

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 1944, 14, 6, 240.
2. Нестационарное распространение пламени. Под ред. Дж. Маркштейна. М., «Мир», 1968.
3. Я. Б. Зельдович. Теория горения и детонации газов. М., Изд-во АН СССР, 1944.
4. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1962, 4, 21.
5. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
6. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. ПМТФ, 1966, 1, 67.
7. Л. А. Гуссак, Е. Н. Спирицина, К. И. Щелкин. ФГВ, 1968, 4, 3, 358.
8. Я. Б. Зельдович, А. И. Розловский. Докл. АН СССР, 1947, 57, 4, 365.
9. Х. А. Ракипова, Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. ЖТФ, 1947, 17, 12.
10. Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. Изв. АН СССР, ОТН, 1955, 9, 100.
11. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. ПММ, 1966, 30, 3, 451.
12. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. Докл. АН СССР, 1966, 168, 1, 43.
13. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн, Л. С. Козаченко. ФГВ, 1967, 3, 3, 362.

О НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ГОРЕНИЯ ГАЗА В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

В. С. Бабкин, В. И. Бабушок

Начальная стадия горения газа в замкнутом объеме представляет интерес в связи с широким использованием в различных физико-химических исследованиях пламен — скорости распространения ламинарного пламени, конвективных явлений при горении, структуры фронта пламени, термодинамического состояния продуктов сгорания, пределов воспламенения и др. С другой стороны, сведения о начальной стадии горения необходимы при решении некоторых практических вопросов пожаро- и взрывобезопасности. Ряд способов противовзрывной защиты промышленного оборудования и обслуживающего персонала основан на прекращении уже начавшегося взрыва в его начальной фазе. Например, в методах расчета автоматических систем активного подавления взрывов в промышленных реакторах, сосудах и резервуарах используются данные о динамике взрыва до величины допустимого (безопасного) давления в 1,1—1,5 раза выше начального. При этом одним из условий эффективного действия системы является

$$t_c \leq t_n,$$

где t_c — время срабатывания системы подавления; t_n — «индуктивный» период или время допустимого нарастания давления [1].

Рассмотрим начальный период развития взрыва при воспламенении невозмущенного горючего газа внутри замкнутого сосуда. После воспламенения газа точечным источником ламинарное пламя распространяется сферически — симметрично по направлению к стенкам сосуда. В таком виде оно проходит значительную часть ближайшего до стенки расстояния. При подходе к стенке пламя деформируется, принимая форму стенки, из-за уменьшения видимой скорости пламени до величины нормальной скорости вблизи стенки. В отличие от сферического сосуда в сосуде произвольной формы горение завершается не одновременно по всей поверхности пламени: последними сгорают порции газа, наиболее удаленные от точки воспламенения. С другой стороны, начальные фазы горения в том и другом случае идентичны: пламя сохраняет сферическую форму и распространяется в условиях незначительного повыше-

ния давления. Это обуславливает применимость к начальной стадии горения газа в сосуде произвольной формы уравнений распространения пламени в сферическом сосуде постоянного объема [2].

Кроме обычных предположений теории распространения пламени в сферическом сосуде [2], дополнительно предположим, что пламя находится не слишком близко от стенки сосуда, т. е. радиус пламени мал по сравнению с радиусом сосуда, теряющего сферическую форму под влиянием стенки. Тогда для замкнутого сосуда произвольной формы можно написать уравнения постоянства массы газа

$$n + n_u = 1 \quad (1)$$

и объема

$$\omega_b + \omega_u = 1,$$

откуда

$$\omega_b = r^3 = (\sigma + n - 1) / \sigma. \quad (2)$$

Здесь $n = m_b / m_i$, $n_u = m_u / m_i$, $\omega_u = V_u / V_i$, $\omega_b = V_b / V_i$, $\sigma = \rho_u / \rho_i$, $r = r_b / a$, m — масса, V — объем, ρ — плотность, r_b — радиус пламени, $a = (3V_i / 4\pi)^{1/3}$ — эффективный радиус сосуда, индексы u , b , i , e относятся соответственно к свежему газу, сгоревшему, начальному и конечному состояниям.

Масса свежего газа, сгорающего на фронте пламени за время dt , равна

$$dn_u = -r^2 / a \sigma S_n dt.$$

где S_n — нормальная скорость пламени.

Интегрируя последнее уравнение с учетом (1), для времени нарастания давления до весовой доли продуктов сгорания n имеем

$$t = \frac{a}{3} \int_0^n \frac{dn}{S_n r^2 \sigma}. \quad (3)$$

Этот интеграл в общем виде не выражается через элементарные функции. Найдем его приближенно для начальной стадии горения и в предположении $\gamma_b = \gamma_u$. Для этого выразим входящие под интеграл переменные через текущее давление, воспользовавшись следующими соотношениями: известной формулой Льюиса и Эльбе [3]

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

соотношением между коэффициентом расширения E_i и конечным давлением π_e [2]

$$\gamma_u (E_i - 1) = \pi_e - 1 \quad (5)$$

и законом адиабатического сжатия в виде ряда

$$\sigma = \pi^{1/\gamma_u} = 1 + \frac{1}{\gamma_u} (\pi - 1) + \dots \quad (6)$$

Поскольку давление и температура свежего газа адиабатически изменяются во времени, нормальная скорость пламени не остается постоянной и ее зависимость от этих параметров можно представить в виде

$$S_n = S_{n_i} \pi^{m+n-m/\gamma_u},$$

где $\pi = p / p_i$, $\gamma = c_p / c_v$ — отношение теплоемкостей; p — давление; m и n — температурный и барический показатели степеней.

Т а б л и ц а 1

m, n, γ_u, φ	π^*								
	1,01	1,02	1,05	1,10	1,20	1,40	1,60	1,80	2,00
$m=0, n=0,$ $\gamma_u=1,2, \varphi=0$	2,80	3,52	4,78	6,02	7,59	9,56	10,9	12,0	13,0
	2,80	3,52	4,77	5,99	7,51	9,37	10,6	11,6	12,4
$m=0, n=0,$ $\gamma_u=1,4, \varphi=0$	2,66	3,35	4,54	5,72	7,21	9,08	10,4	11,4	12,3
	2,66	3,34	4,53	5,70	7,16	8,96	10,2	11,2	12,0
$m=2,0, n=-0,5,$ $\gamma_u=1,4, \varphi=0$	2,66	3,35	4,54	5,72	7,21	9,08	10,4	11,4	12,3
	2,65	3,34	4,53	5,69	7,13	8,90	10,1	11,0	11,8
$m=2,0, n=-0,5,$ $\gamma_u=1,4, \varphi \neq 0$	2,65	3,34	4,53	5,68	7,10	8,80	9,92	10,7	11,4
	2,65	3,34	4,53	5,69	7,13	8,90	10,1	11,0	11,8
$m=2,0, n=0,$ $\gamma_u=1,4, \varphi=0$	2,66	3,35	4,54	5,72	7,21	9,08	10,4	11,4	12,3
	2,65	3,33	4,50	5,62	6,97	8,53	9,51	10,2	10,8
$m=2,0, n=0,$ $\gamma_u=1,4, \varphi \neq 0$	2,65	3,33	4,50	5,61	6,92	8,35	9,14	9,59	9,83
	2,65	3,33	4,50	5,62	6,97	8,53	9,51	10,2	10,8

* Первая строка — расчет при каждом давлении по формуле (8), вторая — расчет на ЭВМ по (3).

После соответствующих подстановок получим

$$\tau = \frac{1}{3} [\gamma_u E_i^2 (E_i - 1)]^{-1/3} \int_1^{\pi} \frac{d\pi}{\pi^k (\pi - 1)^{2/3}} =$$

$$= \left[\frac{\pi - 1}{\gamma_u E_i^2 (E_i - 1)} \right]^{1/3} \cdot \Gamma\left(\frac{1}{3}, k, \frac{4}{3}, 1 - \pi\right), \quad (7)$$

где $\tau = S_{нi} t/a$ — относительное время горения; $k = (1/3 + (\gamma_u - 1)m + \gamma_u n)/\gamma_u$; $F(\alpha, \beta, \gamma, z)$ — гипергеометрическая функция Гаусса.

Ограничивая число членов гипергеометрического ряда двумя, имеем

$$\tau = \left[\frac{\pi - 1}{\gamma_u E_i^2 (E_i - 1)} \right]^{1/3} (1 - \varphi), \quad (8)$$

где $\varphi = k(\pi - 1)/4$.

В табл. 1 приведены результаты расчета относительного времени нарастания давления ($\tau \cdot 10^2$) при различных значениях m, n, γ_u и φ . Расчеты проводились по приближенной формуле (8) и с помощью ЭВМ по точной формуле (3). Коэффициент расширения и нормальная скорость пламени при $\pi=1$ принимались равными $E_i=7,6$; $S_{нi}=40$ см/с. Из таблицы видно, что при небольших нарастаниях давления ($\pi \leq 1,1$) независимо от значений m, n и γ_u соответствие приближенного и точного расчетов очень хорошее и поправкой φ в формуле (8) можно пренебречь. При относительно больших нарастаниях давления ($\pi \approx 2$) удовлетворительное соответствие расчетов имеет место при нулевых значениях m и n и $\varphi=0$, а при m и n , отличных от нуля, — с учетом φ . В случае $m=2, n=-0,5$, характерном для воздушных смесей углеводородных топлив, соответствие формул (3) и (8) лучше, чем при $m=2, n=0$, характерном для кислородных смесей. Это объясняется частичной взаимной компенсацией влияния давления и температуры на нормальную скорость пламени в процессе адиабатического сжатия свежего газа. Сравнение расчетов при $\gamma_u=1,2$ и $1,4$ показывает существенное влияние величины γ_u на время нарастания давления особенно вблизи $\pi=1$. Это обусловлено тем, что γ_u входит во все члены разложения. Можно

предположить, что такого же порядка будет и погрешность расчета, обусловленная принятым в работе допущением $\gamma_b = \gamma_u$.

Таким образом, во всех случаях зависимость (3) хорошо аппроксимируется формулой (8) до $\pi < 2$. В практических задачах, по-видимому, поправкой ϕ всегда можно пренебречь, ограничиваясь только первым членом разложения гипергеометрического ряда (7). Коэффициент расширения E_i в (8) при необходимости может быть выражен через экспериментальное (полученное в сферическом сосуде) или расчетное конечное давление взрыва π_e по формуле (5). Связь других параметров свежего газа и продуктов сгорания n , r , σ — со временем нарастания давления легко находится комбинацией формулы (8) с соотношениями (2), (4) и (6).

Формула (8) обладает интересной особенностью: показатели степеней в зависимости нормальной скорости от давления и температуры m и n входят только в поправку ϕ . Поэтому в тех случаях, когда величиной ϕ можно пренебречь, зависимость времени от давления имеет простой вид $\tau \sim (\pi - 1)^{1/3}$ и формулу (8) можно переписать

$$\pi - 1 = \gamma_u E_i^2 (E_i - 1) \tau^3. \quad (9)$$

На рисунке в логарифмических координатах приведены зависимости прироста давления от времени при горении трех стехиометрических углеводородно-воздушных смесей (1— CH_4 ; 2— C_3H_8 ; 3— C_2H_4) на начальном участке в закрытом сферическом сосуде по данным работы [4]. Видно, что все экспериментальные точки хорошо ложатся на прямые линии, соответствующие зависимости $t \sim (\pi - 1)^{0.3}$. Незначительное различие в показателях степеней 0,3 и 0,33 (формула (9)), по-видимому, обусловлено принятым упрощающим допущением $\gamma_b = \gamma_u$.

Вопрос о зависимости давление — время при горении в закрытых сосудах ранее рассматривался в [1, 5]. В [1] применительно к автоматическим системам подавления взрывов предложена формула

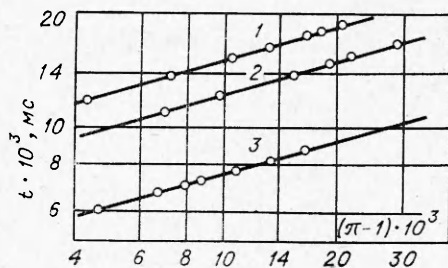
$$t = 0,2 [(p - p_i) / p \cdot V_i]^{1/3}.$$

Она получена для начальной стадии горения парогазовоздушных смесей. Формула не учитывает зависимости t от S_u , E_i и процесса адиабатического сжатия газа. В [5] приведена формула (без вывода) для сферического сосуда

$$p - p_i = K p_i \frac{S_u^3 t^3}{V_i},$$

где K — эмпирическая константа. Автор рекомендует ее для любого момента времени после воспламенения. Но из сравнения с (8) следует, что последняя формула применима только на начальном участке распространения пламени и для смеси заданного состава и состояния.

Другим следствием, вытекающим из особенности формулы (8) при $\phi = 0$, является возможность ее использования для определения нормальной скорости пламени по записи давления на начальном участке горения. По сравнению с широко распространенным способом определения нормальной скорости по радиусу пламени на начальном участке [6—9] этот способ имеет ряд преимуществ. Он позволяет определять скорость пламени при высоких давлениях, когда затруднена работа с оптическими окнами, а также в случаях, когда затруднены измерения радиуса пламени в непрозрачных газах, слабо или сильно светящихся



пламенах. Упрощенная процедура определения нормальной скорости только по записи давления на начальном участке использовалась в работе [10].

Возвращаясь к принятым в работе предположениям, отметим, что формула (8) применима только к сферическим и ламинарным пламенам, т. е. пламенам средних нормальных скоростей порядка 10—100 см/с. При низких скоростях ($S_n < 10$ см/с) возможны осложняющие эффекты естественной конвекции [11]. При высоких скоростях ($S_n > 100$ см/с) возникает автотурбулизация пламени и образуются волны сжатия [12]. Учет этих факторов представляет весьма сложную задачу.

В работе также предполагается, что пламя распространяется от точки воспламенения с характерной для данной смеси нормальной скоростью. В действительности после быстрого выделения энергии зажигания имеется период формирования пламени, в котором скорость пламени может быть больше или меньше характерной нормальной в зависимости от величины энергии зажигания, кривизны пламени, давления и других факторов. Рассчитать этот период не представляется возможным. При определении нормальной скорости пламени эта трудность может быть преодолена выбором временного интервала, на котором скорость пламени сохраняет постоянное значение. В этом случае она рассчитывается по формуле

$$S_{n_i} = \frac{a}{(t_2 - t_1) \sqrt[3]{\gamma_u E_i^2 (E_i - 1)}} \cdot \left(\sqrt[3]{\pi_2 - 1} - \sqrt[3]{\pi_1 - 1} \right). \quad (10)$$

В табл. 2 приведены результаты расчета S_{n_i} по формуле (10) для экспериментальных условий [4]. Для сравнения приведены также осредненные значения S_{n_i} , полученные авторами [4] независимым комбинированным способом по записи радиуса пламени и давления. Видно, что оба метода дают согласующиеся результаты. Однако пренебрежение периодом формирования пламени ($t_1 = 0, \pi_1 = 1$) приводит к заниженным значениям S_{n_i} , по-видимому, из-за низкой нормальной скорости в период формирования, обусловленной отрицательным влиянием кривизны пламени [13].

В итоге рассмотрена задача о динамике нарастания давления в замкнутом сосуде произвольной формы в начальной стадии горения.

Т а б л и ц а 2

Условия опыта	t_1 , мс	t_2 , мс	π_1	π_2	S_{n_0} , см/с		
					по (9)	по (10)	[4]
$C_2H_4 + \text{воздух}$, $P_i = 75$ см Hg, $T_i = 27^\circ\text{C}$	6,04	8,68	1,0046	1,0163	—	63,8	62,7
$\pi_e = 9,799$, $\gamma_u = 1,381$	0	8,68	1	1,0163	57,3	—	
$CH_4 + \text{воздух}$, $P_i = 75$ см Hg, $T_i = 27^\circ\text{C}$	11,08	18,6	1,0043	1,0206	—	34,6	36,4
$\pi_e = 9,14$, $\gamma_u = 1,387$	0	18,6	1	1,0206	31,0	—	
$C_3H_8 + \text{воздух}$, $P_i = 75,02$ см Hg, $T_i = 27^\circ\text{C}$	11,07	16,67	1,0069	1,029	—	40,4	40,5
$\pi_e = 9,763$, $\gamma_u = 1,367$	0	16,67	1	1,029	34,8	—	

Получены и обоснованы приближенные временные соотношения для параметров свежего газа и продуктов сгорания. Обсуждены возможные приложения результатов работы.

*Институт химической кинетики
и горения СО АН СССР,
Новосибирск*

*Поступила в редакцию
15/X 1975*

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Абдурагимов. ЖВХО им. Д. И. Менделеева, 1974, 19, 5.
2. В. С. Бабкин, Ю. Г. Кононенко. ФГВ, 1967, 3, 2.
3. B. Lewis and G. von Elbe. Combustion, Flames and Explosions of Gases, N. Y.—London, Acad. Press INC, 1961.
4. Дж. Мэнтон, Г. Эльбе и Б. Льюис. IV симпозиум (международный) по вопросам горения и детонационных волн. М., Оборонгиз, 1958.
5. M. G. Zabetakis. Flammability characteristics of combustible gases and vapors. Bulletin 627, Bureau of Mines, 1965.
6. А. И. Розловский. ЖФХ, 1956, 30, 4.
7. J. T. Agnew, L. B. Graif. Combustion and Flame, 1961, 5, 3.
8. В. С. Бабкин, Л. С. Козаченко, И. Л. Кузнецов. ПМТФ, 1964, 3.
9. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн, Л. С. Козаченко. ФГВ, 1966, 2, 2.
10. А. Н. Баратов, Ф. А. Карагулов, В. И. Макеев. ФГВ, 1970, 6, 1.
11. L. A. Lovachev, V. S. Babkina. o. Combustion and Flame, 1973, 20, 2.
12. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Издательство АН СССР, 1963.
13. В. С. Бабкин, И. Л. Кузнецов, Л. С. Козаченко. Докл. АН СССР, 1962, 146, 3.

О РОЛИ СТЕФАНОВСКОГО ПОТОКА ПРИ ГЕТЕРОГЕННОМ ВОСПЛАМЕНЕНИИ СИСТЕМЫ ДВУХ ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫХ СРЕД ГОРЮЧЕГО И ОКИСЛИТЕЛЯ

В. И. Розенбанд, Т. М. Мартемьянова

Задача о гетерогенном воспламенении системы двух полубесконечных сред окислителя и горючего, на поверхности раздела которых идет экзотермическая химическая реакция, рассматривалась в ряде работ [1—6]. Обычно система уравнений, описывающих этот процесс, сводилась к одному нелинейному интегральному уравнению, определяющему связь температуры поверхности со временем, которое решалось либо численно [1—3], либо приближенно. Однако во всех случаях, вследствие сложности исходной системы уравнений, рассматривалась упрощенная задача. В частности, не исследовалось влияние на закономерности воспламенения стефановского потока, обусловленного изменением массы газа у поверхности, вследствие участия в реакции конденсированного горючего вещества.

Рассмотрим протекание процесса гетерогенного воспламенения системы двух полубесконечных сред конденсированного горючего ($x < 0$) и газообразного окислителя ($x > 0$), на поверхности раздела которых идет экзотермическая химическая реакция

$$\omega_o A_o + \omega_f A_f - \omega_p A_p = 0,$$

где o, f, p — индексы окислителя, горючего и продуктов реакции соответственно (продукты реакции считаем газообразными). Подобная реакция может иметь место при окислении графита, термоокислительной деструкции полимеров, в некоторых процессах типа получения карбонила никеля и т. д.