

Схема решения этой системы проста. При известных γ и φ по заданному z_* находится Θ_{s*} , а затем κ_* . Подставляя их в третье уравнение, смотрят, выполняется ли равенство. Если нет, берут новое z_* и т. д. В таблице для $\gamma = 100$ и различных значений φ сравниваются величины Θ_* , z_* , κ_* , полученные численным счетом и из решения (17). Видно, что приближенный расчет дает достаточно хорошую точность. Надо отметить, что $\varphi \approx 0,1$ соответствует достаточно концентрированной газовзвеси (~ 250 г/м³).

Таким образом, предложенный метод приближенного расчета позволяет для случая самовоспламенения газовзвесей и слоев порошка металла достаточно хорошо оценивать значения таких распространенных в инженерной практике техники безопасности характеристик, как нижний концентрационный предел самовоспламенения, температура самовоспламенения и минимальное взрывобезопасное содержание кислорода. Необходимо отметить, что расчет всех этих характеристик требует знания эффективных кинетических параметров реакции окисления металла, методы определения которых приведены в работах [10, 11].

Поступила в редакцию 31/III 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Предупреждение внезапных воспламенений порошков и взрывов газодисперсных систем. Сборник. Киев: Наукова думка, 1975.
2. В. И. Розенбанд, Е. В. Черненко. ФГВ, 1980, 16, 6.
3. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и массопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
4. Э. П. Руманов, Б. И. Хайкин. ФГВ, 1969, 5, 1.
5. В. И. Шевцов, В. П. Фурсов и др.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных и гетерогенных систем. Черноголовка, 1980.
6. Б. И. Хайкин, В. Н. Блошенко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4.
7. А. П. Алдушин, В. П. Блошенко, Б. С. Сеплярский. ФГВ, 1973, 9, 4.
8. Ю. М. Григорьев, А. А. Саркисян. ФГВ, 1979, 15, 4.
9. В. И. Розенбанд, В. А. Чичев, Л. Ф. Афанасьева. ФГВ, 1976, 12, 1.
10. А. Г. Мержанов. ФГВ, 1973, 9, 1.
11. В. А. Грива, В. И. Розенбанд. ЖФХ, 54, 10, 1980.

УДК 536.46

ГАШЕНИЕ ПЛАМЕНИ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ГАЗЕ

В. С. Бабкин, А. М. Бадалян, А. В. Борисенко, В. В. Замащиков
(Новосибирск)

Гипотезы о возможном влиянии свободной конвекции на пределы распространения газовых пламен высказывались в [1, 2], однако только в последние годы получены достаточно убедительные теоретические и экспериментальные результаты, подтверждающие справедливость этих гипотез. В [3—7] показано, что конвекция может не только оказывать влияние, но и быть главным, доминирующим фактором в механизме гашения пламени. Настоящая работа предпринята с целью наглядной демонстрации конвективного предела.

Согласно [5], конвективный предел распространения пламени следует ожидать при повышенных давлениях и перегрузках. В связи с этим в настоящей работе гашение пламени изучалось во вращающемся газе, заключенном в закрытом цилиндрическом сосуде диаметром 22,3 и высотой 2,5 см. Сосуд раскручивался до заданной скорости вращения ω , после чего смесь зажигалась в центре сосуда электрической искрой. Распространение пламени регистрировалось через стеклянное основание сосуда методом непрерывной развертки. Использовались смеси метана с воздухом при начальных давлениях 0,1; 0,15 и 0,2 МПа.

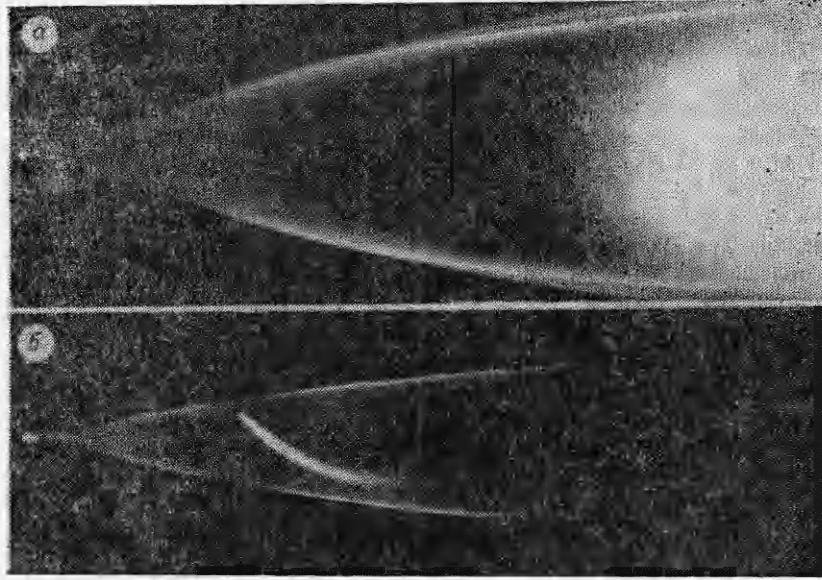


Рис. 1. Щелевая развертка самосвечения пламени при $\omega=0$ (а) и $\omega=748$ 1/с (б); смесь воздух + 8% CH_4 , начальное давление 0,1 МПа.

Опыты показали, что при $\omega=0$ пламя распространяется осесимметрично по всему объему сосуда (рис. 1). Выгорание смеси полное. На заключительной стадии в продуктах сгорания наблюдается вторичное свечение, обусловленное Махе-эффектом.

При $\omega \neq 0$ пламя распространяется только до некоторого критического радиуса $r_{кр}$ и затухает. Выгорание смеси частичное, Махе-эффект отсутствует. В таблице приведены значения критического радиуса в зависимости от начальных условий — состава смеси, давления, нормальной скорости пламени S_u и скорости вращения ω . Видно, что величина критического радиуса возрастает при увеличении нормальной скорости и уменьшении скорости вращения.

Как при $\omega=0$, так и при $\omega \neq 0$ скорость перемещения пламени dr/dt уменьшается по ходу процесса вследствие поджатия и охлаждения продуктов сгорания (рис. 2). Во вращающемся газе темп уменьшения скорости зависит от скорости вращения: чем больше ω , тем круче падение скорости. По нашему мнению, это связано с более эффективным охлаждением продуктов сгорания в результате интенсификации свободно-конвективного теплообмена при увеличении ω .

Из рис. 2 видно, что в начальной стадии процесса при $\omega=0$ скорость перемещения пламени dr/dt больше скорости $S = S_u E_s$, где E_s — коэффициент расширения продуктов сгорания. При $\omega \neq 0$ $dr/dt \leq S$ (в нормальных условиях для 6,5%-ной метано-воздушной смеси $S_u = 14,5$ см/с, $S = 86$ см/с). Это, по-видимому, объясняется тем, что при $\omega=0$ фронт пламени вытянут по радиусу сосуда, а при $\omega \neq 0$ не деформирован, т. е. цилиндрический. Это подтверждает разница в ширине следа пламени на рис. 1: при $\omega \neq 0$ регистрируется более узкий, чем при $\omega=0$ след пламени.

Замедление перемещения пламени на рис. 2, по-видимому, не связано с конвективным формированием цилиндрического фронта пламени, которое в условиях данных опытов происходит достаточно быстро и на малых радиусах. Оценим радиус пламени и время формирования цилиндрического фронта, полагая, что процесс формирования имеет ту же природу, что и процесс конвективной деформации сферического пламени в свободном пространстве, происходящий при условии $S^2/g \cdot r \approx 0,3$ [4].

Для 6,5%-ной смеси при $\omega = 666 \text{ 1/с}$ и $p = 0,1 \text{ МПа}$ получим $r_f = S/(\sqrt{0,3} \cdot \omega) = 0,24 \text{ см}$, $t_f = 1/(\sqrt{0,3} \cdot \omega) = 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ с}$. Из рис. 2 видно, что переход от сферической формы пламени при зажигании к цилиндрической действительно происходит уже на ранних стадиях распространения пламени.

Распространение пламени, рассматриваемое в настоящей работе, соответствует схеме движения пламени в стационарных вертикальных трубах сверху вниз¹⁾. Для этой схемы критическое условие на конвективном пределе имеет вид [5]

$$\frac{S_u^3}{ag} = b = \text{const}, \quad (1)$$

где a — коэффициент температуропроводности; g — ускорение; $b \approx 1,3$.

На рис. 3 представлена зависимость предельной перегрузки, приведенной к начальному давлению, от нормальной скорости для различных метано-воздушных смесей при $p = 0,1 \div 0,2 \text{ МПа}$. Видно, что экспериментальные результаты группируются около прямой, соответствующей формуле (1), но с меньшей на два порядка константой ($b = 0,02$). Количественное соответствие данных результатов формуле (1) трудно ожидать, поскольку она получена для гашения пламени в трубе постоянного сечения и при постоянном поле массовых сил. Тем не менее сам факт зависимости предельных параметров от перегрузки и характер этой зависимости ясно указывают на конвективную природу наблюдаемых пределов. Предельные значения числа Пекле в условиях настоящих опытов,

CH ₄ , %	P, МПа	S _u , см/с	ω, 1/с	r _{кр} , см
6,5	0,1	14,5	591	2,94
6,5		14,5	666	2,39
6,5		14,5	767	1,49
7,0		19,0	773	3,43
7,5		23,5	754	4,14
8,0		28,0	754	4,75
8,0		28,0	565	7,27
7,0	0,15	16,0	829	3,16
7,5		19,5	829	3,87
7,5		19,5	823	4,18
8,0		24,0	817	4,48
7,0	0,2	14,0	848	3,02
7,5		17,5	823	3,86
8,0		21,0	855	4,31
8,0		21,0	767	4,66

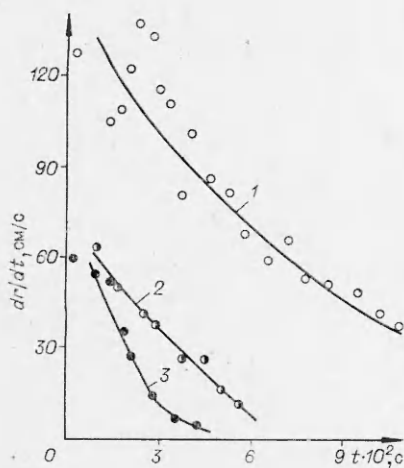


Рис. 2. Скорость перемещения фронта пламени в покоящейся и вращающейся смесях; смесь воздух + 6,5% CH₄, начальное давление 0,1 МПа.

1 — $\omega = 0$; 2 — $\omega = 666$; 3 — $\omega = 767 \text{ 1/с}$.

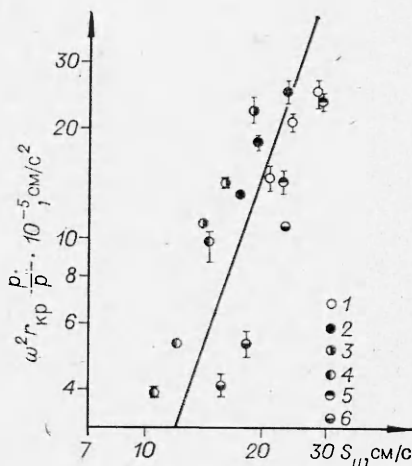


Рис. 3. График зависимости $\omega^2 r_{кр} \times \frac{p_i}{p}$ от S_u ; метано-воздушные смеси с содержанием метана, %: 1 — 8, 2 — 7,5, 3 — 7, 4 — 6,5, 5 — 11,5, 6 — 12.

¹ Распространение пламени во вращающемся газе против вектора центробежного ускорения рассматривалось в работе [8].

составляющие 130—490, почти на порядок превышают критическое значение числа Пекле на кондуктивном пределе.

В заключение отметим, что процессы горения и охлаждения вращающегося газа сопровождаются сложными радиальными движениями свежего газа и продуктов сгорания, приводящими, в свою очередь, к градиенту скорости вращения газа по радиусу $d\omega/dr$. Этот градиент в принципе может вызвать турбулизацию или гашение пламени. Последнее происходит вследствие сильной деформации зоны пламени вдоль фронта. Однако, по нашему мнению, гашение пламени в результате деформации зоны менее вероятно, чем гашение, обусловленное охлаждением зоны в результате потерь тепла в продукты сгорания. Гашение, как видно из рис. 2, происходит не скачком скорости перемещения пламени, что следовало бы ожидать при деформационном механизме, а при постепенном снижении скорости до весьма низких значений. Это можно рассматривать как результат глубокого охлаждения продуктов сгорания, интенсивность которого увеличивается с ростом скорости вращения.

Авторы благодарят Я. Б. Зельдовича и А. Д. Марголина за обсуждения и замечания.

Поступила в редакцию 17/VII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. П. Дроздов, Я. Б. Зельдович. ЖФХ, 1943, 17, 134.
2. V. Lewis, G. Elbe. Comb. Flames and Explosions of Gases. N. Y., 1961.
3. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн.— В сб.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
4. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн. ФГВ, 1976, 12, 2.
5. В. С. Бабкин, А. М. Бадалян, В. В. Никулин.— В сб.: Горение гетерогенных и газовых систем. Черногоровка, 1977.
6. В. П. Кривулин, Е. А. Кудрявцев и др. ФГВ, 1981, 17, 1.
7. А. М. Бадалян, В. С. Бабкин и др. ФГВ, 1981, 17, 3.
8. А. Д. Марголин, В. П. Карпов. Докл. АН СССР, 1974, 216, 2.

УДК 536.46

О ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ ИСКРИВЛЕННОГО ФРОНТА ПЛАМЕНИ

Б. Е. Рогоза
(Днепропетровск)

В постановке задачи о скорости турбулентного горения [1] кинематическое уравнение распространения одиночной реализации поверхности пламени $F(x, t)$ имеет вид [2]

$$\partial F / \partial t + (u \operatorname{grad} F) = u_n |\operatorname{grad} F|, \quad F|_{t=0} = f(x), \quad \operatorname{div} u = 0. \quad (1)$$

Здесь $F(x, t)$ — поверхность пламени; t — время; x_i ($i = 1, 2, 3$) — пространственная координата; u_i — компоненты скорости внешнего потока; u_n — нормальная скорость распространения пламени; $f(x)$ — форма поверхности $F(x, t)$ при $t = 0$.

Известно, что на первоначально гладком искривленном фронте пламени по истечении некоторого промежутка времени возникают угловые точки даже при отсутствии внешнего потока ($u = 0$) [3]. Их образование приводит к нелинейному эффекту стабилизации искривленного фронта пламени. Впервые этот вывод сделан на основе применения принципа Гюйгенса к нахождению последовательных положений фронта пламени [4, 5]. Вместе с тем координаты точек поверхности пламени можно определить аналитически, решая задачу Коши (1) по методу характеристик. По существу, такой способ решения уравнения (1) применен в работе [2], в которой с помощью уравнения характеристик в лагранже-