

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. Теория горения и детонация газов. М., Изд-во АН СССР, 1944.
2. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М., 1968.
3. В. Н. Кривулин, Л. А. Ловачев и др. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
4. Л. А. Ловачев, В. С. Бабкин и др. Пределы воспламенения. Препринт. М., ВНИИ противопожарной обороны, 1972.
5. Ю. М. Максимов, Э. И. Максимов, В. Ф. Чуков. ФГВ, 1971, 7, 2.
6. Ю. М. Максимов, Э. И. Максимов. ФГВ, 1972, 8, 4.
7. С. С. Хлевной, В. С. Бабкин. ФГВ, 1972, 8, 4.
8. Trans ASME, 1953, 77, 1265.
9. Г. З. Гершуни, Е. М. Жуховицкий, А. П. Овчинников. Уч. зап. Пермского ун-та, Гидродинамика, вып. 1, 184, 49, 1968.
10. Г. З. Гершуни, Е. М. Жуховицкий. Уч. зап. Пермского ун-та, Гидродинамика, 216, 2, 39, 1970.
11. I. Catton. Int. J. Heat Mass. Transfer, 1972, 15, 4.
12. Л. В. Канторович, В. И. Крылов, Приближение метода высшего анализа. М., Физматгиз, 1962.
13. А. П. Овчинников. ПМТФ, 1967, 3.
14. A. I. V. Robertson. Trans. Farad. Soc., 1949, 45, 85.
15. В. К. Боболев, А. П. Глазкова и др. Докл. АН СССР, 151, 1963, 604.
16. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., Физматгиз, 1963.
17. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, 11, 159.
18. Г. Гребнер, С. Эрк, У. Григуль. Основы учения о теплообмене. М., ИЛ, 1958.
19. Э. А. Штессель. Канд. дисс. ФИХФ АН СССР, 1971.
20. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М., «Наука», 1966.

УДК 536.46

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПОДЪЕМА СФЕРЫ ПРОДУКТОВ ПРИ ГОРЕНИИ ОКОЛОПРЕДЕЛЬНЫХ СМЕСЕЙ

А. Д. Марголин, В. П. Карпов, Е. С. Северин

(Москва)

Распространение пламени по газовым смесям, по составу близким к предельным, в последнее время вновь начинает привлекать внимание исследователей [1, 2]. Этот интерес вызван, с одной стороны, попытками обеспечения устойчивой работы двигателей на крайне бедных составах и с другой — выяснением влияния конвекции на предел распространения пламени.

В связи с этим необходимо знать закономерности подъема свободного сферического пламени, изучению которых и посвящена данная работа.

Экспериментальная часть проведена в бомбе постоянного объема, по форме близкой к сферической при диаметре 190 мм. Поджиг метано-воздушных смесей (5,4—5,6% метана) производился искрой в нижней части камеры, т. е. так называемый «поджиг снизу». Для поджига использовался конденсаторный разряд при энергии около 0,2 Дж, который надежно воспламенял смеси изучаемых составов. Распространение пламени регистрировалось скоростной киносъемкой по ширен-методу камерой СКС. В виде примера на рис. 1 представлены кинокадры распространяющегося пламени. Сфера продуктов увеличивается и одновременно поднимается вверх. Скорость подъема пламени определялась по движению средней точки вертикального размера пламенной оболочки.

В случае значительного отклонения формы пламени от сферической геометрически определялось положение центра тяжести объема продуктов. С достаточной точностью центр тяжести совпадает с положением средней точки вертикального размера. Видимая скорость распространения пламени определялась на «начальном участке» распространения пламени, когда сохраняется примерно сферическая форма, обычным методом.

Как видно на рис. 1, подъем, естественно, прекращается, когда пламя достигает верхней части камеры. Затем пламя начинает распространяться вниз и при начальном давлении 1 ата доходит почти до дна камеры. При увеличении начального давления пламя гаснет, пройдя некоторое расстояние. Доля выгоревшей смеси уменьшается с увеличением начального давления, что ранее отмечалось в работе [1]. Это, по-видимому, связано с тем, что для большинства околопредельных смесей нормальная скорость горения падает при увеличении давления.

Такова качественная картина горения околопредельных смесей в замкнутом объеме.

Рассмотрим уравнение движения сферического пламени под действием архимедовой силы и силы сопротивления. В данном уравнении приближенно использованы присоединенная масса $\frac{1}{2} \rho_0 V$ и коэффициент сопротивления α , определенные для твердого шара

$$\left(\rho_1 + \frac{1}{2} \rho_0\right) \frac{\partial}{\partial t} (V \cdot v) = V (\rho_0 - \rho_1) g - \alpha \frac{\rho_0 \cdot v^2}{2} \pi r^2, \quad (1)$$

где ρ_0 и ρ_1 — плотности свежей смеси и продуктов горения; V — объем сферы; v — скорость подъема сферы; r — радиус сферы.

Используя выражение для видимой скорости распространения пламени $\frac{dr}{dt} = u_{\text{вид}}$, преобразуем уравнение (1):

$$\frac{dv}{dt} + 3 \frac{v \cdot u_{\text{вид}}}{r} = \frac{k_2}{k_1} g - \frac{3}{8} \frac{\alpha \cdot v^2}{k_1 \cdot r}, \quad (2)$$

где $k_1 = \frac{1}{2} + \frac{\rho_1}{\rho_0}$ и $k_2 = 1 - \frac{\rho_1}{\rho_0}$.

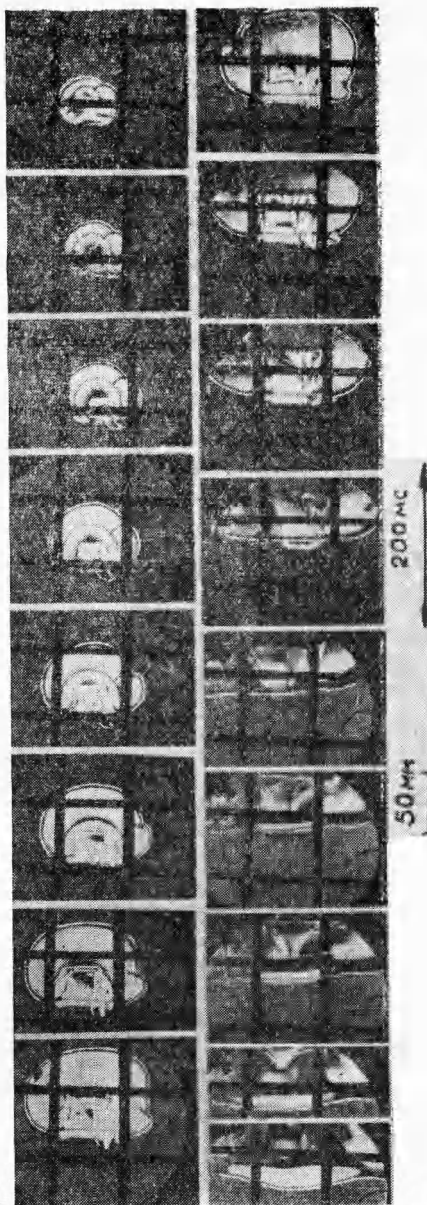


Рис. 1. Распространение пламени по смеси 5,4% CH_4 с воздухом в сферической камере при поджиге в 500 мм от нижней стенки.

Начальные условия:

$$v=0, \quad r=r_0 \text{ при } t=0. \quad (3)$$

В начале движения, когда скорость подъема мала, силой сопротивления можно пренебречь. В этом случае для условия (3) и $u_{\text{вид}} = \text{const}$ имеем

$$v = \frac{k_2}{4k_1} \cdot g \frac{r_0}{u_{\text{вид}}} \left[1 + \frac{u_{\text{вид}} \cdot t}{r_0} - \frac{1}{\left(1 + \frac{u_{\text{вид}} \cdot t}{r_0}\right)^3} \right]. \quad (4)$$

В начальный момент при $t < \frac{r_0}{u_{\text{вид}}}$

$$v = \frac{k_2}{k_1} g t. \quad (5)$$

Затем ускорение подъема уменьшается, и для времени $\frac{r_0}{u_{\text{вид}}} < t < T$ имеем

$$v = \frac{1}{4} \frac{k_2}{k_1} g t. \quad (6)$$

Для околопредельных смесей бедного состава, температура горения которых равна примерно 1500°K , при малых числах Re значение $k_1=0,7$ и $k_2=0,8$. В этом случае зависимости (5) и (6) соответственно будут иметь вид:

$$v = \frac{8}{7} g t; \quad v = \frac{2}{7} g t.$$

Из сравнения архимедовой силы и силы сопротивления оценим величину промежутка времени

$$T \approx 40 \frac{u_{\text{вид}}}{\alpha g}, \quad (7)$$

в условиях наших опытов $T \approx 1$ с.

При очень больших временах наблюдения $t \gg T$ должно установиться квазистационарное движение, при котором архимедова сила уравновешивается силой сопротивления. При этом

$$v = \sqrt{\frac{8}{3} \cdot \frac{k_2}{\alpha} g r} \quad (8)$$

или

$$v = \sqrt{\frac{8}{3} \cdot \frac{k_2}{\alpha} \cdot u_{\text{вид}} \cdot g t} \text{ при } r = u_{\text{вид}} \cdot t. \quad (9)$$

Представляет несомненный интерес и случай, когда $\frac{dv}{dt}$ мало по сравнению с остальными членами уравнения (2). Тогда дифференциальное уравнение переходит в квадратное алгебраическое уравнение, решение которого

$$v = -\frac{4k_1 u_{\text{вид}}}{\alpha} + \sqrt{\left(\frac{4k_1 u_{\text{вид}}}{\alpha}\right)^2 + \frac{8}{3} \frac{k_2}{\alpha} u_{\text{вид}} \cdot g t}. \quad (10)$$

При малых временах $t \ll T$ скорость, полученная по уравнению (10), с точностью до 20% совпадает со скоростью по уравнению (6). При больших временах (10) переходит в (9).

Таким образом, уравнение (10) удовлетворительно описывает решение уравнения (2) при $t > \frac{r_0}{u_{\text{вид}}}$ и может быть полезным при анализе движения пламени даже при переменной скорости горения и переменном коэффициенте сопротивления.

На рис. 2 представлены экспериментальные значения высоты подъема пламени в зависимости от квадрата времени при начальных давлениях смеси в бомбе от 1 до 6 атм. В указанных координатах точки хорошо ложатся на прямые, соответствующие ускорению 250—270 см/с². Расчетная величина ускорения равна 280 см/с². Как видно, при временах $t > 0,07$ с расчет и эксперимент удовлетворительно совпадают. При меньших временах точность эксперимента падает и сопоставление не имеет смысла.

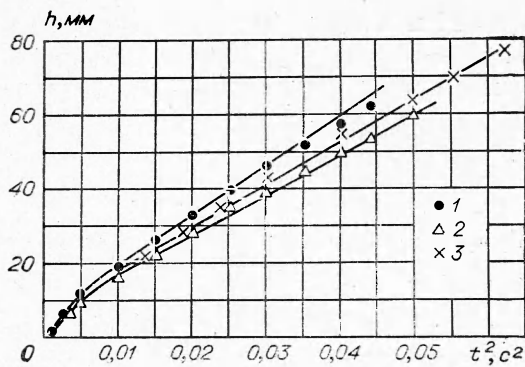


Рис. 2. Зависимость высоты подъема пламенной сферы от квадрата времени при начальных давлениях 1 (1), 3 (2) и 6 (3) атм.

Экспериментальный диапазон охватывает времена $t < 0,25$ с, что соответствует условию $t < T$.

По мере подъема форма пламенной оболочки изменяется. По прошествии некоторого времени сфера сплющивается, затем в нижней части появляется воронка. Подобное изменение формы пламени отмечалось многими авторами. В данной работе попытаемся оценить момент времени, когда происходит потеря формы.

На рис. 3 представлено изменение отношения вертикального размера пламени (H) к горизонтальному (D) в функции времени. Видно, что время изменения формы пламени зависит от начального давления смеси. Качественно проанализируем это явление. Характерное время деформации сферы по порядку величины должно быть $\tau_1 \sim \frac{r}{v}$. Горение является фактором, восстанавливающим сферическую форму, причем характерное время восстановления формы также по порядку величины

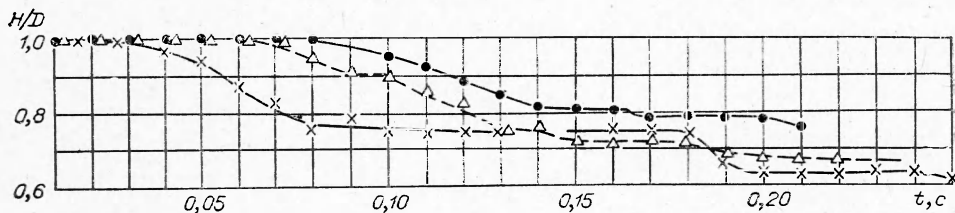


Рис. 3. Изменение отношения вертикального размера пламени к горизонтальному в функции времени при давлении 1 (1), 3 (2) и 6 (3) атм.

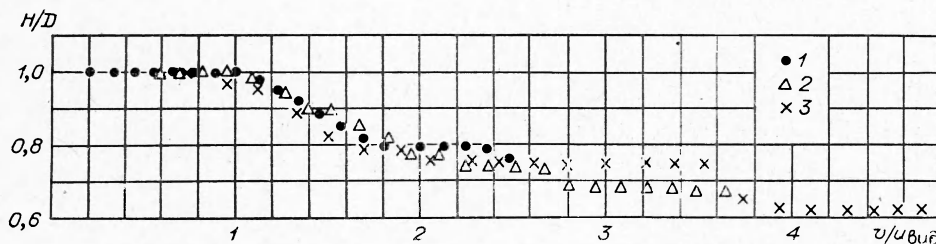


Рис. 4. Изменение относительной высоты пламени в функции безразмерной координаты $v/u_{\text{вид}}$ (обозначения см. на рис. 1 и 2).

$\tau_2 \sim \frac{r}{u_{\text{вид}}}$. Можно предполагать, что форма пламени будет определяться отношением этих времен, т. е. $\frac{\tau_2}{\tau_1} = \frac{v}{u_{\text{вид}}}$. Если это отношение мало, то восстановление сферической формы должно происходить быстрее, чем нарушение, и сферическая форма должна сохраняться.

В противоположном случае $\frac{v}{u_{\text{вид}}} > A$ сферическая форма пламени должна нарушиться. Можно поэтому предположить, что критерием потери сферической формы пламени является $\frac{v}{u_{\text{вид}}} = \text{const} = A$. Эта константа может быть найдена экспериментально либо из более подробного теоретического рассмотрения. Следует отметить, что возникающая в определенных условиях ячеистая структура пламени не приводит к потере сферической (в среднем) формы, поскольку размер ячеек значительно меньше, чем радиус пламени [3, 4].

На рис. 4 в координатах $\frac{H}{D} = f\left(\frac{v}{u_{\text{вид}}}\right)$ кривые для всех давлений действительно сближаются, что свидетельствует в пользу приведенных выше соображений. При этом видимая скорость распространения пламени, определенная на «начальном» участке, принималась неизменной в процессе последующего распространения при деформации пламени. Такое допущение для качественного рассмотрения вполне приемлемо. Эксперимент показал, что константа A равна примерно единице. Это означает, что изменение формы пламени должно начаться в тот момент времени, когда скорость подъема пламени примерно сравняется с видимой скоростью распространения пламени. В смеси любого состава и вне зависимости от давления и температуры момент времени τ_3 изменения формы должен определяться достижением условия $v \approx u_{\text{вид}}$, при этом значение момента времени будет определяться выражением $\tau_3 \approx \frac{7}{2} \cdot \frac{u_{\text{вид}}}{g}$

а диаметр пламени $D = 7 \frac{u_{\text{вид}}^2}{g}$. Нельзя определять $\frac{v}{u_{\text{вид}}}$ как функцию состава и давления, что, по существу, делается в работах [1, 5], авторы которых, с нашей точки зрения, неверно считают, что малые значения $\frac{v}{u_{\text{вид}}} < 1$ соответствуют смесям, пламена которых всегда имеют

сферическую форму, а большие значения $\frac{v}{u_{\text{вид}}} > 1$ характеризуют условия опыта (состав смеси, давление и температура), при которых пламя сплющено.

Поступила в редакцию
28/V 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
2. А. Фигго, Е. Соо а. о. XIII-th Symposium on Combustion, Pittsburgh, 593, 1970.
3. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., 1963.
4. Д. Ж. Маркштейн. Нестационарное распространение пламени. М., 1968.
5. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн. ФГВ, 1971, 7, 3, 392.