

вится сложным и превращается в седло-фокус с неустойчивой сепаратрисной поверхностью, порождая единственный устойчивый предельный цикл. Этот цикл — ω -предельное множество для рассматриваемой системы. При изменении параметров в обратном направлении устойчивый предельный цикл стягивается в состояние равновесия, которое становится устойчивым фокусом.

На рис. 3 изображено фазовое пространство после рождения предельного цикла, когда в системе осуществляются автоколебания.

Проведенное исследование показало, что при $b=0$, т. е. при отсутствии реакции (3), модель сохраняет автоколебательный характер. Отличие модели при $b=0$ от исследованной в данной работе состоит в возможности существования (при $a>1$) состояния равновесия B на плоскости $y=0$. При $a < m+n+1$ это состояние равновесия является устойчивым узлом и элементом притяжения всех фазовых траекторий, т. е. отвечает стационарному состоянию, устанавливающемуся после полного выгорания вещества Y .

Горьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
26/VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Франк-Каменецкий. Докл. АН СССР, 1939, 25, 672.
2. A. J. Lotka. J. Am. Chem. Soc., 1920, 42, 1595.
3. A. D. Walsh. Trans. Faraday Soc., 1947, 43, 305.
4. J. A. Gray. J. Chem. Soc., 1953, 741.
5. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М., «Мир», 1968.
6. A. J. Lotka. Proc. Nat. Acad., 1920, 6, 410.
7. В. Вольтерра. Математическая теория борьбы за существование. М., «Наука», 1976.
8. А. А. Андронов, А. А. Витт, С. Э. Хайкин. Теория колебаний. М., Физматгиз, 1959.
9. Д. А. Франк-Каменецкий, И. Е. Сальников. ЖФХ, 1943, 17, 79.
10. Ю. Г. Герварт, Д. А. Франк-Каменецкий. Изв. АН СССР, ОХН, 1942, 210.
11. А. М. Жаботинский. Концентрационные автоколебания. М., «Наука», 1974.
12. V. F. Gray, C. H. Gang. Comb. and Flame, 1969, 13, 20.
13. V. F. Gray. Comb. and Flame, 1970, 14, 273.
14. A. Perche, A. Perez, M. Lucquin. Comb. and Flame, 1970, 15, 89.
15. P. E. De Rooy, D. M. Mason. Comb. and Flame, 1971, 17, 107.
16. P. E. De Rooy, D. M. Mason. Comb. and Flame, 1973, 20, 127.
17. Д. А. Франк-Каменецкий ЖФХ, 1940, 14, 30.
18. Б. В. Вольтер, И. Е. Сальников. Устойчивость режимов работы химических реакторов. М., «Химия», 1972.
19. Р. М. Минц. Матем. сборник, 1964, 63(105), 169.
20. Р. М. Минц. Памяти А. А. Андропова (сборник). М., Изд-во АН СССР, 1955.
21. А. А. Андронов, Е. А. Леонтович и др. Качественная теория динамических систем второго порядка. М., «Наука», 1966.
22. В. С. Медведев. Дифференциальные уравнения, 1970, 6, 454.
23. Н. Н. Баутин. Поведение динамических систем вблизи границ области устойчивости. Л.—М., Гостехиздат, 1949.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССА ЗАЖИГАНИЯ БЕЗГАЗОВЫХ СИСТЕМ ВОЛНОЙ ГОРЕНИЯ

А. Г. Струнина, Н. И. Ваганова, В. В. Барзыкин

Инициирование реакции безгазовой системы тепловой волной горящего воспламенителя, находящегося с нею в контакте, теоретически проанализировано в работе [1] и в дальнейшем экспериментально опробовано на модели термитных систем [2]. Эти исследования в основном ка-

сались закономерностей нестационарного горения поджигаемых безгазовых систем в период выхода на стационарный режим. Вопрос о том, каким количеством начальной энергии инициирована та или иная система и какова связь этой энергии с параметрами воспламенителя и поджигаемой системы, не рассматривался, хотя он весьма актуален в связи с широким использованием безгазовых систем в различных вспомогательных устройствах ракетно-космической техники [3], а также в целом ряде технологических процессов, например, при синтезе соединений, имеющих большое практическое значение [4].

Начальная энергия, требуемая для инициирования реакции какой-либо реакционноспособной системы (энергия зажигания), определяется

$$[5] \text{ как } Q_3 = \int_0^{t_3} q_s(t) dt = c\rho \int_0^{\infty} f(x) dx, \quad \text{где } q_s(t) \text{ — тепловой поток от}$$

воспламенителя к поджигаемой системе, t_3 — время задержки зажигания последней, c , ρ и $f(x)$ — соответственно теплоемкость, плотность и распределение температур (без химической реакции) по определяющей координате x поджигаемой системы к моменту начала зажигания.

Наиболее полно проведен энергетический анализ процесса зажигания газообразных веществ различными способами: искрой, лучистым потоком, накаливаемой стенкой и т. д. [6—8]. Теоретически получена и экспериментально измерена минимальная энергия зажигания, необходимая для того, чтобы инициированное пламя могло самостоятельно перемещаться по смеси. Показано, что энергия зажигания зависит от условий эксперимента и при искровом воспламенении равна избытку энтальпии горючей смеси.

Вопрос об энергиях зажигания конденсированных систем при различных способах инициирования реакции подробно рассматривался в работе [5]. Характерной особенностью безгазовых систем, как показало экспериментальное изучение процесса их зажигания лучистым потоком [9, 10], является высокая энергия зажигания. Этим определяется трудная воспламеняемость безгазовых систем и необходимость использования при работе с ними различных воспламенительных составов.

Ниже излагаются результаты энергетического анализа процесса воздействия на реакционноспособную безгазовую систему тепловой волной горящего воспламенителя. В работе исследуется связь энергии зажигания с параметрами воспламенителя и поджигаемой системы.

Анализ результатов численного счета

Энергетический анализ проводился на основании результатов численного интегрирования системы уравнений, описывающей процесс зажигания безгазовых систем волной горения.

Уравнения теплового баланса и химической кинетики для воспламенителя (1), (2) и поджигаемой системы (3), (4) записаны согласно физической модели, предложенной в работе [1]¹.

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_1 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Q_1 k_{01} \exp\left(-\frac{E_1}{RT}\right) \varphi(\eta) - \frac{2\alpha}{r}(T - T_0) - \frac{2\varepsilon\sigma_0}{r}(T^4 - T_0^4), \quad (1)$$

$$\partial\eta/\partial t = k_{01} \exp(-E_1/RT) \varphi(\eta), \quad (2)$$

¹ Воспламенитель и поджигаемая система имеют вид полубесконечных цилиндров, помещенных один на другой. Горящий воспламенитель инициирует химическую реакцию в поджигаемой системе.

$$c_2 \rho_2 \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Q_2 k_{02} \exp\left(-\frac{E_2}{RT}\right) \varphi(\eta) -$$

$$-\frac{2\alpha}{r}(T - T_0) - \frac{2\varepsilon\sigma_0}{r}(T^4 - T_0^4), \quad (3)$$

$$\partial\eta/\partial t = k_{02} \exp(-E_2/RT) \varphi(\eta). \quad (4)$$

Граничные условия задавались следующим образом:

$$x = 0 \begin{cases} \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x}, & x = +\infty, T = T_0, \\ T_1(0, t) = T_2(0, t), & x = -\infty, T = T_{r1}. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь E — энергия активации, Q — тепловой эффект реакции, k_0 — предэкспонент, T_0 — начальная температура, T_r — температура горения, λ — коэффициент теплопроводности, r — радиус образцов, ε — степень черноты, σ_0 — постоянная Стефана — Больцмана, T , x , η и t — текущая температура, координата, глубина превращения и время, α — коэффициент теплоотдачи.

При изучении процесса зажигания безгазовой системы волной горения [1] удалось выделить два основных режима зажигания — индукционный и режим «сжигания», различающихся протеканием процесса и определяющихся соотношением между избытками энтальпий воспламенителя (ΔH_1) и поджигаемой системы (ΔH_2). Индукционный режим реализуется при $\Delta H_1 > \Delta H_2$, а режим «сжигания» — при $\Delta H_1 < \Delta H_2$. Анализ результатов численного счета показал, что в обоих режимах зажигания изменение температуры на границе раздела воспламенителя и поджигаемой системы в период, предшествующий зажиганию последней, определяется в основном временным законом изменения температуры при перемещении стационарного фронта горения воспламенителя. При равных теплофизических параметрах обеих реагирующих систем это очевидно. При различных теплофизических параметрах отклонение граничной температуры от закона нарастания температуры при стационарном горении воспламенителя тем меньше, чем больше скорость его горения.

Изменение со временем теплового потока q_s на границе раздела воспламенителя и поджигаемой системы при $a_1 = a_2$ ($a = \lambda/c\rho$) определяется соотношением между температурами горения обеих реагирующих систем. Если температура горения воспламенителя выше температуры горения поджигаемой системы, то тепловой поток, меняясь по величине, в течение всего процесса направлен ($q_s(t) > 0$) в сторону поджигаемой системы. Его направление может измениться на противоположное лишь после того, как начнут остывать шлаки сгоревшего воспламенителя. Если же температура горения воспламенителя ниже, чем у поджигаемой системы, то направление теплового потока меняется, причем тем более резко, чем больше разница в температурах горения. При разных теплофизических параметрах реагирующих систем такой однозначной зависимости между изменением со временем теплового потока на границе и температурами горения T_{r1} и T_{r2} не наблюдается. Поведение теплового потока обусловлено совокупностью параметров (теплофизических и энергетических).

Момент зажигания² может предшествовать, совпадать либо наступать позже момента достижения тепловым потоком своего максимального значения. Нарастание теплового потока в период, предшествующий зажиганию инициируемой системы, обусловлено ростом температуры

² За момент зажигания t_a принимается момент, когда максимум скорости тепловыделения находится на границе раздела реагирующих систем.

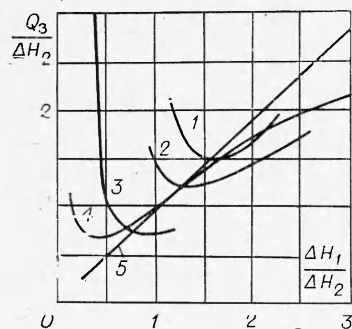


Рис. 1. Зависимость отношения энергии зажигания к избытку энергии от отношения избытков энтальпии поджигаемой системы от отношения избытков энтальпий обеих реагирующих систем (1, 3—5 — $E_2/RT_{r_2} = 4,4$), 1 — $3,1 < E_1/RT_{r_1} < 9,3$; 2 — $E_1/RT_{r_1} = 4,4$, $1,5 < E_2/RT_{r_2} < 8,69$; 3 — $-1,32 < E_1/RT_{r_1} < 8,69$; 4 — $1,48 < E_1/RT_{r_1} < 11,8$; 5 — $2,3 < E_1/RT_{r_1} < 6,99$.

отвечают зажиганию одной поджигаемой системы разными воспламенителями; 2 — случаю, когда определенным воспламенителем инициируют разные поджигаемые системы.

Анализ этих кривых показал, что если отношение избытков энтальпий меняется за счет температуры горения воспламенителя (кривые 1, 3), поджигаемой системы (кривая 2) либо скорости горения воспламенителя (кривая 4), то энергия зажигания проходит через некое минимальное значение. Если же отношение $\Delta H_1/\Delta H_2$ меняется за счет скорости горения поджигаемой системы, то определенная зависимость в координатах рис. 1 отсутствует. Увеличение энергии зажигания с ростом $\Delta H_1/\Delta H_2$ соответствует процессу поджигания безгазовой системы горящим воспламенителем, а снижение ее — поджиганию раскаленными шлаками уже сгоревшего воспламенителя. Минимальная энергия зажигания, как видно из рис. 1, в зависимости от параметров обеих реагирующих систем, может быть и больше и меньше избытка энтальпии поджигаемой системы ΔH_2 .

Если воспламенитель и поджигаемая система имеют одинаковые кинетические параметры при разных тепловых эффектах (разная степень разбавления исходного состава системы инертными добавками), минимальное значение Q_3 не достигается даже при энергии зажигания, вчетверо меньшей избытка энтальпии поджигаемой системы (см. рис. 1, 5).

Сопоставление энергии зажигания с избытком энтальпии воспламенителя проведено на рис. 2. Зависимость энергии зажигания от отношения избытков энтальпий обеих реагирующих систем показывает, что при индукционном режиме $Q_3 \approx \Delta H_1$, а при режиме «сжигания» $Q_3 > \Delta H_1$. Это объясняется тем, что при индукционном режиме момент зажигания совпадает либо близок к моменту достижения тепловым потоком q_s своего максимального значения, а при режиме «сжигания» — зажигание может произойти значительно позже. Следовательно, количество тепла, поступившего в поджигаемую систему от начала теплового воздействия горящим воспламенителем к моменту $t \approx t|q_{s \max}$ (согласно структуре фрон-

в тепловой волне горящего воспламенителя. Снижение теплового потока соответствует воздействию на поджигаемую систему раскаленных шлаков сгоревшего воспламенителя с начальной температурой, равной температуре горения воспламенителя T_{r_1} . Момент достижения тепловым потоком своего максимального значения можно, примерно, считать за момент, разграничивающий воздействие тепловой волной горящего воспламенителя от воздействия раскаленными шлаками.

В расчетах исследовалась зависимость энергии зажигания от скоростей и температур горения обеих реагирующих систем ($Q_3 = Q_3(v_1)$; $Q_3 = Q_3(T_{r_1})$; $Q_3 = Q_3(v_2)$; $Q_3 = Q_3(T_{r_2})$). Оказалось удобным представить эти зависимости в функции от отношения избытков энтальпий воспламенителя и поджигаемой системы $^3(\Delta H_1/\Delta H_2)$, которое определяется скоростями и температурами горения воспламенителя v_1 , T_{r_1} и поджигаемой системы v_2 , T_{r_2} . Кривые 1, 3—5 рис. 1

³ Избыточное тепло, перемещающееся вместе с фронтом горения по безгазовой системе согласно [11]: $\Delta H = \lambda(T_r - T_0)/v$, где v — скорость ее горения.

та стационарного горения безгазовых систем [11]), будет примерно равно ΔH_1 и, соответственно, больше ΔH_1 при $t > t|_{q_s, \max}$. Интересно отметить, что значения энергии зажигания в случае равных температур горения воспламенителя и поджигаемой системы ложатся на одну кривую, справа от которой располагаются значения Q_3 при $T_{r_1} < T_{r_2}$, а слева — при $T_{r_1} > T_{r_2}$.

Аналитическое решение задачи и сравнение с численным счетом

Показанная при анализе численного решения задачи (1)–(5) возможность разделить процесс теплового воздействия воспламенителя на поджигаемую систему на динамическое воздействие горящим воспламенителем и статическое раскаленными шлаками и установленная при динамическом воздействии связь граничной температуры с нарастанием температуры в тепловой волне воспламенителя позволила сформулировать упрощенную задачу о зажигании безгазовой системы и решить ее аналитически.

Математически в предположении бесконечно узкого фронта горения и равенства коэффициентов температуропроводности воспламенителя и поджигаемой системы ($a_1 = a_2 = a$) тепловую волну можно представить следующим образом:

$$T(\xi) = T_0 + (T_{r_1} - T_0) \left[H(-\xi) + H(\xi) \exp\left(-\frac{v_1}{a} \xi\right) \right], \quad (6)$$

где H — функция Хевисайда [12], равная нулю при $\xi < 0$ и единице при $\xi > 0$. При $\xi > 0$ температура воспламенителя $T(\xi)$ распределена по закону Михельсона, а при $\xi < 0$ $T(\xi) = T_{r_1}$. Предполагаем, что тепловая волна (6) перемещается по воспламенителю вместе с системой координат $T \div \xi$, помещенной в начальный момент времени на некотором расстоянии L от границы раздела обеих реагирующих сред. В этом случае при $t < t_L$, где $t_L = L/v_1$, имеет место динамическое воздействие на поджигаемую систему тепловой волной горящего воспламенителя; а при $t > t_L$ температура воспламенителя в любой точке будет равна T_{r_1} (воздействие раскаленными шлаками).

В соответствии с этим развитие процесса в поджигаемой безгазовой среде математически описывается следующим образом⁴:

$$\partial T / \partial t = a \cdot \partial^2 T / \partial x^2, \quad (7)$$

⁴ Предполагается, что распределение температур по координате, параллельной границе раздела, отсутствует; поджигаемая система до момента зажигания ведет себя как инертное тело.

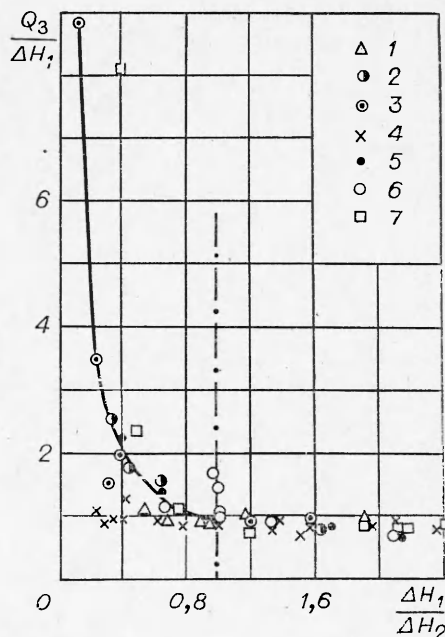


Рис. 2. Зависимость отношения энергии зажигания к избытку энтальпии воспламенителя от отношения избытков энтальпий обеих реагирующих систем.

- 1 — $2,3 < E_1/RT_{r_1} < 6,99$, $E_2/RT_{r_2} = 4,4$;
- 2 — $1,48 < E_1/RT_{r_1} < 5,9$, $E_2/RT_{r_2} = 2,95$;
- 3 — $1,48 < E_1/RT_{r_1} < 5,9$, $E_2/RT_{r_2} = 4,4$;
- 4 — $E_1/RT_{r_1} = 4,4$, $2 < E_2/RT_{r_2} < 9,3$;
- 5 — $E_1/RT_{r_1} = 2,95$, $1,48 < E_2/RT_{r_2} < 5,9$;
- 6 — $E_1/RT_{r_1} = 4,4$, $1,5 < E_2/RT_{r_2} < 8,69$;
- 7 — $1,32 < E_1/RT_{r_1} < 8,69$, $E_2/RT_{r_2} = 4,4$.

где $x = \xi + v_1 t - L$. Система координат $T \div x$ связана с поджигаемой таблеткой, так что при $x=0$ всегда находится граница раздела с воспламенителем.

Начальные и граничные условия при динамическом воздействии [$0 < t < t_L$]:

$$\begin{aligned} t = 0 \quad T &= T_0 + (T_{r_1} - T_0) \exp\left(-\frac{(L+x)v_1}{a}\right), \\ x = 0 \quad T_s &= T_0 + (T_{r_1} - T_0) \exp\left(-\frac{(L-v_1 t)}{a} v_1\right), \\ x \rightarrow \infty \quad T &= T_0. \end{aligned} \quad (3)$$

Начальные и граничные условия при воздействии раскаленными шлаками ($t > t_L$):

$$\begin{aligned} \tau = t - t_L = 0, \quad T &= T_0 + (T_{r_1} - T_0) \left[H(-x) + H(x) \exp\left(-\frac{v_1}{a} x\right) \right], \\ x = 0 \quad \begin{cases} \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x \leq 0} = \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x \geq 0}, & -x = L, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \\ T_{x \leq 0} = T_{x \geq 0}, & x = +\infty, \quad T = 0. \end{cases} \end{aligned} \quad (9)$$

Решая задачи (7), (8) и (7), (9) операционным методом и определив $T(x, t)$, получаем основные характеристики процесса зажигания — время и температуру зажигания, тепловой поток на границе раздела реагирующих систем и общее количество тепла, поступившего в прогретый слой поджигаемой системы к моменту зажигания (энергию зажигания). Время задержки зажигания t_s определяется, согласно [13], по моменту наступления равенства между скоростью тепловыделения в поджигаемой системе за счет химической реакции и скоростью теплоприхода от воспламенителя

$$q_s^2 = \lambda Q_2 k_{02} \exp\left(-\frac{E_2}{RT_s}\right) \cdot \frac{RT_s^2}{E_2}. \quad (10)$$

Здесь $q_s = -\lambda \frac{dT(x, t_s)}{dx} \Big|_{x=0}$ — тепловой поток на границе в момент зажигания, а T_s — температура зажигания, за которую принимается температура на границе поджигаемой системы (без химической реакции) в момент зажигания t_s . Зная $T(x, t)$, нетрудно определить и энергию за-

жигания: $Q_s = c\rho \int_0^\infty T(x, t_s) dx$. При динамическом воздействии на поджигаемую систему оказывается удобным выразить все характеристики процесса зажигания и условие (10) через T_s .

Если, как принято в работе [1], за начало отсчета времени принять момент, когда температура на границе контакта с воспламенителем превысит начальную на 5%, время задержки зажигания можно выразить через T_s

$$t_s = \frac{z}{v_1^2} \ln \frac{T_s - T_0}{0,05T_0}, \quad (11)$$

тепловой поток

$$q_s = c\rho v_1 (T_s - T_0) \quad (12)$$

и энергию зажигания

$$Q_s = \lambda/v_1 \cdot (T_s - T_0). \quad (13)$$

Условие зажигания (10) преобразуется к виду

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_{r_2} - T_0}{T_{r_2}} \cdot \frac{T_3}{T_3 - T_0} \exp \left[-\frac{E_2}{2R} \left(\frac{T_{r_2} - T_3}{T_{r_2} \cdot T_3} \right) \right] \quad (14)$$

при использовании связи между q_3 и T_3 (12) и выражения для скорости горения поджигаемой системы по Зельдовичу. Условие зажигания выполняется, т. е. зажигание наступает за время действия волны горения, если отношение скоростей горения v_1/v_2 конкретных воспламенителей поджигаемой системы при $T_3 = T_{r_1}$ больше правой части выражения⁵ (14). Для расчета характеристик зажигания в таком случае необходимо вначале определить T_3 из (14), а затем все остальные характеристики, пользуясь выражениями (11)–(13). Если при $T_3 = T_{r_1}$ условие зажигания не выполняется (отношение скоростей горения v_1/v_2 меньше правой части выражения (11)), то необходимо рассматривать дальнейший процесс — воздействие на поджигаемую систему раскаленными шлаками воспламенителя.

Определив $T(x, t)$ из решения задачи (7), (9), получаем следующие выражения для расчета основных характеристик зажигания системы раскаленными шлаками:

температура зажигания

$$T_3 = T_0 + \frac{T_{r_1} - T_0}{2} \left[\exp \left(\frac{v_1^2}{a} \tau_3 \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{v_1}{\sqrt{a}} \sqrt{\tau_3} \right) + \right. \\ \left. + \exp \left(\frac{L}{\sqrt{a\tau_3}} + \frac{v_1 \sqrt{\tau_3}}{\sqrt{a}} \right)^2 \operatorname{erfc} \left(\frac{v_1}{\sqrt{a}} \sqrt{\tau_3} + \frac{L}{\sqrt{a\tau_3}} \right) \cdot \exp \left(-\frac{L^2}{a\tau_3} \right) + \right. \\ \left. + \operatorname{erf} \left(\frac{L}{\sqrt{a\tau_3}} \right) \right], \quad (15)$$

тепловой поток

$$q_3 = \frac{T_{v_1} - T_0}{2} c \rho v_1 \left[\exp \left(\frac{v_1^2}{a} \tau_3 \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{v_1}{\sqrt{a}} \sqrt{\tau_3} \right) - \right. \\ \left. - \exp \left(\frac{L}{\sqrt{a\tau_3}} + \frac{v_1 \sqrt{\tau_3}}{\sqrt{a}} \right)^2 \operatorname{erfc} \left(\frac{v_1}{\sqrt{a}} \sqrt{\tau_3} + \frac{L}{\sqrt{a\tau_3}} \right) \exp \left(-\frac{L^2}{a\tau_3} \right) \right], \quad (16)$$

энергия зажигания

$$Q_3 = \frac{T_{r_1} - T_0}{2c_1} \cdot \lambda \left\{ \left[\exp \left(\frac{v_1^2}{a} \tau_3 \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{v_1}{\sqrt{a}} \sqrt{\tau_3} \right) + 1 \right] + \right. \\ \left. + \operatorname{erfc} \frac{L}{\sqrt{a\tau_3}} \left(\frac{2Lv_1}{a} + 1 \right) - \frac{2v_1 \sqrt{\tau_3}}{\sqrt{\pi a}} \left[\exp \left(-\frac{L^2}{a\tau_3} - 1 \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \exp \left(\frac{2Lv_1 + v_1^2 \tau_3}{a} \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{v_1}{\sqrt{a}} \sqrt{\tau_3} + \frac{L}{\sqrt{a\tau_3}} \right) \right] \right\}. \quad (17)$$

В этом случае все характеристики выражаются через время задержки зажигания τ_3 . Преобразовать условие зажигания (10) к простому виду, подобному (14), не представляется возможным, поэтому и схема расчета характеристик несколько иная. Условие зажигания (10) позволяет

⁵ Согласно (8), T_{r_1} — наибольшая температура, достигаемая на границе $x=0$ к концу горения воспламенителя $t_L = L/v_1$.

определить τ_3 , если в него подставить выражения (15), (16), связывающие T_3 и q_3 с τ_3 . Все остальные характеристики определяются по (15)—(17) при известном τ_3 .

Необходимо отметить, что за начало отсчета времени в задаче (7), (9) принят момент, когда фронт горения достигает границы раздела (конец горения воспламенителя). Поэтому τ_3 в выражениях (15)—(17) является только частью полного времени задержки зажигания⁶

$$t_3 = \tau_3 + \frac{Q}{v_1^2} \ln \frac{T_{r_1} - T_0}{0,05T_0}. \quad (18)$$

В задачах (7), (8) и (7), (9) предполагалось, что высота воспламенителя конечна и равна L . Если высота воспламенителя достаточно велика ($L \gg a/v_1$), то выражения (11)—(14) остаются в силе, так как они не зависят от L , а выражения (15)—(17) существенно упрощаются.⁷

Условие зажигания (10) принимает вид:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_{r_2} - T_0}{T_{r_2}} \cdot \frac{T_3}{T_3 - \frac{T_{r_1} - T_0}{2}} \exp \left[-\frac{E_2}{2R} \left(\frac{T_{r_2} - T_3}{T_{r_2} \cdot T_3} \right) \right], \quad (19)$$

$$T_3 = T_0 + \frac{T_{r_1} - T_0}{2} \left[1 + \exp \left(\frac{v_1^2}{a} \cdot \tau_3 \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{v_1}{\sqrt{a}} \sqrt{\tau_3} \right) \right], \quad (20)$$

$$q_3 = c\rho v_1 \left(T_3 - \frac{T_{r_1} + T_0}{2} \right), \quad (21)$$

$$Q_3 = \frac{\lambda}{v_1} \frac{(T_{r_1} - T_0)}{2} \left[1 + \frac{2v_1 \sqrt{\tau_3}}{\sqrt{\pi a}} + \frac{2T_3 - (T_{r_1} + T_0)}{T_{r_1} - T_0} \right]. \quad (22)$$

Учитывая, что при численном решении задачи (1)—(5) так же, как и в приближенном решении, $L/x' \gg 1$ (x' — ширина прогреваемого слоя воспламенителя), теплофизические параметры обеих реагирующих систем

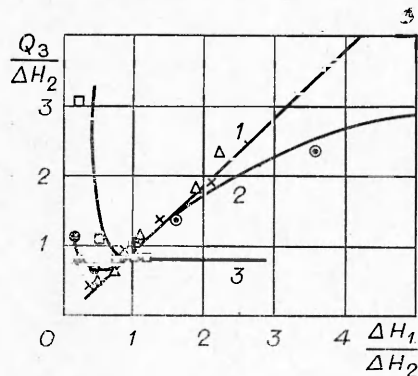


Рис. 3. Сравнение расчетных значений (по приближенным формулам) Q_3 (кривые) с результатами численного счета (точки); $E_2/RT_{r_2} = 4,4$.

1 — $1,88 < E_1/RT_{r_1} < 8,16$; 2 — $1,48 < E_1/RT_{r_1} < 11,8$; 3 — $2,3 < E_1/RT_{r_1} < 6,99$.

⁶ Полное время задержки зажигания — это время с начала теплового воздействия на поджигаемую систему горящим воспламенителем (как было отмечено ранее, $(T_3 - T_0)/T_0 = 0,05$) до момента зажигания ее раскаленными шкалами.

⁷ Как показал анализ соотношений между шириной прогреваемого слоя и высотой воспламенителя, в реальных безгазовых системах при расчете характеристик зажигания можно пользоваться упрощенными выражениями (19)—(22).

приближенным формулам показывает, что увеличение $Q_3/\Delta H_2$ с ростом $\Delta H_1/\Delta H_2$ соответствует поджиганию безгазовой системы тепловой волной горящего воспламенителя, а рост $Q_3/\Delta H_2$ с уменьшением $\Delta H_1/\Delta H_2$ — поджиганию ее раскаленными шлаками сгоревшего воспламенителя. Отклонение расчетных значений Q_3 от численного счета не превышает 10—15% в большом диапазоне изменения $\Delta H_1/\Delta H_2$. Аналитические зависимости не отражают реальную картину лишь в случае динамического воздействия на одну и ту же поджигаемую систему воспламенителями с равными скоростями горения, но с разными температурами (рис. 3, 3).

Сравнение других характеристик зажигания (t_3 и T_3), рассчитанных по формулам (11), (14) и (19), (20), с результатами численного счета показало, что разность в температурах зажигания не превышает 10—20% в большом диапазоне изменения $\Delta H_1/\Delta H_2$, а отклонение времен задержек зажигания незначительное (10—15%) в индукционном режиме зажигания ($\Delta H_1/\Delta H_2 > 1$) становится более существенным в режиме «сжигания» ($\Delta H_1/\Delta H_2 < 1$). Приближенные решения для случая разных теплофизических параметров воспламенителя и поджигаемой системы не приводятся из-за их громоздкости и, как следствие этого, малой пригодности для расчета характеристик зажигания на практике. Однако сравнение характеристик зажигания (по результатам численного счета) показало, что при равных и разных теплофизических параметрах в определенной области параметров $a_1 \neq a_2$ можно пользоваться выражениями (11)—(22) для расчета t_3 , T_3 и Q_3 . Если температуропроводность поджигаемой системы меньше температуропроводности воспламенителя, характеристики зажигания можно рассчитывать по аналитическим формулам даже при a_2 на порядок меньше a_1 . Отклонение времени, температуры и энергии зажигания при $a_1/a_2 = 10$ от аналогичных величин при $a_1/a_2 = 1$ не превышает 10—15%. Если же температуропроводность поджигаемой системы больше, чем у воспламенителя, то соответствие характеристик зажигания гораздо меньше. Температура зажигания $t_3|_{a_1 \neq a_2}$ при этом получается заниженной в 2—4 раза, а время и энергия зажигания завышенными, причем особенно велико отклонение $t_3|_{a_1 \neq a_2}$ от $t_3|_{a_1 = a_2}$ (до десятков раз). Таким образом, при $a_1 < a_2$ аналитическими выражениями (12)—(22) можно пользоваться лишь для примерной оценки температур и энергий зажигания в небольшом диапазоне изменения a_1 и a_2 (от $a_2/a_1 = 1$ до $a_2/a_1 = 5$).

Критические условия зажигания

При зажигании системы воспламенителем могут иметь место критические явления, связанные с ограниченным временем воздействия тепловой волны горящего воспламенителя ($0 < t < t_L$) и с ограниченным запасом тепла в раскаленных шлаках по окончании горения воспламенителя ($t > t_L$) конечной высоты.

Критические явления в динамических режимах ($0 < t < t_L$) носят несколько условный характер, так как тепловое воздействие на поджигаемую систему продолжается и после окончания горения воспламенителя. Но знание области параметров, в которой осуществляется зажигание тепловой волной горящего воспламенителя необходимо, поскольку в этом случае для зажигания системы практически достаточно взять воспламенитель очень малой высоты (не меньше ширины прогретого слоя).

Критические условия зажигания можно рассчитать, пользуясь методом, предложенным в работе [14], по которому скорость изменения теплоприхода от внешнего источника сопоставляется с тепловыделением за счет химической реакции самой системы. Считается, что критическое условие зажигания соответствует условию касания кривых теплоприхо-

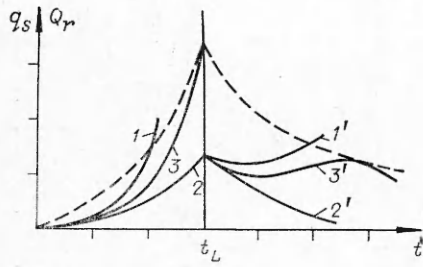


Рис. 4. Тепловой баланс в процессе зажигания безгазовой системы.

Изменение со временем теплоприхода q_s и тепловыделения при иницировании безгазовой системы горящим воспламенителем схематично представлено на рис. 4. Здесь штриховой кривой отмечен закон изменения $q_s(t)$, а сплошными — тепловыделение в системе Q_r . При динамическом воздействии ($0 < t < t_L$) зажигание имеет место, если Q_r становится больше q_s (кривая 1) и отсутствует, если Q_r не достигает значения q_s (кривая 2). Критическому условию зажигания соответствует такая скорость тепловыделения в поджигаемой системе, когда равенство тепловыделения и теплоприхода наступает при $T_s = T_{r1}$ (кривая 3). Если зажигание не произошло за время горения воспламенителя ($0 < t < t_L$), то оно может еще произойти при последующем ($t > t_L$) воздействии на поджигаемую систему раскаленными шлаками сгоревшего воспламенителя. В этом случае интенсивное тепловыделение (см. рис. 4, 1') также приводит к зажиганию, а снижение тепловыделения со временем (кривая 2') — к отсутствию зажигания. Критическому условию зажигания соответствует касание кривых теплоприхода и тепловыделения (кривая 3').

Критические условия зажигания удобно представить в координатах $\Delta H_2/\Delta H_1$, T_{r2}/T_{r1} (рис. 5), где кривая 1 — тепловое воздействие раскаленными шлаками сгоревшего воспламенителя, 2 — динамическое воздействие на поджигаемую систему горящим воспламенителем ($t < t_L$). Сравнение областей зажигания показывает, что в индукционном режиме ($\Delta H_2/\Delta H_1 < 1$) зажигание обусловлено в основном теплом от горящего воспламенителя, а в режиме «сжигания» ($\Delta H_2/\Delta H_1 > 1$) — теплом от раскаленных шлаков.

На основании энергетического анализа процесса зажигания безгазовых систем волной горения можно сделать следующие выводы.

1. В индукционном режиме зажигания $\Delta H_1 > \Delta H_2$ энергия зажигания близка к избытку энтальпии воспламенителя ΔH_1 . В режиме сжигания Q_s может быть намного больше ΔH_1 .

2. В зависимости от параметров обеих реагирующих систем энергия зажигания может быть либо больше, либо меньше избытка энтальпии поджигаемой системы ΔH_2 .

3. Зависимость энергии зажигания от температуры и скорости го-

да и тепловыделения. Тепловыделение в поджигаемой системе

$$Q_r = \lambda_2 Q_2 k_{02} \frac{1}{q_s} \cdot \frac{\bar{K} I_s^2}{E_2} \exp\left(-\frac{E_2}{RT_s}\right),$$

$T_s(t)$ и $q_s(t)$ определяются при решении задач (7), (8) и (7), (9) и имеют вид, аналогичный (8), (12) для динамического воздействия и (15), (16) — для воздействия раскаленными шлаками.

Изменение со временем теплоприхода q_s и тепловыделения при иницировании безгазовой системы горящим воспламенителем схематично представлено на рис. 4. Здесь штриховой кривой отмечен закон изменения $q_s(t)$, а сплошными — тепловыделение в системе Q_r . При динамическом воздействии ($0 < t < t_L$) зажигание имеет место, если Q_r становится больше q_s (кривая 1) и отсутствует, если Q_r не достигает значения q_s (кривая 2). Критическому условию зажигания соответствует такая скорость тепловыделения в поджигаемой системе, когда равенство тепловыделения и теплоприхода наступает при $T_s = T_{r1}$ (кривая 3). Если зажигание не произошло за время горения воспламенителя ($0 < t < t_L$), то оно может еще произойти при последующем ($t > t_L$) воздействии на поджигаемую систему раскаленными шлаками сгоревшего воспламенителя. В этом случае интенсивное тепловыделение (см. рис. 4, 1') также приводит к зажиганию, а снижение тепловыделения со временем (кривая 2') — к отсутствию зажигания. Критическому условию зажигания соответствует касание кривых теплоприхода и тепловыделения (кривая 3').

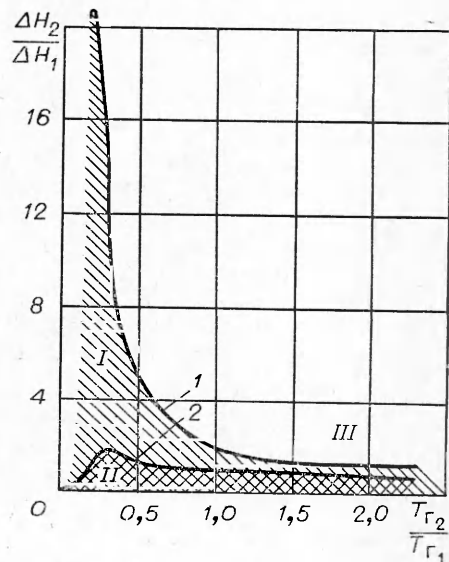


Рис. 5. Критические условия зажигания при $L/x' = 5$ и $a_1 = a_2$.
1, 2 — $E_1/RT_{r1} = 2,95$, $0,58 < E_2/RT_{r2} < 26$.
I — область динамического воздействия на поджигаемую систему; II — воздействие шлаками; III — область, где зажигание невозможно.

рения воспламенителя проходит через минимальное значение. С уменьшением температуры и увеличением скорости горения поджигаемой системы в исследованном диапазоне параметров энергия зажигания уменьшается.

4. В индукционном режиме зажигание безгазовой системы является результатом теплового воздействия горящего воспламенителя. В режиме «сжигания» зажигание обусловлено в основном воздействием раскаленных шлаков уже сгоревшего воспламенителя.

Отделение ИХФ АН СССР,
Черноголовка

Поступила в редакцию
30/VIII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Струнина, Т. М. Мартемьянова и др. ФГВ, 1974, 10, 4.
2. В. И. Ермаков, А. Г. Струнина, В. В. Барзыкин. ФГВ, 1976, 12, 2.
3. Вспомогательные системы ракетно-космической техники. М., «Мир», 1970.
4. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская. Докл. АН СССР, 1972, 204, 2.
5. А. Г. Мержанов, А. Э. Аверсон. Comb. Flame, 1971, 16,
6. С. Н. Lang. Comb. Flame, 1962, 6, 4.
7. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М., «Мир», 1968.
8. К. Г. Шкадинский. ФГВ, 1970, 6, 4.
9. В. П. Стовбун, Т. И. Кедрова, В. В. Барзыкин. ФГВ, 1972, 8, 3.
10. P. V. Phung, A. P. Hardt. Comb. Flame, 1974, 22, 3.
11. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 1.
12. В. С. Владимиров. Уравнение математической физики. М., «Наука», 1967.
13. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1968, 178, 1.
14. А. Э. Аверсон, В. И. Розенбанд. ФГВ, 1968, 4, 4.

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ПОРОШКООБРАЗНОГО МАГНИЯ

Г. К. Ежовский, Е. С. Озеров

Из металлов, используемых как горючее, магний исследован лучше других, но и для него остаются неизученными некоторые особенности процесса предпламенного окисления. Вследствие этого резко различаются между собой значения энергии активации для скорости окисления, полученные различными авторами расчетной обработкой опытных данных по воспламенению одиночных частиц. В настоящей работе на основе опытных данных по воспламенению частиц и их плотных совокупностей (свободных засыпок) уточняются представления о предпламенном окислении порошкообразного магния.

1. Экспериментальные данные

Пределы воспламенения мелких сферических частиц магния в воздухе были получены в работах [1, 2]. Зависимости температуры газа на пределе воспламенения частиц от их размера $T_{кр}(L)$ в [1, 2] отличаются крутизной. Авторы не объяснили этого различия, не указали, как за время индукции изменялась температура газа и какую конкретную температуру среды они называли предельной. В настоящих опытах, проведенных на трековой установке [3], пределы воспламенения мелких сферических частиц магния в воздухе определялись при двух режимах работы установки: с обогревом защитного кожуха на рабочей трубке