

АНАЛИЗ КРИТИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ЗАЖИГАНИЯ ГАЗОВЗВЕСИ НАГРЕТЫМ ТЕЛОМ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ПОДВОДЕ ЭНЕРГИИ

Б. С. Сеплярский, Т. П. Ивлева

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН, 142432 Черноголовка
sepl@ism.ac.ru

С помощью численных и приближенных методов определены критические условия зажигания газозвеси твердых частиц нагретым телом при импульсном подводе энергии. Показано, что в кинетическом (однотемпературном) режиме зажигания критическая длительность теплового импульса равна времени установления нулевого градиента на границе нагреватель — газозвесь. В диффузионном (двухтемпературном) режиме зажигания (малые значения коэффициента теплообмена частиц с газом) критическая длительность теплового импульса существенно меньше времени установления нулевого градиента. Установлено, что значение критического времени теплового импульса определяется из равенства времен полного выгорания частиц на границе нагреватель — газозвесь и повторного нагрева газа до температуры перехода реакции окисления частиц в диффузионный режим реагирования. Предложен приближенный метод расчета критической длительности теплового импульса для диффузионного режима зажигания. С помощью численных расчетов установлено, что минимальное время выхода на высокотемпературный режим горения достигается при продолжительности теплового импульса, равной времени установления нулевого градиента давления на границе нагреватель — газозвесь.

Ключевые слова: зажигание, газозвесь, критические условия, длительность импульса, приближенный анализ, численные расчеты.

ВВЕДЕНИЕ

Определение критических условий воспламенения газозвесей (нижнего концентрационного предела и минимальной энергии зажигания) является одной из актуальных задач науки о горении. Результаты этих исследований необходимы, прежде всего, для создания безопасных условий проведения технологических процессов, в которых на отдельных стадиях образуются взвеси горючих частиц в газе, содержащем окислитель [1–3]. Наибольший интерес для практики обеспечения пожаровзрывобезопасности газозвесей представляют знания об условиях зажигания: искровым разрядом или нагретым телом, приведенным в контакт с газозвесью. Основные закономерности зажигания газозвеси нагретым телом при непрерывном действии нагревателя были проанализированы в [4].

Однако возможна и другая постановка задачи, когда источник высокой температуры находится в контакте с газозвесью ограничен-

ное время $t = t_{pul}$. Такая ситуация возникает, например, при зажигании газозвеси нагретой частицей, пролетающей через газозвесь. В этом случае необходимо определить такое время контакта газозвеси и нагретого тела $t_{pul,cr}$, чтобы при $t_{pul} > t_{pul,cr}$ происходило воспламенение газозвеси, а при $t_{pul} < t_{pul,cr}$ начальное температурное возмущение затухало.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается следующая модель процесса. Однородная газозвесь содержит N твердых горючих частиц в единице объема среды (если масса частицы равна m_p , то масса частиц в единице объема газа равна Nm_p). В исходном состоянии температуры частиц (T_p) и газа (T_g) равны начальной (T_{in}). В момент времени $t = 0$ газозвесь приводится в контакт с телом, нагретым до температуры зажигания T_{ign} ($T_{ign} > T_{in}$). В момент времени t_{pul} тело убирается из газозвеси, что математически выражается в смене граничных условий. В промежутки времени $0 < t < t_{pul}$ происходит нагрев газозвеси горячим телом. Так как объемная доля частиц мала, считается, что энергия от горячего тела передается только газовой фа-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номер проекта 03-03-32198) и фонда CRDF (проект RE1-2359-CG-02).

зе [5], а от нее, в свою очередь, прогреваются частицы. Вследствие повышения температуры частиц скорость гетерогенной реакции частиц с окислителем, содержащимся в газе (концентрация окислителя равна C_{ox}), возрастает. Если длительность импульса достаточно велика, то прогрессивное увеличение скорости тепловыделения приводит к зажиганию газозвеси, т. е. к достижению условий, необходимых для распространения по газозвеси волны горения. При длительности импульса меньше критической созданное на этапе нагрева температурное возмущение исчезнет, т. е. распределение температуры в газозвеси станет практически однородным: $T_g \cong T_p \cong T_{in}$. Считается, что температура тела за время $0 < t < t_{pul}$ не меняется; скорость реакции взаимодействия частиц и окислителя при начальной температуре равна нулю; теплообмен между газом и частицами происходит по закону Ньютона; окислитель, содержащийся в газе, находится в избытке; теплотери в ограничивающие газозвесь стенки пренебрежимо малы; для описания гетерогенной реакции взаимодействия частиц с окислителем применим метод равнодоступной поверхности [6]; между частицами отсутствует тепловое взаимодействие; форма частицы плоская и площадь реагирующей поверхности S не меняется в процессе превращения; транспорт окислителя к поверхности частиц осуществляется диффузией. Концентрация окислителя на поверхности частицы C_{sd} определяется из равенства скоростей подвода окислителя к поверхности ($\beta_D(C_{ox} - C_{sd})$) и его потребления вследствие химического взаимодействия с материалом частиц $C_{sd}k_0 \exp(-E/RT_p)$ [6]:

$$C_{sd} = \frac{C_{ox}}{1 + (k_0/\beta_D) \exp(-E/RT_p)}.$$

Здесь β_D — коэффициент массоотдачи, E , k_0 — энергия активации и предэкспоненциальный множитель гетерогенной реакции, R — универсальная газовая постоянная.

Система уравнений, описывающая такой процесс, в общепринятых для теории горения безразмерных переменных [5, 7, 8] имеет вид:

$$\frac{\partial \theta_g}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta_g}{\partial \xi^2} - BZ (\theta_g - \theta_p); \quad (1)$$

$$\frac{\partial \theta_p}{\partial \tau} = Z (\theta_g - \theta_p) + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \eta}{\partial \tau}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = W = \begin{cases} \gamma C_s \exp \frac{\theta_p}{1 + \beta \theta_p} & \text{при } \eta < 1, \\ 0 & \text{при } \eta \geq 1; \end{cases} \quad (3)$$

$$C_s = \left(1 + \frac{\gamma_1}{Z} \exp \frac{\theta_p}{1 + \beta \theta_p}\right)^{-1}. \quad (4)$$

При записи системы полагали, что коэффициент диффузии D и температуропроводность a газа, диффузионный ($Nu_D = \beta_D r_0/D$) и тепловой ($Nu = \alpha r_0/\lambda$) критерии Нуссельта [6] попарно равны. Здесь α — коэффициент теплообмена, r_0 — исходная полутолщина частицы, λ — коэффициент теплопроводности газа.

Систему (1)–(4) нужно рассматривать со следующими начальными и граничными условиями:

$$\tau = 0: \quad \theta_p = \theta_g = -\theta_{in}, \quad \eta = 0, \quad (5)$$

$$0 < \tau < \tau_{pul}, \quad \xi = 0: \quad \theta_g = 0;$$

$$\xi \rightarrow \infty: \quad \frac{\partial \theta_g}{\partial \xi} = 0. \quad (6)$$

$$\tau_{pul} \leq \tau, \quad \xi = 0: \quad \frac{\partial \theta_g}{\partial \xi} = 0; \quad \xi \rightarrow \infty: \quad \frac{\partial \theta_g}{\partial \xi} = 0. \quad (7)$$

Используемые безразмерные переменные и параметры:

$$\theta_p = \frac{E(T_p - T_{ign})}{RT_{ign}^2};$$

$$\theta_g = \frac{E(T_g - T_{ign})}{RT_{ign}^2};$$

$$\tau = \frac{t}{t_*}; \quad t_* = t_{ch} = \frac{RT_{ign}^2 c_p}{EQ} \frac{\rho_p r_0}{\rho_g C_{ox} k_0} \exp \frac{E}{RT_{ign}};$$

$$\xi = \frac{x}{x_*}; \quad x_* = \sqrt{at_*}; \quad a = \frac{\lambda}{c_g \rho_g};$$

$$\eta = \frac{r_0 - r}{r_0}; \quad \theta_{in} = \frac{E(T_{ign} - T_{in})}{RT_{ign}^2};$$

$$B = \frac{Nm_p c_p}{c_g \rho_g}; \quad \gamma = \frac{RT_{ign}^2 c_p}{EQ};$$

$$\gamma_1 = \frac{RT_{ign}^2 c_g}{EQC_{ox}}; \beta = \frac{RT_{ign}}{E};$$

$$t_{rel} = \frac{\rho_p c_p r_0}{\alpha} = \frac{\rho_p c_p r_0^2}{c_g \rho_g a Nu};$$

$$Z = \frac{t_{ch}}{t_{rel}} = \frac{\alpha St_*}{m_p c_p}.$$

Здесь x — пространственная координата; t — время; r — текущая полутолщина непрореагировавшей части частицы; Q — тепловой эффект реакции на единицу массы материала частицы; c_g, ρ_g — теплоемкость и плотность газа; c_p, ρ_p — теплоемкость и плотность конденсированной фазы; $m_p = \rho_p V = \rho_p r_0 S$ — масса частицы; V — объем частицы; $t_{ch} = t_*$ — характерное время химической реакции; t_{rel} — характерное время теплообмена частицы с газом; θ_p, θ_g — безразмерные температуры частиц и газа; ξ, τ — безразмерные координата и время; η — глубина превращения исходного вещества в продукт; W — безразмерная скорость реакции; Z — основной параметр задачи (аналог критерия Семенова); θ_{in} — безразмерный начальный перепад температур; B — отношение, характеризующее массовую долю частиц в газе; β, γ, γ_1 — малые параметры теории горения. При исследовании процесса зажигания будем полагать, что температура зажигания T_{ign} существенно ниже адиабатической температуры горения газозвеси.

В работе [4] было показано, что в зависимости от величины параметра Z возможны два различных режима зажигания. Если $t_{rel} > t_{ch}$ (высокие температуры зажигания, малые значения параметра Z), реализуется диффузионный режим зажигания. В этом режиме температура частиц θ_p в сечении $\xi = 0$ уже на этапе зажигания, т. е. при временах, меньших времени установления нулевого градиента на границе нагреватель — газозвесь (τ_0) [4], существенно превышает температуру нагревателя и, соответственно, температуру газа ($\theta_p(\xi = 0) = 1/\gamma_1$), а скорость взаимодействия частиц с газом настолько высока, что определяется диффузионным подводом окислителя к поверхности частицы [6], т. е. достигает своего максимального значения $W = W_D = Z\gamma/\gamma_1$.

При $t_{ch} > t_{rel}$ (большие значения параметра Z) реализуется кинетический режим зажигания [4], когда при временах, меньших

τ_0 , развитие процесса происходит практически при одинаковых температурах частиц и газа ($|\theta_p - \theta_g| < 1$), а безразмерная концентрация окислителя на поверхности частиц мало отличается от концентрации его вдали от частицы, т. е. $C_s \approx 1$. Тогда на этапе зажигания газозвесь можно рассматривать как квазигомогенную однотемпературную среду, а для математического описания процесса воспламенения можно использовать однотемпературную модель. Переход в диффузионный режим взаимодействия, сопровождающийся резким ростом разности температур частиц и газа, наблюдается только при $\tau > \tau_0$ и в тех точках среды, где размерная температура газа на несколько характерных интервалов RT_{ign}^2/E превышает температуру нагревателя T_{ign} .

Анализ закономерностей зажигания для каждого из режимов был выполнен в работе [4] на основе волновой теории зажигания [8, 9]. Получены приближенные аналитические выражения для вычисления τ_0 . Согласно [8, 9] τ_0 и есть то минимальное время действия импульсного источника нагрева, которое необходимо для зажигания газозвеси, т. е. $\tau_{pul,cr} = \tau_0$. Действительно, в соответствии с положениями волновой теории зажигания, к моменту времени $\tau = \tau_0$ формируется тепловая структура, способная распространяться по исходному веществу в волновом режиме (режиме горения) без подвода энергии извне [8]. Главная цель данной работы состоит в проверке этого вывода теории с помощью численного решения на персональном компьютере исходной системы уравнений (1)–(4) с начальными и граничными условиями (5)–(7).

КИНЕТИЧЕСКИЙ РЕЖИМ ЗАЖИГАНИЯ (БОЛЬШИЕ ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРА $Z, Z > 3$)

Для кинетического режима зажигания выводы теории подтверждаются результатами численных расчетов: $\tau_{pul,cr} \approx \tau_0$. Согласно [4] значение τ_0 можно вычислить с помощью следующей формулы: $\tau_0 = \frac{1+B}{B} \left(\frac{\theta_{in}^2}{2\pi} + \theta_{in} \right)$.

На рис. 1 показано распределение температуры по пространству как в газовой (θ_g), так и в конденсированной (θ_p) фазе (частицы) в последовательные моменты времени, а также изменение во времени температуры $\theta_g(\xi = 0)$, интегрального тепловыделения за счет хими-

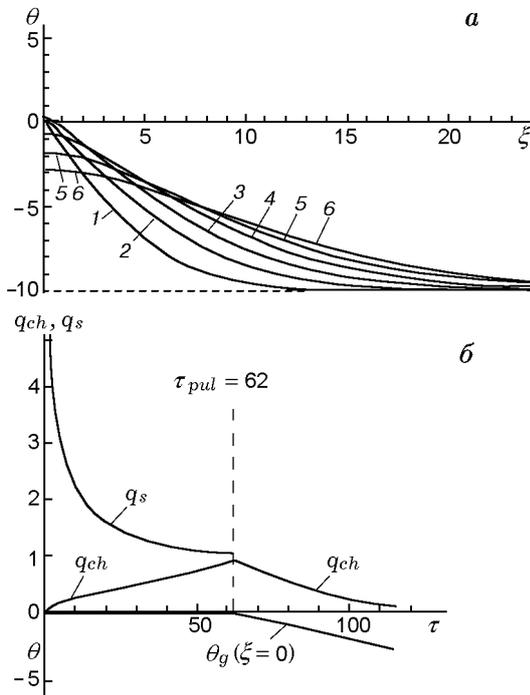


Рис. 1. Кинетический режим зажигания, $Z = 4$, $\tau_{pul} < \tau_{pul,cr}$:

$\theta_{in} = 10$, $\gamma = 0,0032$, $\beta = 0,03$, $B = 0,5$, $\gamma_1 = 0,2$; а — распределения температур газа и частиц (тонкие и толстые линии соответственно, сливающиеся на рисунке) в последовательные моменты времени с шагом $\Delta\tau = 20$ (кривые 1–6); б — изменение во времени температуры $\theta_g(\xi = 0)$, интегрального (q_{ch}) и суммарного (q_s) тепловыделения

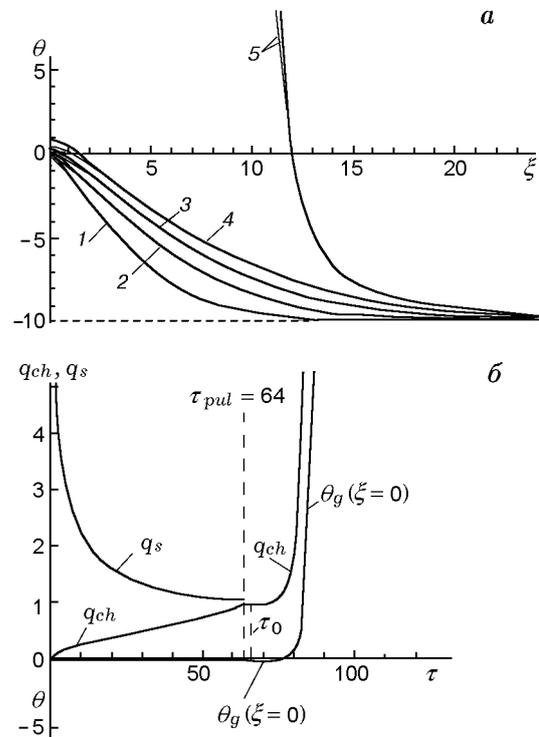


Рис. 2. Кинетический режим зажигания, $Z = 4$, $\tau_{pul} > \tau_{pul,cr}$:

$\theta_{in} = 10$, $\gamma = 0,0032$, $\beta = 0,03$, $B = 0,5$, $\gamma_1 = 0,2$; а — распределения температур газа (тонкие линии) и частиц (толстые линии) в последовательные моменты времени с шагом $\Delta\tau = 20$ (кривые 1–5); б — изменение во времени температуры $\theta_g(\xi = 0)$, интегрального (q_{ch}) и суммарного (q_s) тепловыделения

ческой реакции $q_{ch} = B \int_0^\infty C_s \exp \frac{\theta_p}{1 + \beta\theta_p} d\xi$ и суммарного тепловыделения $q_s = q_n + q_{ch}$, где $q_n(\tau) = -\frac{d\theta_g}{d\xi} \Big|_{\xi=0}$ — поток тепла нагревателя; длительность действия нагревателя меньше критической: $\tau_{pul}(= 62) < \tau_{pul,cr}(= 63)$. Как видно из рисунка, после прекращения нагрева температура $\theta_g(\xi = 0)$ начинает уменьшаться, а вместе с ней уменьшается и интегральное тепловыделение q_{ch} , что приводит к рассасыванию созданной на стадии прогрева области с повышенной температурой и полному прекращению химического превращения. При $\tau \rightarrow \infty$ распределение температуры в газозвеси становится однородным с температурой $\theta_p = \theta_g \cong -\theta_{in}$. Напомним, что при начальной температуре скорость реакции полагается равной нулю.

На рис. 2 показано распределение по пространству температур θ_g и θ_p в последовательные моменты времени, а также измене-

ние во времени температуры $\theta_g(\xi = 0)$ и интегрального тепловыделения q_{ch} при длительности действия нагревателя больше критической, $\tau_{pul}(= 64) > \tau_{pul,cr}(= 63)$. Следует обратить внимание на тот факт, что воспламенение газозвеси произошло даже при $\tau_{pul} < \tau_0$. Для данного набора определяющих параметров (по результатам численных расчетов) $\tau_0 = 70$. Причина отклонения результатов расчетов от выводов теории состоит в том, что в соответствии с [10] запас тепла, полученный газозвесью к моменту $\tau = \tau_0$, больше запаса тепла в сосуде критического размера для задачи о несимметричном воспламенении, рассмотренной Я. Б. Зельдовичем [11]. Следовательно, равенство скоростей тепловыделения от химического взаимодействия и отвода тепла в холодные слои газозвеси может быть достигнуто даже при $\theta_g(\xi = 0) < 0$. Поэтому при $\tau_{pul,cr} < \tau_{pul} < \tau_0$ стадия незначительного уменьшения параметра $\theta_g(\xi = 0)$ быстро сменяется ростом температуры, а вместе с ней и q_{ch} , и заканчи-

вается воспламенением газозвеси. Численный счет показал, что $\tau_{pul,cr}$ отличается от τ_0 всего на $10 \div 15 \%$, а $\theta_g(\xi = 0)$ даже при критической длительности импульса не опускается ниже -1 , что позволяет использовать значение τ_0 в качестве верхней оценки критической длительности теплового импульса.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ $\tau_{pul,cr}$ ДЛЯ ДИФФУЗИОННОГО ДВУХТЕМПЕРАТУРНОГО РЕЖИМА ЗАЖИГАНИЯ ($Z < 1$)

Напомним, что при $Z < 1$ частицы при температуре зажигания $\theta_g = 0$ реагируют в диффузионном режиме [4]. Следовательно, вблизи нагревателя при $\tau \geq \tau_{in}$ (τ_{in} — время инертного прогрева газозвеси) частицы воспламеняются и реагируют в диффузионном режиме [4]. Обозначим через ξ_g размер области, реагирующей в диффузионном режиме, к моменту времени $\tau = \tau_{pul}$ ($\tau_{pul} < \tau_0$). Численные расчеты показали, что при $Z < 1$ воспламенение газозвеси возможно даже тогда, когда τ_{pul} существенно меньше (примерно на 50 %) τ_0 (см. рис. 3).

На рис. 3 показано распределение по пространству температур θ_g и θ_p в последовательные моменты времени, а также изменение во времени величин $\theta_g(\xi = 0)$ и q_{ch} при длительности действия нагревателя больше критической, $\tau_{pul}(= 8) > \tau_{pul,cr}(= 7,5)$. Отметим, что для данного набора определяющих параметров $\tau_0 = 14,3$. Как видно из рисунка, при $\tau > \tau_{pul} = 8$ температура $\theta_g(\xi = 0)$ падает и достигает минимального значения $\theta_{g,min}$. Однако значение q_{ch} после прекращения нагрева практически не меняется, хотя температура частиц $\theta_p(\xi = 0)$ уменьшается на несколько единиц, повторяя изменение температуры газа в той же точке пространства ($\theta_p(\xi = 0) \approx 1/\gamma_1 + \theta_g(\xi = 0)$). Этот результат является следствием отсутствия положительной обратной связи между температурой частиц и скоростью реакции в диффузионном режиме $W_D = Z\gamma/\gamma_1$ и неизменности размера области $0 < \xi < \xi_g$, в которой частицы реагируют в диффузионном режиме. Затем размер прогретой области L и температуры газа и частиц при $\xi = 0$ начинают расти.

При установлении равенства $\theta_g(\xi = \xi_g)$ и $\theta_{g,exp}$ частицы в области, непосредственно прилегающей к зоне диффузионного горения, тоже начинают реагировать в диффузионном режи-

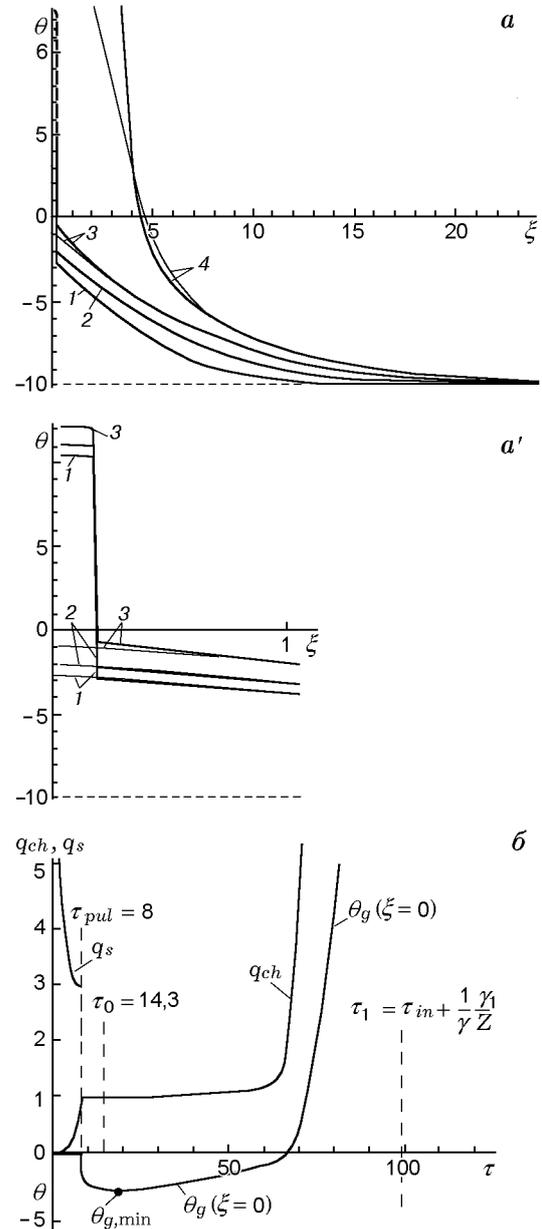


Рис. 3. Диффузионный режим зажигания, $Z = 0,75$, $\tau_{pul} > \tau_{pul,cr}$:

$\theta_{in} = 10$, $\gamma = 0,0012$, $\beta = 0,03$, $B = 0,5$, $\gamma_1 = 0,075$; a — распределения температур газа (тонкие линии) и частиц (толстые линии) в последовательные моменты времени с шагом $\Delta\tau = 20$ (кривые 1–5); a' — часть рисунка a вблизи поверхности нагрева, показанная в более крупном масштабе по пространству; b — изменение во времени температуры $\theta_g(\xi = 0)$, интегрального (q_{ch}) и суммарного (q_s) тепловыделения

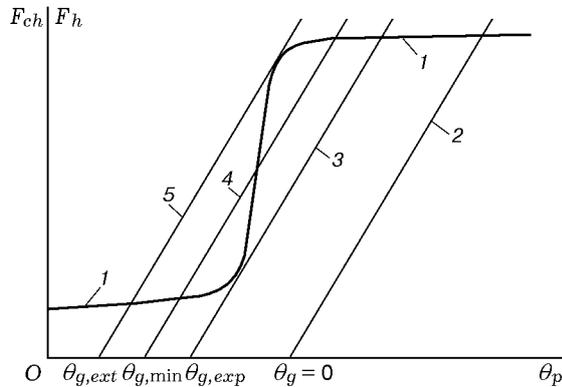


Рис. 4. Диаграмма, используемая для анализа тепловых режимов гетерогенной реакции:

1 — F_{ch} , 2–5 — F_h при том же значении Z , что и для кривой 1, и разных значениях температуры газа, окружающего частицы

ме. Поэтому размер области интенсивного протекания реакции, а вместе с ним и интегральная скорость химического тепловыделения q_{ch} резко увеличиваются, что приводит к воспламенению газозвеси. Здесь символом $\theta_{g,exp}$ обозначена такая температура газа, при которой осуществляется переход из кинетического режима реагирования в диффузионный при данном значении параметра Z (см. рис. 4).

Для выяснения условий воспламенения газозвеси после прекращения нагрева удобно воспользоваться диаграммой, предложенной Д. А. Франк-Каменецким для анализа теплового режима гетерогенной реакции [6], которая схематично приведена на рис. 4. Здесь $F_{ch} = C_s \exp \frac{\theta_p}{1 + \beta\theta_p}$ — скорость выделения тепла на частице, построенная для фиксированных значений параметров Z и γ_1 , $F_h = Z(\theta_p - \theta_g)$ — скорость отвода тепла от частицы в газ для того же значения параметра Z . Прямые линии соответствуют различным постоянным значениям температуры газа, окружающего частицы. Чем ниже температура газа, тем левее и выше находятся прямые линии.

Обозначим $\theta_{g,ext}$ температуру газа, при которой диффузионный режим реагирования переходит в кинетический при данном значении параметра Z . В соответствии с диаграммой Д. А. Франк-Каменецкого [6], если $\theta_{g,min} < \theta_{g,ext}$ (прямая 5 на рис. 4), то при $\tau > \tau_{pul}$ происходит монотонное падение температуры газа и частиц при $\xi = 0$. В результате диффузионный режим взаимодействия частиц и окислителя сменяется кинетическим. Смена режимов со-

провождается резким (скачкообразным) уменьшением скорости тепловыделения и заканчивается полным прекращением химического взаимодействия ($q_{ch} \rightarrow 0$). При $\theta_g < \theta_{g,ext}$ диффузионный режим реагирования частиц существовать не может.

Для определения $\theta_{g,ext}$ поступим следующим образом. Из общих физических соображений и вида функции тепловыделения, приведенной на рис. 4, ясно, что переход из диффузионного в кинетический режим взаимодействия частиц и окислителя происходит при температуре частиц $\theta_{p,ext}$, при которой проявляется экспоненциальная зависимость скорости реакции от температуры. В качестве $\theta_{p,ext}$ можно принять такую температуру частиц θ_p , при которой диффузия уменьшает максимально возможную скорость реагирования в e раз. Математически это означает, что множитель C_s в выражении для скорости гетерогенной реакции в формуле (3), отражающий вклад диффузионного торможения, станет равным $1/e$ или

$$1 + \frac{\gamma_1}{Z} \exp \frac{\theta_{p,ext}}{1 + \beta\theta_{p,ext}} = e. \quad (8)$$

Равенство (8) позволяет вычислить критическое значение температуры частиц $\theta_{p,ext}$, соответствующее переходу в кинетический режим реагирования. Учитывая, что вплоть до момента такого перехода скорость выделения тепла в результате химического взаимодействия равна скорости его отвода в окружающий частицы газ, значение $\theta_{g,ext}$ можно определить из следующего выражения:

$$\exp \frac{\theta_{p,ext}}{1 + \beta\theta_{p,ext}} = Ze(\theta_{p,ext} - \theta_{g,ext}).$$

Если значение экспоненты выразить из формулы (8) $\exp \frac{\theta_{p,ext}}{1 + \beta\theta_{p,ext}} = 1,72 \frac{Z}{\gamma_1}$, то

$$\theta_{g,ext} = \theta_{p,ext} - 1,72/\gamma_1 e. \quad (9)$$

Приближенное значение $\theta_{p,ext}$ можно найти из (8), если из-за малости параметра β пренебречь множителем $\beta\theta_{p,ext}$ в показателе экспоненты:

$$\theta_{p,ext} = \ln(1,72Z/\gamma_1).$$

Для значений определяющих параметров, используемых при проведении расчетов, результаты которых представлены на рис. 3 и 5, значение $\theta_{g,ext}$, найденное по формуле (9), будет равно $\theta_{g,ext} = -5,6$.

Пусть $\theta_{g,ext} < \theta_{g,min} < \theta_{g,exp}$ (прямая 4 на рис. 4). Как показали численные расчеты, при $\tau_{pul} \cong \tau_{pul,cr}$ такой вариант поведения системы наиболее типичен. В этом случае возможность воспламенения газозвеси после прекращения нагрева зависит от соотношения времени полного выгорания частиц τ_1 на границе тело — газозвесь и времени воспламенения (перехода в диффузионный режим реагирования) частиц τ_2 в области, непосредственно прилегающей к зоне диффузионного горения частиц. Заметим, что значение $\theta_{g,exp}$ будет получено в конце параграфа статьи, посвященного определению $\theta_{g,min}$.

При $\theta_{g,min} > \theta_{g,exp}$ (прямая 2 на рис. 4) даже после прекращения нагрева область интенсивного химического превращения (диффузионного горения частиц) продолжает расширяться, что приводит к увеличению интегральной скорости тепловыделения q_{ch} и воспламенению газозвеси. При $\theta_g > \theta_{g,exp}$ кинетический режим реагирования частиц существовать не может.

Как следует из вышеизложенного, для того чтобы предсказывать, какой из вариантов развития событий (воспламенение или потухание) после прекращения нагрева будет иметь место, необходимо вычислить значение $\theta_{g,min}$. Приближенный метод расчета $\theta_{g,min}$, разработанный авторами, будет изложен ниже.

На рис. 5 показано распределение по пространству температур θ_g и θ_p в последовательные моменты времени, а также изменение во времени величин $\theta_g(\xi = 0)$ и q_{ch} при длительности действия нагревателя меньше критической, $\tau_{pul}(= 7) > \tau_{pul,cr}(= 7,5)$. Как видно из рисунка, при $\tau > \tau_{pul}$ температура $\theta_g(\xi = 0)$ падает и достигает минимального значения $\theta_{g,min}$ такого, что $\theta_{g,ext} < \theta_{g,min} < \theta_{g,exp}$. Затем значения $\theta_g(\xi = 0)$ начинают расти. Интегральное тепловыделение q_{ch} при этом практически не меняется. Однако прежде чем $\theta_g(\xi = \xi_g)$ станет равной $\theta_{g,exp}$ (см. рис. 4 и пояснения к нему), частицы при $\xi = 0$ полностью сгорят, поэтому размер области интенсивного протекания реакции и интегральная скорость химического тепловыделения начинают уменьшаться. При полном выгорании частиц в области $0 < \xi < \xi_g$ скорость химического превращения, а значит, и поток тепла, идущий на нагрев газозвеси, становятся равными нулю, что приводит к повторному уменьшению температуры

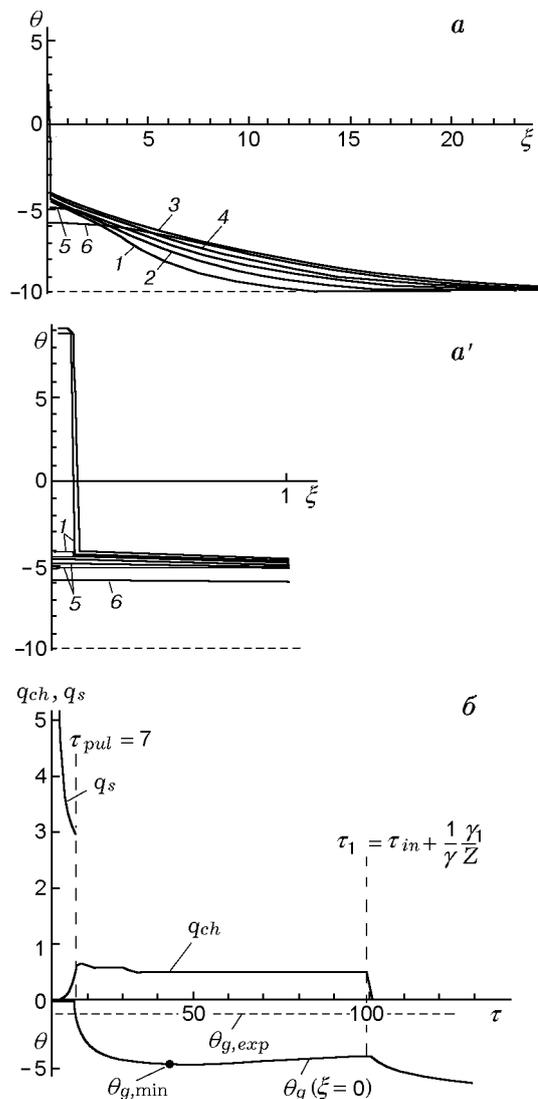


Рис. 5. Диффузионный режим зажигания, $Z = 0,75$, $\tau_{pul} < \tau_{pul,cr}$:

$\theta_{in} = 10$, $\gamma = 0,0012$, $\beta = 0,03$, $B = 0,5$, $\gamma_1 = 0,075$;
 a — распределения температур газа (тонкие линии) и частиц (толстые линии) в последовательные моменты времени с шагом $\Delta\tau = 20$ (кривые 1–6);
 a' — часть рисунка a вблизи поверхности нагрева, показанная в более крупном масштабе по пространству;
 б — изменение во времени температуры $\theta_g(\xi = 0)$, интегрального (q_{ch}) и суммарного (q_s) тепловыделения

при $\xi = 0$ и «рассасыванию» области с повышенной температурой.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МИНИМАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА ПРИ $\xi = 0$ ПОСЛЕ ОТКЛЮЧЕНИЯ ИСТОЧНИКА НАГРЕВА

Пусть Z такое, что при температуре зажигания $\theta_g = 0$ частицы реагируют в диффузионном режиме. Тогда в процессе нагрева газозвеси вблизи $\xi = 0$ частицы воспламеняются и реагируют в диффузионном режиме [4]. Размер этой зоны к моменту времени $\tau = \tau_{pul} < \tau_0$ равен ξ_g . После отключения источника нагрева ($\tau > \tau_{pul}$) градиент температуры газа в точке с координатой $\xi = 0$ принимает нулевое значение, т. е. $\left. \frac{\partial \theta_g}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = 0$. Это приводит к уменьшению $\theta_g(\xi = 0)$. Найдем значение $\theta_{g,min}$, до которого температура θ_g может уменьшиться в точке $\xi = 0$.

Будем считать, что после отключения внешнего нагрева температура газа в точке с координатой $\xi = 0$ быстро достигает минимального значения, поэтому запас тепла в газозвеси $Q_h(\tau)$ за это время практически не меняется, т. е.

$$Q_h(\tau) = \int_0^{\infty} [(\theta_g + \theta_{in}) + B(\theta_p + \theta_{in})] d\xi = Q_h(\tau_{pul}).$$

Из физических соображений ясно, что уменьшение температуры прекратится тогда, когда теплоотвод в холодные слои вещества станет равным теплоприходу от химической реакции. В области $0 < \xi < \xi_g$ при падении температуры газа скорость реакции $W = W_D = Z\gamma/\gamma_1$ не меняется, так как она лимитируется скоростью подвода окислителя к поверхности частицы и не зависит от ее температуры, т. е. предполагается, что $\theta_{g,min}$ заключена в интервале $\theta_{g,ext} < \theta_{g,min} < \theta_{g,exp}$. При $\xi > \xi_g$ скорость химического взаимодействия экспоненциально уменьшается вместе с уменьшением температуры, поскольку она определяется кинетическим законом взаимодействия частиц и окислителя $W = C_{sd}k_0 \exp(-E/RT_p)$. Поэтому можно считать, что при $\tau > \tau_{pul}$ интегральное тепловыделение локализовано в области $0 < \xi < \xi_g$ и определяется следующим выражением:

$$q_{ch}(\tau > \tau_{pul}) = q_{ch}(\tau = \tau_{pul}) = q_{ch}(\tau_{pul}) = \\ = B \int_0^{\infty} C_s \exp \frac{\theta_p}{1 + \beta\theta_p} d\xi = BW_D \xi_g = \frac{BZ\xi_g}{\gamma_1}.$$

Как показали численные расчеты, к моменту времени, когда $\theta_g(\xi = 0)$ снижается до своего минимального значения $\theta_{g,min}$, профиль температур в области $\xi > \xi_g$ становится близким к линейному, а температуры частиц и газа мало отличаются друг от друга, т. е. $\theta_g \approx \theta_p$. Тогда величину кондуктивного потока тепла, идущего на нагрев газозвеси, можно записать следующим образом: $q_{cond} = \frac{\theta_{g,min} + \theta_{in}}{L}$, где L — размер прогретой области ($L \gg \xi_g$). Приравняв $q_{ch}(\tau_{pul})$ и q_{cond} , получим равенство

$$q_{ch}(\tau_{pul}) = \frac{BZ\xi_g}{\gamma_1} = \frac{\theta_{g,min} + \theta_{in}}{L}. \quad (10)$$

Как было отмечено выше, запас тепла в прогретой области к моменту достижения температурой $\theta_g(\xi = 0)$ своего минимального значения равен $Q_h(\tau_{pul})$. С другой стороны, при линейном распределении температуры в прогретой области этот запас тепла равен $0,5(1 + B)(\theta_{g,min} + \theta_{in})L$. Следовательно,

$$\frac{(1 + B)(\theta_{g,min} + \theta_{in})L}{2} = Q_h(\tau_{pul}). \quad (11)$$

Выражая L из (10) и подставляя в (11), имеем

$$\frac{(1 + B)(\theta_{g,min} + \theta_{in})^2}{2} = Q_h(\tau_{pul})q_{ch}(\tau_{pul}) = \\ = Q_h(\tau_{pul}) \frac{BZ\xi_g}{\gamma_1},$$

т. е. $\theta_{g,min}$ вычисляется по формуле

$$\theta_{g,min} = -\theta_{in} + \sqrt{\frac{2q_{ch}(\tau_{pul})Q_h(\tau_{pul})}{1 + B}}.$$

В соответствии с волновой теорией зажигания (см. [4, 8, 9]) размер зоны реакции, образовавшейся к моменту $\tau = \tau_{pul}$, вычисляется по формуле

$$\xi_g = \omega_{st,d}(\tau_{pul} - \tau_{in}) = \\ = \frac{\sqrt{B}}{(1 + B)\theta_{in}} \sqrt{\frac{Z}{\gamma_1}} (\tau_{pul} - \tau_{in}),$$

где $\omega_{st,d}$ — скорость промежуточной волны горения в диффузионном режиме. Соответственно, выражение для $q_{ch}(\tau_{pul})$ принимает вид

$$q_{ch}(\tau_{pul}) = BW_D \xi_g = \frac{BZ\xi_g}{\gamma_1} = \left(\frac{BZ}{\gamma_1}\right)^{3/2} \frac{(\tau_{pul} - \tau_{in})}{(1+B)\theta_{in}}.$$

Значение $Q_h(\tau_{pul})$ можно рассчитать с учетом особенностей прогрева газозвеси нагретым телом [4]:

$$Q_h(\tau_{pul}) = \int_0^{\tau_{in}} q_n(\tau) d\tau + q_{st,d}(\tau_{pul} - \tau_{in}) = 2\sqrt{1+B} \frac{\theta_{in}}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\tau_{in}} + \sqrt{B} \sqrt{\frac{Z}{\gamma_1}} (\tau_{pul} - \tau_{in}),$$

где $q_n(\tau) = \sqrt{1+B} \frac{\theta_{in}}{\sqrt{\pi\tau}}$, $q_{st,d} = \sqrt{B} \sqrt{\frac{Z}{\gamma_1}}$, $\tau_{in} = -\frac{1}{Z} \ln\left(-\frac{\theta_{p,*}}{\theta_{in}}\right) + \exp(-\theta_{p,*})$, а $\theta_{p,*}$ находится из равенства $-Z\theta_{p,*} = C_s \exp\frac{\theta_{p,*}}{1+\beta\theta_{p,*}}$.

Теперь имеются все необходимые данные для расчета $\theta_{g,\min}$ по известным значениям определяющих параметров и длительности теплового импульса. После достижения минимума температура газа при $\xi = 0$ начинает увеличиваться. Зависимость $\theta_g(\xi = 0, \tau)$ можно легко определить, учитывая следующие обстоятельства. Тепловыделение на стадии роста температуры не меняется (см. рис. 3,б и рис. 5,б) и остается равным $q_{ch}(\tau_{pul})$, а профиль температуры в прогретой зоне остается близким к линейному с наклоном $q_{ch}(\tau_{pul})$. Учитывая малость отношения ξ_g/L ($\xi_g/L \ll 1$) и совпадение температур частиц и газа в области $\xi > \xi_g$, для определения зависимости температуры от времени при $\xi = \xi_g$ можно воспользоваться известным решением задачи о нагреве полубесконечного тела постоянным потоком энергии $q = q_{ch}(\tau_{pul})$, приведенным в [12]: $(\theta_g(\xi = \xi_g, \tau) + \theta_{in})^2 = \frac{4q_{ch}^2(\tau_{pul})}{\pi(1+B)}\tau$.

Из-за малости отношения ξ_g/L можно считать, что $\theta_g(\xi = 0, \tau) \cong \theta_g(\xi = \xi_g, \tau)$. Тогда значение $\theta_g(\xi = 0, \tau)$ как функции времени определяется из выражения

$$(\theta_g(\xi = 0, \tau) + \theta_{in})^2 = (\theta_{g,\min} + \theta_{in})^2 + \frac{4q_{ch}^2(\tau_{pul})}{\pi(1+B)}(\tau - \tau_{pul}).$$

Как показали результаты расчетов, увеличение $\theta_g(\xi = 0)$ заканчивается либо воспламенением газозвеси (см. рис. 3,б), либо потуханием (см. рис. 5,б). Какой из вариантов развития событий будет иметь место, зависит от соотношения времени τ_1 и τ_2 , где τ_1 — время полного выгорания частиц при $\xi = 0$, τ_2 — время воспламенения частиц (перехода в диффузионный режим реагирования) в области, непосредственно прилегающей к зоне диффузионного реагирования. Если $\tau_1 > \tau_2$, то происходит воспламенение газозвеси (см. рис. 3), при $\tau_1 < \tau_2$ процесс химического превращения затухает (см. рис. 5).

Зная время инертного прогрева [4] и скорость превращения частицы в диффузионном режиме $W_D = Z\gamma/\gamma_1$, можно вычислить τ_1 :

$$\tau_1 = \tau_{in} + \frac{\gamma_1}{Z\gamma}. \quad (12)$$

При вычислении времени полного превращения частиц был учтен тот факт, что интенсивное химическое взаимодействие частиц с окислителем начинается только после их нагрева до $\theta_p = 0$, т. е. при $\tau > \tau_{in}$.

Чтобы вычислить τ_2 , необходимо определить температуры частиц $\theta_{p,exp}$ и газа $\theta_{g,exp}$, при которых происходит переход в диффузионный режим реагирования. Для этого надо проанализировать уравнение теплового баланса частицы, т. е. уравнение (2)

$$\frac{\partial\theta_p}{\partial\tau} = Z(\theta_g - \theta_p) + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial\eta}{\partial\tau} = Z(\theta_g - \theta_p) + C_s \exp\frac{\theta_p}{1+\beta\theta_p}.$$

При анализе критических условий перехода из кинетического режима реагирования в диффузионный нужно положить $C_s = 1$ [6]. Тогда для определения $\theta_{p,exp}$ и $\theta_{g,exp}$ можно использовать классические методы стационарной теории теплового взрыва [6]. Если учесть, что в критических условиях $\theta_{p,exp} - \theta_{g,exp} = 1$, то получим $\theta_{p,exp} = \ln Z$, а $\theta_{g,exp} = \ln Z - 1$. Однако численный расчет показал, что реальное воспламенение частицы происходит тогда, когда температура газа превысит значение $\theta_{g,exp}$ на

один характерный интервал. Следовательно, τ_2 можно рассчитать по формуле

$$\tau_2 = \tau_{pul} + \frac{\pi(1+B)}{4q_{ch}^2} [(\ln Z + \theta_{in})^2 - (\theta_{g,\min} + \theta_{in})^2]. \quad (13)$$

Как видно из рис. 3, б и рис. 5, б, действительно, если $\tau_2 < \tau_1$, то газовзвесь воспламеняется, а при $\tau_2 > \tau_1$ воспламенения не происходит.

Приближенное значение $\tau_{pul,cr}$ можно найти из равенства $\tau_1 = \tau_2$. Сравнение формул (12) и (13) показывает, что $\tau_{pul,cr}$ зависит от всех определяющих параметров задачи, но сильнее всего — от скорости реакции в диффузионном режиме и значения $\theta_{g,\min}$.

ВЫВОДЫ

1. Установлены различные механизмы критических явлений для кинетического и диффузионного режимов зажигания при импульсном подводе энергии.

2. При больших значениях коэффициента теплообмена Z (кинети́ческий режим зажигания) критическая длительность импульса равна времени установления нулевого градиента на границе нагревателя — газовзвесь.

3. При малых значениях Z (диффузионный режим зажигания) критическая длительность импульса меньше τ_0 и определяется из равенства времени полного выгорания частиц при $\xi = 0$ и времени воспламенения (перехода в диффузионный режим реагирования) частиц при $\xi \rightarrow \xi_g + 0$.

4. Получены формулы, позволяющие определить необходимые и достаточные условия зажигания газовзвеси нагретым телом при импульсном подводе энергии.

5. Результаты численных расчетов показали возможность применения приближенных

формул для определения минимальной длительности импульса, необходимой для зажигания газовзвеси.

6. С помощью численных расчетов установлено, что минимальное время выхода на высокотемпературный режим горения достигается при $\tau_{pul} = \tau_0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Таубкин С. И., Таубкин И. С. Пожаро- и взрывоопасность пылевидных материалов и технологических процессов их переработки. М.: Химия, 1976.
2. Корольченко А. Я. Пожаровзрывоопасность промышленной пыли. М.: Химия, 1986.
3. Eckhoff R. K. Dust Explosions in the Process Industries (ISBN 0-7506-3270-4). 2nd ed. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1997.
4. Сеплярский Б. С. Аналитический метод расчета временных характеристик зажигания газовзвеси нагретым телом // Докл. АН. 2001. Т. 377, № 5. С. 653–657.
5. Губин Е. И., Дик И. Г. О зажигании пылевого облака искрой // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 2. С. 10–17.
6. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
7. Вилюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984.
8. Сеплярский Б. С., Гордополова И. С. Исследование закономерностей зажигания конденсированных систем, взаимодействующих через слой продукта // Хим. физика. 1994. Т. 13, № 6. С. 117–125.
9. Сеплярский Б. С. Нестационарная теория зажигания конденсированных веществ накаленной поверхностью // Докл. АН СССР. 1988. Т. 300, № 1. С. 96–99.
10. Сеплярский Б. С. Воспламенение конденсированных систем при фильтрации газа // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 1. С. 3–12.
11. Зельдович Я. Б. Теория зажигания накаленной поверхностью // ЖЭТФ. 1939. Т. 9, № 12. С. 1530–1534.
12. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высш. шк., 1967.

Поступила в редакцию 26/II 2003 г.,
в окончательном варианте — 5/VI 2003 г.