

$\exp(-1/\beta)/\beta^4$ возрастает быстрее функции в левой части, и график ее пересекает восходящую ветвь графика $\exp(-1/\beta)/\beta^4$ в двух точках. Физически это означает, что тепловой взрыв возможен не при всех значениях $T_n > T_n^{кр}$, а лишь в некотором интервале температур. Например, для $\omega = 20$ см/с воспламенение реактора возможно в области $1328 < T_n < 1463$ К. При $\epsilon < \epsilon_{кр}$ график правой части (6) пересекает восходящую ветвь графика левой части в одной точке; пересечение с нисходящей ветвью имеет место при $\beta > 0,25$, что соответствует начальным температурам стенки выше температуры плавления никеля.

Таким образом, проведенные расчеты позволили сделать практический вывод о возможности безопасной эксплуатации никелевых реакторов во фторе при обеспечении контролируемой температуры наружной стенки и предварительной формовке на ней поверхностного слоя заданной степени черноты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хайкин Б. И., Блошенко В. Н., Мержанов А. Г. ФГВ, 1970, 6, 4, 474.
2. Блошенко В. Н., Хайкин Б. И. ФГВ, 1975, 11, 5, 738.
3. Григорьев Ю. М., Гальченко Ю. А., Мержанов А. Г. ФГВ, 1973, 9, 2, 191.
4. Зотиков В. С., Рейнгерц М. Д. ФГВ, 1986, 22, 5, 14.
5. Зажигаев Л. С., Кишнян А. А., Романиков Ю. И. Методы планирования и обработки результатов физического эксперимента.— М.: Атомиздат, 1978.
6. Лукьянычев Ю. А., Астахов И. И., Николаев Н. С. Изв. АН СССР. Сер. хим., 1965, 4, 588.
7. Резухина Т. Н., Горшкова Т. И., Цветков А. А.— В кн.: VI Всесоюз. симп. по химии неорган. фторидов.— Новосибирск, 1981.
8. Свойства элементов. Справочник/Под ред. Г. В. Самсонова. Ч. I.— М.: Metallургия, 1976.

Поступила в редакцию 23/II 1987

ИСКРОВОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫМИ РАЗРЯДАМИ

И. Г. Дик, В. Г. Прокофьев
(Томск)

Искровое воспламенение бедных углеводородно-воздушных топлив зависит от способа введения энергии, необходимой для успешного зажигания. В качестве одной из попыток увеличения эффективности воспламенения можно рассматривать применение последовательных искровых разрядов. В [1] приведены эксперименты по зажиганию метановоздушных смесей двумя электрическими разрядами, разделенными интервалом времени. Суммарная критическая энергия при оптимальном временном интервале оказалась в 2—3 раза меньше энергии, минимально необходимой для зажигания одиночной искрой. Однако приведенное авторами объяснение эффекта, связанное с чисто тепловым механизмом искрового зажигания, основано на эмпирических предположениях. Экспериментальное изучение эффекта затруднено многообразием явлений, происходящих при искровом разряде. В этой связи важное значение приобретает математическое моделирование искрового зажигания.

В настоящей работе теоретически исследуется воспламенение газовой смеси двумя последовательными искровыми разрядами в рамках тепловой и теплодиффузионной модели.

Длительность искровой стадии электрического разряда существенно меньше оптимального временного интервала, что дает основание моделировать искру в виде мгновенного точечного источника энергии. На этом представлении построена тепловая модель искрового зажигания [2, 3]. Согласно условию воспламенения, сформулированному в [2]: время,

в течение которого температура внутри объема, нагретого искрой, опустится от адиабатической температуры пламени T_+ на один характерный интервал RT_+^2/E , должно быть больше или равно времени химической реакции в зоне горения

$$\Delta t_{\text{охл}} \geq t_p. \quad (1)$$

По условию воспламенения $\Delta t_{\text{охл}}$ можно аппроксимировать выражением

$$\Delta t_{\text{охл}} \approx (RT_+^2/E)/(dT/dt)_{T=T_+}, \quad (2)$$

где E — энергия активации. За характерное время химической реакции принято $t_p = k_0^{-1} \exp(E/RT_+)$. Из решения уравнения теплопроводности для среды с двумя мгновенными точечными источниками энергии, разделенными интервалом времени Δt , температура в центре симметрии, начиная с момента действия второй искры ($t=0$), подчиняется закономерности

$$T = (4\pi a)^{-(v+1)/2} \frac{\varepsilon}{c_p \rho} [t^{-(v+1)/2} + (t + \Delta t)^{-(v+1)/2}] + T_-. \quad (3)$$

Здесь $\varepsilon = 2^v \pi c_p \rho \int_0^\infty (T - T_-) r^v dr$; a — коэффициент температуропроводности; ρ — плотность; $v = 1; 2$ — для цилиндрического и сферического разрядов; T_- — начальная температура.

Критическое значение мощности источника ε_* определяется равенством в (1) с учетом (2), (3). В безразмерной форме критическое условие воспламенения находится из соотношений

$$\frac{\Theta_0}{A_*} = \tau_+^{-(v+1)/2} + (\tau_+ + \Delta\tau)^{-(v+1)/2}, \quad (4)$$

$$\frac{2}{v+1} \frac{1}{\Theta_0 A_*} = \tau_+^{-(v+3)/2} + (\tau_+ + \Delta\tau)^{-(v+3)/2}, \quad (5)$$

$$A_* = (4\pi a)^{-(v+1)/2} \frac{\varepsilon_*}{c_p \rho} \frac{E}{RT_+^2} t_m^{-(v+1)/2},$$

$$\Theta_0 = (T_+ - T_-)/(RT_+^2/E), \quad \tau_+ = \frac{t_+}{i_m}, \quad \Delta\tau = \frac{\Delta t}{i_m}, \quad t_m = \frac{t_p}{\Theta_0},$$

t_+ — время охлаждения до адиабатической температуры от момента действия второй искры. Введем в рассмотрение $z = A_*/A_{*\infty}$, где $A_{*\infty}$ — безразмерное энерговыделение, минимально необходимое для зажигания одной искрой или двумя при $\Delta\tau \rightarrow \infty$.

Для $v=1$ система уравнений (4), (5) имеет точное аналитическое решение

$$\frac{z^2}{(1-z)^2} (2z-1) = \left(\frac{\Delta\tau}{2\Theta_0^2} \right)^2,$$

а для $v=2$ приближенное

$$z^{-1} = 1 + \left(1 + \frac{2\Delta\tau}{3\Theta_0^2} \right)^{-3/2}.$$

В обоих случаях z определяется параметром $\Delta\tau/\Theta_0^2$. Результаты для цилиндрического и сферического случаев приведены на рис. 1.

Чисто тепловая модель, как видно из рис. 1, не объясняет эффекта падения критической энергии при воспламенении последовательными искрами. Нагретый первой искрой объем остывает, не воспламенив смесь на необходимую толщину, и часть энергии второй искры компенсирует теплотери за промежуток времени между разрядами. Но при этом не учитывается диффузия исходной смеси в зону горения, поэтому задачу имеет смысл рассмотреть в более полной постановке [4].

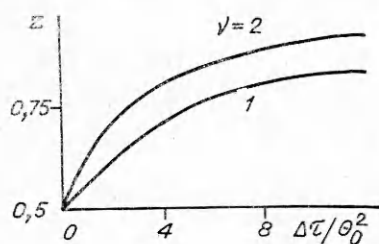


Рис. 1. Зависимость $z \left(\frac{\Delta\tau}{\theta_0^2} \right)$; тепловая модель.

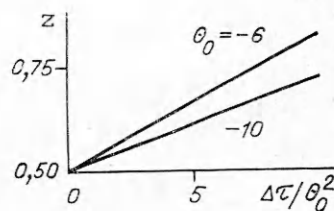


Рис. 2. Критические условия воспламенения по теплодиффузионной модели.

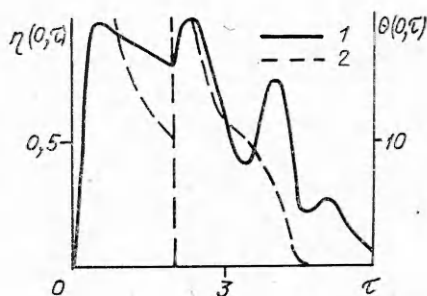


Рис. 3. Динамика изменения температуры (1) и глубины превращения (2) в докритической области $D_+/a_+ = 3$, $\Delta\tau = 2$, $\theta_0 = -6$.

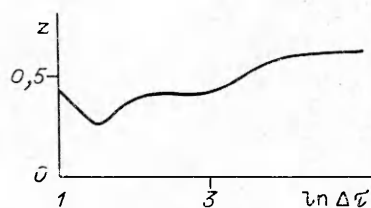


Рис. 4. Зависимость $z(\Delta\tau)$ при $D_+/a_+ = 3$.

Уравнения, описывающие процессы тепло- и массопереноса с наличием двух мгновенных точечных источников, имеют вид

$$\rho + c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda_+}{r^v} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^v \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \rho_+ QW(\eta, T) + \frac{\bar{c}}{r^v} \delta(r) [\delta(t) + \delta(t - \Delta t)]; \quad (6)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{D_+}{r^v} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^v \frac{\partial \eta}{\partial r} \right) - W(\eta, T), \quad (7)$$

$$W(\eta, T) = (1 - \eta) k_0 \exp(-E/RT);$$

$$t = 0: T = T_-, \eta = 0;$$

$$r = 0: \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \frac{\partial \eta}{\partial r} = 0; r = \infty: T = T_-, \eta = 0,$$

$Q - c_p(T_+ - T_-)$ — тепловой эффект реакции; $\delta(x)$ — функция Дирака. Краевая задача для (6), (7) описывает процесс воспламенения в предположении простой кинетики и постоянства плотности ρ_+ , коэффициентов теплопроводности λ_+ и диффузии D_+ , значения которых соответствуют адиабатической температуре.

Уравнения (6), (7) приводились к безразмерному виду в переменных, аналогичных (4), (5). Задача решалась численными методами с использованием алгоритма [5], а тестирование программы проводилось по результатам [6].

Анализ полученных результатов показал, что для числа Льюиса $Le = D_+/a_+ = 1$ осуществляется тепловой механизм воспламенения, близкий к изложенному выше. С увеличением временного интервала суммарная критическая энергия двух искр всегда больше $A_{*\infty}$. Для малых Δt температура в очаге, сформировавшемся после первой искры, выше адиабатической. Однако в результате того, что скорость теплоотвода много больше скорости диффузии, второй разряд происходит в полностью выгоревшем объеме и энергия в очаг со стороны химического источника не поступает. Для больших Δt становится возможным диффузионное насыщение очага реагентом, но вместе с тем температу-

ра опускается ниже адиабатической. Результаты вычислений для $D_+/a_+ = 1$ представлены на рис. 2.

Увеличение Le приводит к тому, что горение идет по диффузионному механизму. Численный счет в [6] показал, что диффузионный режим горения неустойчив. Характерным признаком неустойчивости являются пульсации значений глубины превращения (рис. 3). Начальные моменты времени в формировании очага представляют наибольший интерес ($\tau \sim 1$, времена одного порядка с адиабатическим периодом индукции). В этот отрезок времени возникают наиболее сильные изменения глубины превращения. Однако полного выгорания в центре при $\tau < \Delta\tau$ в отличие от случая $D_+/a_+ = 1$ не происходит. Высокая температура и наличие реагента создают оптимальные условия для воспламенения от второго разряда. При $\Delta\tau = 2$ ($D_+/a_+ = 3$) суммарная энергия двух искр была в 1,8—2 раза меньше $A_{*∞}$ (рис. 4).

Таким образом, эффект падения критической энергии при зажигании последовательными искровыми источниками малой длительности может иметь теплодиффузионный механизм. Проведенное исследование — одно из возможных объяснений экспериментально обнаруженного явления [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Коно М., Kumagai S., Sakai T. Comb. Flame, 1976, 27, 85.
2. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 1941, 11, 159.
3. Зельдович Я. Б., Симонов Н. Н. ЖФХ, 1949, XXII, 11, 1361.
4. Вилунов В. Н. Докл. АН СССР, 1973, 208, 1, 66.
5. Нвлева Т. П., Шкадинский К. Г. Информ. бюл. Госфонда алгоритмов и программ СССР, 1979, 1 (27).
6. Вилунов В. Н., Некрасов Е. А., Баушев В. С. и др. ФГВ, 1976, 12, 3, 361.

Поступила в редакцию 16/I 1987

РОСТ ДАВЛЕНИЯ В ЗАКРЫТОМ СОСУДЕ ПРИ СГОРАНИИ ЛОКАЛЬНОГО ОБЪЕМА ГАЗА

*А. Я. Выхристюк, В. С. Бабкин, Е. А. Кудрявцев,
Н. Д. Кудрявцев, В. Н. Кривулин*

(Новосибирск, Балашиха)

При сгорании локального объема горючего газа в закрытом сосуде происходит повышение давления, величина которого зависит от размера локального объема, вида топлива, теплофизических свойств газов и других факторов. Это нередко является причиной аварий на производствах, в которых обрабатываются горючие газы. В [1] рассмотрена задача о сгорании ограниченного объема газа в закрытом сосуде и найдены теоретические зависимости для максимально развиваемого давления. В настоящей работе проводится экспериментальная проверка этих зависимостей. Ввиду универсальности теоретических формул для проверки их кроме собственных результатов, полученных в крупномасштабных экспериментах, привлекаются данные других авторов по горению как локальных объемов [2, 3], так и в полностью заполненном сосуде [4], обработанные применительно к рассматриваемой задаче. Установлено, что привлеченные для сопоставления экспериментальные результаты в соответствии с теорией хорошо обобщаются единой зависимостью.

Теоретические формулы. В предположении медленного горения и отсутствия тепловых потерь уравнение для максимального прироста давления в закрытом сосуде при сгорании локального объема газа имеет вид [1]

$$\pi_m - 1 = (\gamma_2 - 1) J + \frac{\gamma_3 - \gamma_2}{\gamma_3 - 1} \left(\frac{\gamma_3 - 1}{\pi_m \gamma_3} - 1 \right) (1 - \omega_{1i}) - \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 - 1} \omega_{1i}. \quad (1)$$