

Наконец следует отметить работу [3], где экспериментально исследован состав газовой среды, образующейся в условиях, моделирующих формирование слоя дыма под потолком помещения в режиме локального очага горения. Из полученных результатов следует, что для различных углеводородов обычна ситуация, когда образуется слой газов, в котором при наличии источника воспламенения наблюдались неустойчивые режимы распространения пламени.

Таким образом, анализ картины вторичного воспламенения на пределе горения ПММА в воздухе с добавками хладона 114В2 и характеристик слоя дыма, образующегося под потолком помещения в начальной стадии пожара, позволяет сделать вывод, что частицы сажи, поступающие в этот слой за счет естественной конвекции, могут инициировать здесь распространение пламени. В результате создаются необходимые условия для нарушения теплового равновесия и возникновения объемной вспышки в помещении, что следует учитывать при разработке количественных критериев перехода к режиму развитого пожара.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Д.Драйздейл. Введение в динамику пожаров. — М.: Стройиздат, 1990. — 424 с.
- 2 P.H. Thomas, M.L. Bullen, J.G. Quintiere, B.J. McCaffrey. Flashover and instabilities in fire behavior. Comb. Flame. — 1980. — V. 38, № 2. — P. 159—171.
- 3 C.L. Beyler. Ignition and burning of a layer of incomplete combustion products. Comb. Sci. and Technol. — 1984. — V. 39, № 1—6. — P. 283—303.
- 4 Н.А. Бойков, П.С. Звездин, Л.Б. Резник. Некоторые результаты исследования процессов поджигания ацетилено-воздушных смесей нагретыми частицами // ФГВ. — 1967. — 3, № 2. — С. 255—260.
- 5 В.И. Еремин, В.М. Николаев, А.С. Бобков. Влияние ингибитора на вторичное воспламенение ПММА // ФГВ. — 1986. — 22, № 6. — С. 36—37.
- 6 M.D. Horton, F.P. Goodson, L.D. Smooth. Characteristics of flat, laminar coal-dust flames. Comb. Flame. — 1977. — V. 28, № 2. — P. 187—195.
- 7 P.J. Pagni, C.J. Okoh. Soot generation within radiating diffusion flame. 20th Symp. (Int.) on Combustion. Pittsburgh. The Comb. Inst. — 1985. — P. 1045—1054.
- 8 J.G. Quintiere. A perspective on compartment fire growth. Comb. Sci. and Technol. — 1984. — V. 39, № 1—6. — P. 11—54.
- 9 J.H. Kent, H.G. Wagner. Why do diffusion flames emit smoke. Comb. Sci. and Technol. — 1984. — V. 41, № 5—6. — P. 245—269.
- 10 В.И. Еремин, В.И. Потякин. Тепловой режим колебательного процесса распространения пламени на пределе диффузионного горения конденсированного топлива // Хим. физика. — 1992. — Т. II (в печати).
- 11 И.Г. Ассовский, Е.П. Клейменов, О.И. Лейпунский, В.М. Пучков. Теплопередача в газовой и конденсированной фазах топлива при погасании // ФГВ. — 1981. — 17, № 2. — С. 96—101.

143900, г. Балашиха-6,
ВНИИПО

Поступила в редакцию
28/V 1992,
после доработки — 6/VII 1993

УДК 536.46

С.С. Минаев, С.И. Попытняков, В.С. Бабкин

ТЕПЛОВАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ИСКРИВЛЕННОГО ГАЗОВОГО ПЛАМЕНИ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

Рассматривается задача об устойчивости плоского фронта пламени относительно пространственных возмущений при его распространении в химически инертных средах. Анализируется влияние скорости фильтрации газа на устойчивость. В длинноволновом приближении получена зависимость скорости фронта от кривизны поверхности.

Известно, что при фильтрационном горении газов экспериментально наблюдаются режимы спутного и встречного распространения пламени и режим стоячей волны [1]. Первоначально плоский фронт волны горения при

© С.С. Минаев, С.И. Попытняков, В.С. Бабкин, 1994.

встречном движении и в режиме стоячей волны сохранял свою форму, а при спутном движении становился неустойчивым относительно пространственных возмущений [2]. В [3] предпринималась попытка дать теоретическое обоснование этого опытного факта в рамках тепловой и гидродинамической моделей процесса; тепловая устойчивость относительно пространственных возмущений в этой работе не исследовалась. В [2] показано, что гидродинамическая неустойчивость проявляется в том случае, когда производная du/dv_ϕ положительна (u, v_ϕ — скорости распространения пламени и фильтрации газа относительно каркаса соответственно).

Однако этот критерий не объясняет в гидродинамической постановке потери устойчивости плоского пламени при спутном движении. В работе [2] предполагалось, что учет реальной тепловой толщины фронта может привести к стабилизации коротковолновых возмущений. В этом случае неустойчивость проявится в системе, характерный размер которой будет больше критического.

Цель данной работы — из решения тепловой задачи оценить характерный поперечный размер системы, в которой может наблюдаться неустойчивость, и получить зависимость скорости распространения пламени от кривизны поверхности реакции.

Будем считать диффузию и теплопроводность газа пренебрежимо малыми [3], а гидродинамическую постановку протекания реакции не учитывать. В этом приближении распространение волны фильтрационного горения обеспечивается тем, что свежий газ до поступления в зону химической реакции нагревается вследствие теплообмена с твердой фазой и передает тепло в твердую фазу в зоне горения. Предполагается, что тепло из зоны химической реакции передается по инертному каркасу посредством теплопроводности. Фронт горения представляет собой поверхность разрыва концентрации и температуры газа. Свежая смесь движется относительно каркаса со скоростью v_ϕ в положительном направлении оси z . Профили концентрации и температуры описываются уравнениями

$$\begin{aligned} \varepsilon \left(\frac{\partial a}{\partial t} + v_\phi \frac{\partial a}{\partial z} \right) + F(a, T) &= 0, \\ \varepsilon c_T \rho_T \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v_\phi \frac{\partial T}{\partial z} \right) - Q_T \rho F(a, T) + \alpha_0 (T - \Theta) &= 0, \\ (1 - \varepsilon) c_\Theta \rho_\Theta \frac{\partial \Theta}{\partial t} - (1 - \varepsilon) \lambda \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} \right) + \alpha_0 (\Theta - T) &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь a и T — концентрация и температура газа; Θ — температура засыпки; c_T, c_Θ — удельные теплоемкости газа и засыпки, ρ_T, ρ_Θ — плотности газа и засыпки; λ_Θ — теплопроводность засыпки; ε — пористость; α — коэффициент теплообмена на единицу удельной поверхности; Q — тепловой эффект реакции на единицу массы.

В случае реакции первого порядка функцию скорости реакции $F(a, T)$ запишем в виде $F(a, T) = k_0 \exp(-E/RT)$. В дальнейшем, предполагая сильную зависимость скорости реакции от температуры ($E/RT \gg 1$), скорость реакции аппроксимируем σ -функцией, считая, что зона химической реакции бесконечно тонкая и описывается уравнением $z = f(x, t)$. Граничные условия на поверхности реакции находятся после интегрирования (1) и (2) с функциями источников и стоков, представляющими тепловыделение и расход вещества при химической реакции по бесконечно узкому объему, охватывающему зону реакции. При этом на поверхности реакции будет иметь место разрыв температуры и концентрации недостающего вещества, а температура твердой фазы непрерывна. Значения разности температуры продуктов горения и свежей смеси на фронте реакции получены в [1]: $T_+ - T_- = Qa_0/c_T$.

Запишем теперь решение задачи об устойчивости фронта фильтрационного горения, используя приближенный метод локально-нормальной волны [4]. Концентрация и температура в этом приближении зависят только от локальной переменной

$$n = \int_{\vec{x}_0}^{\vec{x}_t} (\vec{n} \cdot d\vec{x} - w_n dt)$$

так, что выполняются соотношения

$$\begin{aligned} \partial/\partial t &= w_n d/dn, \quad \vec{\nabla} = (\partial/\partial z, \partial/\partial x) = \vec{n} d/dn, \\ (\partial^2/\partial z^2, \partial^2/\partial x^2) &= \text{div}(\vec{n} d/dn) = d^2/dn^2 + Kd/dn. \end{aligned}$$

Здесь \vec{n} — единичный вектор нормали к поверхности реакции; d/dn — производная по нормали к поверхности реакции; $w_n = \partial f/\partial t \cdot ((\partial f/\partial x)^2 + 1)^{-1/2}$ — нормальная скорость перемещения зоны реакции, $X = (z, x)$ и $K = \text{div}(\vec{n})$ — кривизна поверхности реакции. Заменяя в (1) производные по времени и координатам по правилам, описанным выше, получим систему квазиодномерных уравнений для температуры и концентрации:

$$\begin{aligned} \varepsilon(v_\phi - w_n) da/dn + F(a, T) &= 0, \\ \varepsilon(v_\phi - w_n) dT/dn + \varepsilon\gamma a(T - \Theta) - QF(a, T)/c_T &= 0, \\ \kappa d^2\Theta/dn^2 + (\kappa K + w_n) d\Theta/dn + \alpha(T - \Theta) &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\gamma = (1 - \varepsilon)c_\Theta \rho_\Theta / (\varepsilon c_T \rho_T)$, $\alpha = \alpha_0 / ((1 - \varepsilon)c_\Theta \rho_\Theta)$ и $\kappa = \lambda / (c_\Theta \rho_\Theta)$ — коэффициент температуропроводности засыпки. Граничные условия в этом приближении будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \text{при } n \rightarrow -\infty \quad T &= \Theta = T_0, \quad a = a_0, \quad dT/dn = d\Theta/dn = da/dn = 0, \\ n \rightarrow \infty \quad T &= \Theta = T_1, \quad a = 0, \quad dT/dn = d\Theta/dn = da/dn = 0. \end{aligned}$$

На поверхности реакции $z = f(x, t)$

$$T_+ - T_- = Qa_0/c_T, \quad a = 0, \quad \Theta_+ = \Theta_- \quad (3)$$

Равновесная температура продуктов горения и каркаса T_1 при $n \rightarrow \infty$, находится из (2), исключив предварительно $F(a, T)$ и $\alpha(T - \Theta)$ и интегрируя ее вдоль нормали к поверхности реакции от $-\infty$ до ∞

$$(v_\phi - (\gamma + 1)w_n - \gamma\kappa K)(T_1 - T_0) = (v_\phi - w_n)Qa_0/c_T \quad (4)$$

Решение системы уравнений имеет вид:

$$T = \begin{cases} T_0 + (T_1 - T_0)\exp(\lambda_1 n), & z < f, \\ T_1 + (T_+ - T_-)\exp(\lambda_2 n), & z > f, \end{cases}$$

$$\Theta = \begin{cases} T_0 + C_1 \exp(\lambda_1 n), & z < f, \\ T_1 + C_2 \exp(\lambda_2 n), & z > f, \end{cases}$$

$$C_1 = (\gamma\alpha + (v_\phi - w_n)\lambda_1)(T_- - T_0)/(\gamma\alpha),$$

$$C_2 = (\gamma\alpha + (v_\phi - w_n)\lambda_2)(T_+ - T_1)/(\gamma\alpha).$$

Собственные числа λ_1 и λ_2 находятся из характеристического уравнения

$$\kappa\lambda^2 + (\kappa K + w_n + \gamma\alpha\kappa/(v_\phi - w_n))\lambda - \alpha(1 - \gamma(\kappa K + w_n)/(v_\phi - w_n)) = 0.$$

При этом $\lambda_1 > 0 > \lambda_2$. Это неравенство имеет место при выполнении условия $v_\phi > \gamma\kappa K - (\gamma + 1)w_n$. Поскольку из решения стационарной задачи следует, что $u_0 \ll v_\phi$, то это условие выполняется.

Из условия непрерывности температуры инертной среды (3) с учетом (4) можно найти зависимость скорости распространения пламени от скорости фильтрации:

$$\lambda_2 = (\gamma\alpha/v_\phi + \lambda_1 - (\lambda_1 - \lambda_2)\delta)(1 - \gamma(w_n + \kappa K)/v_\phi),$$

$$\text{где } \delta = (T_+ - T_0)/(T_+ - T_-). \quad (5)$$

Учитывая, что $\gamma = (1 - \varepsilon)c_\theta \rho_\theta / (\varepsilon c_T \rho_T) \gg 1$ и $w_n/v_\phi \ll 1$, упростим выражения для корней λ_1 и λ_2 :

$$\kappa\lambda^2 + \lambda(\kappa\gamma\alpha/v_\phi + \kappa K + w_n) - \alpha(1 - \gamma(\kappa K + w_n)/v_\phi) = 0. \quad (6)$$

Нетрудно видеть, что, решив уравнения (5) и (6) относительно величины $w_n + \kappa K$, можно получить $w_n + \kappa K = U(v_\phi)$ или в линейном приближении $\partial f/\partial t - \kappa\partial^2 f/\partial x^2 = U(v_\phi)$, где функция $U(v_\phi)$ имеет тот же вид, что и в случае плоской волны фильтрационного горения газов, когда $\partial f/\partial t = U(v_\phi)$. Уравнение для возмущений поверхности реакции будет иметь вид $\partial f/\partial t = \kappa\partial^2 f/\partial x^2$, что позволяет сделать вывод о тепловой стабилизации возмущений.

Ранее в [3] высказывалось предположение о стабилизирующем влиянии кривизны поверхности, учет которого приводил к дисперсионному соотношению

$$\Omega = v_\phi k(dU/dv_\phi)(E - 1)/2 - Ak^2.$$

Здесь Ω — инкремент нарастания возмущений; k — волновой вектор; E — коэффициент расширения газа. Первый член описывал гидродинамическую неустойчивость пламени, второй — стабилизирующее влияние кривизны поверхности реакции. В гидродинамической постановке величина A оставалась неопределенной. Из результатов проведенного исследования следует, что $A = \kappa$, и критический поперечный размер системы L_c ($L_c = 2\pi/k_c$, где $\Omega(k_c) = 0$), в которой может проявиться неустойчивость, равен

$$L_c = 4\pi\kappa/((E - 1)(dU/dv_\phi)v_\phi).$$

Видно, что с увеличением v_ϕ критический размер уменьшается. Отсюда можно сделать вывод, что встречное движение волны фильтрационного горения газов, которое осуществляется при меньших значениях v_ϕ , более устойчивое, чем спутное.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93—03—18505).

ЛИТЕРАТУРА

1. Бабкин В.С., Лаевский Ю.М. и др. Фильтрационное горение газов // ФГВ. — 1983. — № 5. — С. 27.
2. Вайнштейн П.Б. Об устойчивости газового пламени в пористых средах // ФГВ. — 1992. — № 1. — С. 28—34.
3. Минаев С.С., Потытняков С.И., Бабкин В.С. О неустойчивости фронта пламени при фильтрационном горении газов // ФГВ. — 1994. — № 3. — С. 49—54.
4. Минаев С.С., Рогоза Б.Е. О возможности стационарной стабилизации диффузионно-тепловой неустойчивости пламени // ФГВ. — 1988. — № 4. — С. 31—34.

630090, г. Новосибирск,
ИХКиГ СО РАН

Поступила в редакцию
10/II 1994