

фузионного пламени и оценки теплового состояния кромок сопел, находящихся в высокотемпературной зоне рециркуляции.

Полученные обобщающие характеристики устойчивости диффузионного факела водорода могут быть использованы при определении областей начальных параметров смешиваемых потоков с устойчивым пламенем и выборе фронтальных устройств энергетических систем, работающих на водороде с высокой теплонапряженностью, а форма обобщения — для анализа устойчивости диффузионных факелов других газообразных топлив.

Поступила в редакцию 15/X 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Баев, А. В. Локотко, П. К. Третьяков. ФГВ, 1973, 9, 5.
2. Е. А. Мещеряков, О. В. Маклашева. ФГВ, 1976, 12, 6.
3. В. Л. Зимонт, В. М. Левин, Е. А. Мещеряков. ФГВ, 1982, 18, 3.
4. Г. Корст. Механика, 1974, 5.
5. А. И. Швец, И. Т. Швец. Газодинамика ближнего следа. Киев: Наукова думка, 1978.
6. A. Craven. Base pressure at subsonic speeds in the presence of a supersonic jet. The college of aeronautics.— Cranfield, Rept. N 129, 1960.
7. Ю. М. Аннушкин, Г. М. Маслов. ФГВ, 1980, 16, 1.
8. Ю. М. Аннушкин, Г. Ф. Маслов. ФГВ, 1982, 18, 2.
9. В. Н. Строкин. ИФЖ, 1972, XII, 3.
10. L. S. Cohen. AIAA Paper, 1966. N 66—617.
11. М. М. Бондарюк, С. М. Ильященко. Прямоточные воздушно-реактивные двигатели. М.: Оборонгиз, 1958.
12. E. Zukoski, F. Marble. Comb. Res. and Rev. AGARD. Butterworth. Lnd., 1955.

О СКОРОСТИ ПОДЪЕМА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ОЧАГА ГОРЕНИЯ В ОКОЛОПРЕДЕЛЬНЫХ СМЕСЯХ

Г. М. Махвиладзе

(Москва)

В последнее время в связи с интенсивными исследованиями конвективных пределов воспламенения большое внимание уделяется вопросу эволюции локального очага горения в поле силы тяжести. В околопредельных смесях очаг под действием архимедовой силы поднимается вверх и может переноситься на большие расстояния. Основной характеристикой этой стадии развития очага является скорость подъема, которая для сферического очага определялась в работах [1—4].

Ниже дается оценка скорости подъема цилиндрического очага горения, который возникает, если протяженность начального очага инициирования реакции в одном из горизонтальных направлений намного больше, чем в другом (например, при зажигании смеси длинной горизонтальной накаленной проволокой).

Уравнение движения цилиндрического очага, испытывающего действие подъемной силы и силы сопротивления, в плоскости, перпендикулярной его оси, имеет вид

$$\frac{d}{dt}[(m_s + m_{\pi})v] = (\rho_0 - \rho_s)Sg - c_d(\text{Re})1/2\rho_0v^2S_m, \quad (1)$$

где $v = dY/dt$ — скорость подъема (Y — вертикальная координата); $m_s = \rho_s S$ — полная масса горячего газа плотности ρ_s на единицу длины цилиндра; $S = \pi R^2$ — площадь поперечного сечения цилиндра; $m_{\pi} = \rho_0 S$ — присоединенная масса [5]; g — ускорение силы тяжести; c_d — коэффициент сопротивления, зависящий от текущего числа Рейнольдса $\text{Re} = Rv\rho_0/\eta$ (η — динамическая вязкость); $S_m = 2R$ — площадь миделевого сечения.

После введения видимой скорости горения $u_v = dR/dt$, предполагаемой постоянной ($R = R_0 + u_v t$) и безразмерных переменных $\tau = tu_v/R_0$, $w = vu_v/BgR_0$ ($B = (\rho_0 - \rho_s)/(\rho_0 + \rho_s)$) скорость и высота подъема очага определяются из уравнений

$$\frac{dw}{d\tau} + \frac{1}{1+\tau} w = 1 - \frac{c_d w^2}{h(1+\tau)}, \quad \frac{dy}{d\tau} = w \quad \left(h = \frac{\pi(\rho_0 + \rho_s) u_v^2}{Bg\rho_0 R_0} \right). \quad (2)$$

На начальной стадии движения силой сопротивления можно пренебречь и решение при $w(0) = 0$, $y(0) = y_0$ дается универсальными зависимостями

$$w_0 = 1/3[1 + \tau - (1 + \tau)^{-2}], \quad \Delta y = y - y_0 = 1/6\tau^2(\tau + 3)(\tau + 1)^{-1}, \quad (3)$$

не зависящими в выбранных переменных от каких-либо параметров. На стартовом участке $\tau \ll 1$ и $w_0 \approx w_1 = \tau$, затем рост скорости замедляется, при $\tau \gg 1$ она вновь линейно возрастает — $w_0 \approx w_2 = 1/3\tau$. Зависимости $w_1(\tau)$ и $w_2(\tau)$ описывают поведение функции $w_0(\tau)$ с точностью 20% до $\tau = 0,2$ и при $\tau > 3$ соответственно (рис. 1).

На рис. 1 штрихпунктирными линиями нанесены решения, полученные с учетом сопротивления среды для $c_d = 10\text{Re}^{-2/3}$ ($\text{Re} < 10^{3/2}$) и $c_d = 1$ ($\text{Re} > 10^{3/2}$); зависимость $c_d(\text{Re} = f\tau(1+\tau))$ аппроксимирует опытные данные для твердого цилиндра [6]. На больших временах решение зависит от параметров h и $f = gR_0^2 B \rho_0 / u_v \eta$, при оценке которых нужно учесть, что о подъеме очага имеет смысл говорить, если видимая скорость меньше конвективной — $u_v < \sqrt{gR_0}$. Для обычных условий f принимает очень большие значения, так что можно положить $c_d = 1$ (при $f > 160$ уже на стартовом участке $\text{Re} > 10^{3/2}$), поэтому существенна только зависимость от параметра h , который меняется в диапазоне $0 < h \leq 1$. После выравнивания подъемной силы и силы сопротивления устанавливается квазистационарная скорость $w^2 = h(\tau + 1)$. Соответствующий момент τ_f можно оценить, приравняв нулю правую часть (2) и подставив w_0 . Если $\tau_f > 3$, то $w_0 \approx 1/3\tau$, и $\tau_f = 2a(1 + \sqrt{1 + a^{-1}})$ ($a = 9h/4$), при этом $h > 1/4$. Если $1/30 < h < 1/4$, то $0,2 < \tau_f < 3$.

На рис. 2 проведено сопоставление зависимости $\Delta y(\tau)$ с результатами численного решения полной задачи [7] для значений введенных в [7] параметров $E_1 = 32$, $\theta_b = 6,33$, $q = 5,33$, $y_c = 0,2$. При расчете принималось $B = 0,73$, $u_v/\sqrt{g_0 R_0} = 0,4$ (g_0 отвечает $G = g/g_0 = 1$). Для выбранных параметров $\tau_f > 4$, поэтому Δy вычислялось по формуле (3). Результаты численных экспериментов с точностью примерно 20% ложатся на универсальную кривую (3). Отклонение при $\tau > 1,5$ вызвано тем, что полная задача решалась в замкнутой области и с течением времени

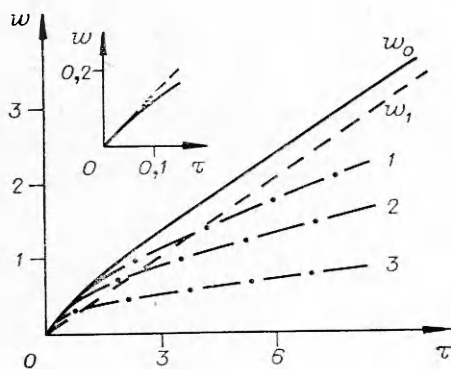


Рис. 1. Изменение скорости подъема очага во времени; $f = 10^3$; $h = 1,5$ (1), $0,5$ (2), $0,1$ (3).

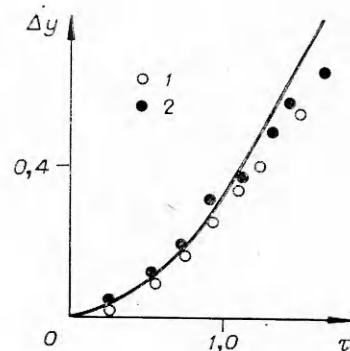


Рис. 2. Динамика подъема очага. Кривая построена по формуле (3); 1 — $D=200$, $q=4,5$, $G=1$; 2 — $D=200$, $q=4,75$, $G=2$.

на скорость «всплывания» очага начинала влиять ограниченность объема. Проведенное сравнение свидетельствует об эффективности полученных оценок для описания динамики подъема цилиндрического очага горения.

Поступила в редакцию 4/1 1983

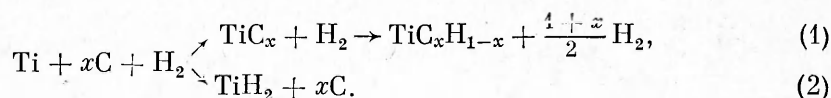
ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Марголин, В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1973, 9, 6.
2. G. E. Andrews, D. Bradley. 14-th Symp. (Intern.) on Comb. Pittsburgh, Pa, 1973.
3. S. Crescitelli, G. Russo, V. Tufano a. o. Comb. Sci. and Technol., 1977, 15, 201.
4. M. Hertzberg. Bur. Mines of Bull., 1976, R181, 15.
5. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970.
6. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.
7. Г. М. Махвиладзе, И. П. Николова. ФГВ, 1982, 18, 5.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НЕЕДИНСТВЕННОСТИ СТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ ГОРЕНИЯ В СИСТЕМАХ С ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ РЕАКЦИЯМИ

Н. А. Маргиросян, С. К. Долуханян, А. Г. Мержанов
(Ереван)

В [1] показано, что при взаимодействии в трехкомпонентной системе титан — углерод — водород возможно протекание двух параллельных реакций:



Первая характеризуется значительными скоростями горения (2,2 см/с) и образованием в качестве продукта карбогидридов титана с общей формулой $\text{TiC}_x\text{H}_{1-x}$, а вторая — низкими скоростями (порядка 1,3 см/с) и образованием в результате синтеза гидридов титана. Реализация того или иного направления протекания реакции зависит от ряда факторов, таких как давление водорода, содержание углерода в исходной смеси, плотность таблетки, дисперсность порошка титана и т. д. Следует отметить, что переход от одного режима к другому происходит резко, при незначительных изменениях параметров процесса, так что в данном случае можно говорить о существовании неких критических условий смены режимов горения [1].

Теоретические исследования [2] показали, что для систем с параллельными реакциями может существовать область неединственности решений, когда стационарная скорость горения при прочих равных условиях зависит от условий зажигания. При зажигании от источника высокой температуры устанавливается высокоскоростной режим распространения волны и образуется определенный продукт, от источника низкой температуры — низкоскоростной режим с образованием другого продукта; при этом другие параметры (давление газа, размеры частиц, плотность таблетки) одинаковы для обоих случаев.

В настоящей работе приведены экспериментальные данные, подтверждающие выводы теории о неединственности стационарных режимов горения. Исследования проводились на системе титан — углерод — водород, источником зажигания служили горящие таблетки из смесей $\text{Ti} + \text{C}$ ($T_r = 3200 \text{ K}$) и $\text{Mo} + 2\text{Si}$ ($T_r = 1900 \text{ K}$), также таблетка, спрессованная из порошка титана (температура горения в водороде порядка 1200 K). В таблице приведены данные по скоростям горения и фазовому составу продуктов горения смесей $\text{Ti} + x\text{C}$.