\langle Re_0 \cdot Fr_0 \rangle_{экс} = 2,53$  близко к теоретически вычисленному среднему значению 1,87. Величина предельного давления для смеси фиксированного состава не зависит от диаметра трубы. В соответствии с условием (3) нормальная скорость пламени на пределе  $S_{ul} \sim p^{-1/4}$  (рис. 2).

До сих пор предполагалось, что радиационные теплотери малы по сравнению с конвективными. Это предположение подтверждается расчетом. В таблице приведены для ряда экспериментальных условий результаты расчетов отношения третьего и второго членов в уравнении (1)  $R_c/R_r$ , отвечающих конвективной и радиационной составляющим в суммарных теплотериях зоны пламени. В расчете предполагалось [3], что зона пламени излучает как серое тело со степенью черноты  $\epsilon_g$ . Зона представляет собой цилиндрический объем диаметром  $d$  и толщиной  $\delta$ , имеющий температуру  $T_b$ . Основной вклад в радиационные теплотери дает излучение равновесных продуктов сгорания  $CO_2$  и  $H_2O$ . В качестве эффективной толщины излучающей зоны для случая  $\delta \ll d$  принималось  $l = 1,8\delta$  [10]. В зависимости от температуры и состава продуктов сгорания  $\epsilon_g$  определялась по методике [11], особенность которой состоит в том, что она позволяет определять  $\epsilon_g$  при малых значениях  $p/l$ , характерных для рассматриваемых условий. Из таблицы видно, что радиационные теплотери по крайней мере, на порядок меньше конвективных.

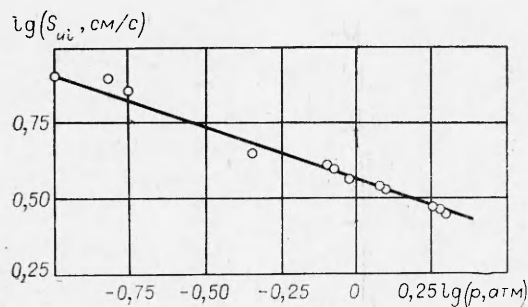


Рис. 2. Зависимость нормальной скорости пламени метано-воздушных смесей от давления (в МПа) на верхнем конвективном пределе.

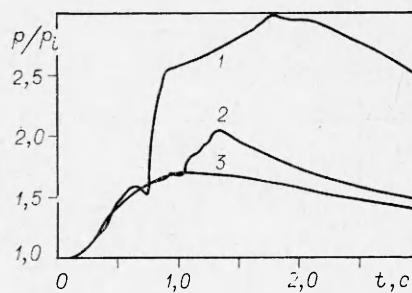


Рис. 3. Изменение давления при сгорании закиси азота в закрытом сферическом сосуде при различных начальных давлениях, МПа: 1 — 4,2; 2 — 2,6; 3 — 2,1.

Таким образом, экспериментальные результаты, полученные на метано-воздушных смесях в условиях, соответствующих модельным (постоянство давлений и стационарность режима под пределом), хорошо подтверждают теорию конвективного гашения пламени в области доминирования свободного конвективного теплообмена.

3. Поиск и изучение нижнего конвективного предела проводились с газовыми системами на основе закиси азота. Особенность этих систем состоит в том, что их пламена могут иметь одновременно высокие температуры и низкие нормальные скорости. Исследовались пламена распада чистой закиси азота ( $N_2O$ ), закиси азота с добавкой водорода ( $3,7H_2 + 96,3N_2O$ ) и метана ( $3,5CH_4 + 96,5N_2O$ ). Опыты с чистой закисью азота проводились в закрытом сферическом сосуде диаметром 183 мм, снабженном оптическими окнами диаметром 50 мм. Газ зажигался в центре сосуда электрической искрой с энергией от 5 до 25 Дж. Пламя регистрировалось с помощью скоростной шпирен-киносъемки.

Наблюдения показали, что инициирование распада искрой с энергией 25 Дж (разряд конденсатора  $C = 0,5$  мкФ,  $U = 10$  кВ) возможно только при давлении выше 1,5 МПа. При этом образуются сильноискривленные и медленногорящие очаги пламени. В области проводившихся оптических наблюдений (1,5—2,6 МПа) динамика распространения пламени в общем аналогична метано-воздушным смесям вблизи конвективных пределов [1]: подъем очага пламени в верхнюю часть сосуда с последующим распространением вниз и гашение. Запись давление — время имеет сложный вид (рис. 3). В результате гашения пламени и интенсивного охлаждения продуктов сгорания максимальное динамическое давление значительно ниже термодинамически возможного при полном сгорании.

Степень выгорания  $\eta$  и максимальное динамическое давление увеличиваются при росте начального давления  $p_i$ . Так, при  $p_i = 2,1, 2,6$  и  $3,1$  МПа  $\eta$  соответственно равно 4, 8 и 12% (степень выгорания определялась по формуле  $\eta = (p_{ei} - p_i) / (p'_{ei} - p_i)$ , где  $p_{ei}$  — конечное давление охлажденных продуктов сгорания;  $p'_{ei}$  — конечное давление охлажденных продуктов сгорания при полном выгорании). Поскольку достижение полного выгорания связано со значительным повышением начального давления и опасностью разрушения сосуда, дальнейшие опыты проводились со смесью  $3,7 H_2 + 96,3 N_2O$ . Эта смесь воспламенялась искрой при давлении 0,1 МПа. При  $p_i > 0,1$  МПа картина развития пламени в сферическом закрытом сосуде и ход выгорания свежей смеси при повышении начального давления повторяют характерные особенности чистой закиси азота.

На рис. 4 приведены различные фазы распространения и гашения пламени при  $p_i = 0,2$  МПа. После зажигания очаг пламени поднимается

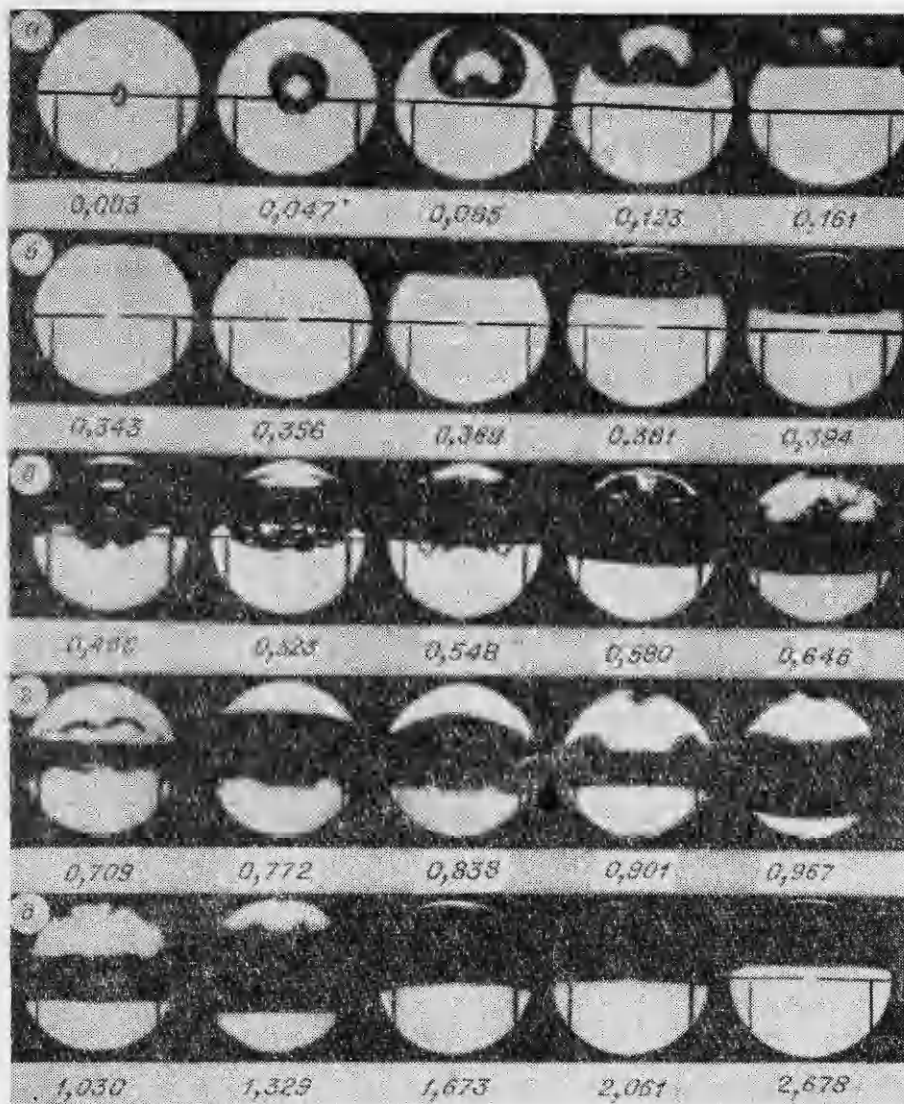


Рис. 4. Динамика распространения и гашения пламени в системе  $3,7 \text{ H}_2 + 96,3 \text{ N}_2\text{O}$  при  $p_0 = 0,2$  МПа. Расстояние между вертикальными метками 4,1 см. Цифры обозначают время в секундах.

вверх (см. рис. 4, а), далее фронт пламени движется вниз (см. рис. 4, б—г), и, наконец, наблюдается гашение и подъем вверх границы раздела свежей смеси и продуктов сгорания по мере охлаждения последний (см. рис. 4, д). Средняя скорость распространения пламени вниз постепенно уменьшается, достигает нуля (гашение пламени) и затем изменяет знак на противоположный (охлаждение продуктов сгорания).

На это осредненное движение накладывается колебательный процесс: центральная часть фронта пламени совершает продольные периодические колебания около среднего подвижного положения. Периферийные части пламени, прилегающие к стенкам сосуда, колеблются в противофазе с центральной. В результате колебаний центр пламени при общем движении вниз совершает периодические остановки в нижних и верхних «мертвых точках». Остановки в нижних «мертвых точках» приблизительно соответствуют кадры в моменты времени  $t = 0,394, 0,646$  и  $0,967$  с. Частота коле-



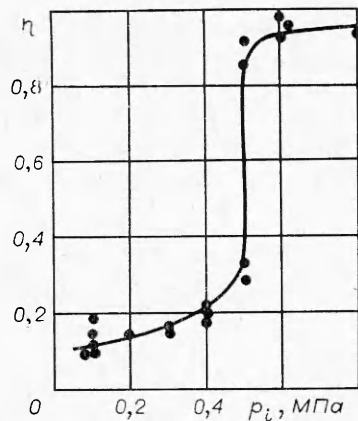


Рис. 5. Зависимость степени выгорания от начального давления в системе  $3,7 \text{ H}_2 + 96,3 \text{ N}_2\text{O}$ .

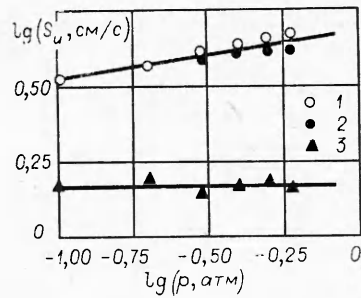


Рис. 6. Зависимость нормальной скорости пламени от начального давления (в МПа): 1 —  $3,5 \text{ CH}_4 + 96,5 \text{ N}_2\text{O}$ , метод начального участка; 2 —  $3,5 \text{ CH}_4 + 96,5 \text{ N}_2\text{O}$ , метод трубы с ионизационными датчиками; 3 —  $3,7 \text{ H}_2 + 96,3 \text{ N}_2$ , метод начального участка.

баний в диапазоне  $p_i = 0,1 \div 0,5$  МПа составляет около 3 Гц и соответствует частоте гравитационных волн на поверхности разрыва плотности  $f = (g/2\pi\lambda)^{1/2} = 2,9$  Гц [12]. Это позволяет предположить, что наблюдаемые колебания фронта пламени гравитационные.

Как и для чистой записи азота, степень выгорания исходной смеси  $3,7\text{H}_2 + 96,3\text{N}_2\text{O}$  увеличивается при росте начального давления (рис. 5). Если принять за критерий предела распространения пламени сверху вниз величину  $\eta = 0,5$ , то этот предел соответствует начальному давлению 0,5 МПа.

На рис. 6 приведена зависимость нормальной скорости пламени от начального давления. Скорость  $S_u$  определялась методом начального участка. Ввиду малости предельных диаметров  $\bar{a}_s$ , обусловленных конвективной неустойчивостью в данной системе, скорости определялись по деформированным очагам [7]:  $S_u = (2S_{uh} + S_{uv})/3E_i$ , где  $S_{uh}$  — видимая скорость, определяемая по горизонтальному размеру очага;  $S_{uv}$  — по вертикальному;  $E_i$  — коэффициент расширения продуктов сгорания. Из рис. 6 видно, что в диапазоне начальных давлений 0,1—0,5 МПа скорость пламени не зависит от давления и равна 1,46 см/с. Полученные значения  $S_u$  ввиду их малости следует рассматривать как оценочные.

В предположении, что наблюдаемый предел распространения пламени является конвективным, определены экспериментальные и теоретические значения комплекса  $Re_0 \cdot Fr_0$  на пределе. Они оказались равными соответственно 0,14 и 0,86 (в расчете принято  $T_b = 2020 \text{ K}$ ,  $\rho_0 = 8,8 \text{ кг/м}^3$ ,  $c_p = 0,903 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{K)}$ ,  $\lambda_0 = 18,1 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/(м}\cdot\text{K)}$ ,  $E = 167,5 \text{ Дж/моль}$ ,  $E_i = 10,1$ ). Несколько заниженное значение экспериментальной величины можно объяснить более высокой эффективной скоростью сгорания на пределе по сравнению с  $S_u$  из-за увеличенной поверхности фронта пламени при колебательном движении, а также более высоким, чем принимаемое, давлением в сосуде в момент гашения пламени. Если принять, например, что отношение площади реального фронта пламени к площади плоского фронта равно 2, то  $(Re_0 \cdot Fr_0)_{\text{экс}} = 1,12$ . Поэтому с учетом высокой чувствительности комплекса  $Re_0 \cdot Fr_0$  к определяющим параметрам полученные значения следует рассматривать как приемлемое согласие теории и эксперимента. Значение числа Пекле на пределе  $Pe_0 = 1180$  значительно выше критического  $Pe_{кр} = 65$ . Таким образом, характерные для конвективного предела динамика гашения пламени и зависимость выгорания от давления, величина барического показателя  $n$ , а также выполнение условия  $Re_0 > Re_{кр}$ ,  $(Re_0 \cdot Fr_0)_{\text{экс}} \approx (Re_0 \cdot Fr_0)_{\text{теор}}$  позволяют заключить, что гашение

пламени на нижнем пределе по давлению имеет конвективную природу.

С целью исключения влияния поджатия смеси в момент гашения и эффектов нестационарного участка, обусловленных, как отмечалось выше, особенностями закрытого сосуда, дальнейшие опыты проводились по схеме I с верхним расположением ресивера по методике, описанной выше. Для опытов выбрана система  $3,5\text{CH}_4 + 96,5\text{N}_2\text{O}$ , пламена которой дают сильные сигналы ионизационных датчиков и инициируются искрой при  $p_i = 0,15$  МПа. При повышении начального давления реализуется переход из области гашения пламени в область стационарного распространения сверху вниз. Величина предельного давления при комнатной температуре составляет 0,28 МПа.

Данные по нормальным скоростям пламени смеси  $3,5\text{CH}_4 + 96,5\text{N}_2\text{O}$ , необходимые для расчета предельных условий, определялись методом начального участка в закрытой сферической бомбе и по показаниям ионизационных датчиков. Результаты измерений приведены на рис. 6. Видно, что барический показатель скорости пламени положителен в диапазоне 0,1—0,6 МПа и равен 0,15. На пределе  $S_u = 3,9$  см/с, а  $Re_0 = 428$ . Экспериментальные и теоретические значения комплексов (3) соответственно равны 1,51 и 0,59 (в расчете принято  $T_b = 2276$  К,  $\rho_0 = 4,88$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_p = 0,902$  кДж/(кг·К),  $\lambda_0 = 17,6 \cdot 10^{-3}$  Вт/м·К,  $E = 167,5$  кДж/моль,  $E_i = 11,1$ ). Таким образом, в системе  $3,5\text{CH}_4 + 96,5\text{N}_2\text{O}$  также реализуется нижний конвективный предел по давлению.

Поступила в редакцию  
10/VI 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн.— В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1972.
2. В. Н. Кривулин, Л. А. Ловачев и др.— В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1972.
3. В. С. Бабкин, А. М. Бадалян, В. В. Никулин.— В сб.: Горение гетерогенных и газовых систем. Черногоровка, 1977.
4. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ: 1941, 11, 1, 159.
5. А. И. Розловский. Научные основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами. М., Химия, 1972.
6. Б. А. Иванов, С. М. Когарко. ПМТФ, 1964, 2, 160.
7. В. С. Бабкин, В. И. Бабушок и др. Archivum Thermodynam. Spalania, 1975, 6, 1, 101.
8. Э. А. Штессель. ФГВ, 1979, 15, 3, 10.
9. В. С. Бабкин, Л. С. Козаченко. ФГВ, 1966, 2, 3, 77.
10. А. Г. Блох. Основы теплообмена излучением. М.—Л., ГЭИ, 1962.
11. В. Лескнер. Combustion and Flame, 1972, 19, 1, 33.
12. Дж. Дж. Стокер. Волны на воде. М., ИЛ, 1959.

### НОРМАЛЬНАЯ СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ АЦЕТОНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ДАВЛЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ

В. В. Мольков, В. П. Некрасов

(Балашиха)

Для расчета критических параметров различных систем взрывозащиты замкнутого технологического оборудования, в котором обращаются взрывоопасные газо- и паровоздушные смеси, необходимо знать величину нормальной скорости распространения пламени  $S_u$  в широком диапазоне давлений и температур. Имеющихся в литературе данных по скорости горения ацетоно-воздушных смесей явно недостаточно [1—3].