

ФИЛЬТРАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ ГАЗА В ПОЛУОГРАНИЧЕННОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Р. С. Буркина

Томский государственный университет, 634050 Томск

Проведен асимптотический анализ процесса горения газа, движущегося в полуограниченной пористой среде, при больших значениях параметра Зельдовича. Рассмотрен случай высокопористой среды при ее большой газопроницаемости. Методом сращиваемых асимптотических разложений получены главные члены асимптотических разложений основных параметров процесса в режимах горения и отрыва. Проанализировано влияние скорости движения газа и теплоотдачи с поверхности каркаса во внешнюю среду на параметры горения. Определены критические условия срыва стационарного горения у внешней поверхности слоя и условия перехода процесса в режим отрыва и индукционный режим.

Фильтрационное горение газа (ФГГ) — важная составная часть различных технологических процессов и природных явлений: химические реакторы, СВС-процессы, печи рекуперативного типа, газификация горючих ископаемых, горение природных газов в завалах отработанной породы и многие другие [1]. Особенности ФГГ по сравнению с газофазным горением связаны со спецификой взаимодействия твердого каркаса и газа, ведущей ролью твердого каркаса в кондуктивном переносе тепла по пористой системе. Исследованию фильтрационного горения газа посвящено значительное число работ (см., например, [2–9]). В [2–7] теоретически и экспериментально изучалась возможность существования волн горения с газофазной реакцией. Определялись механизм распространения и режимы ФГГ [2, 3, 6, 7], скорость и пределы распространения пламени [4, 5], структура пламени и зависимость определяющих параметров процесса от физико-химических характеристик системы, в которой происходит фильтрационное горение [7]. В [8, 9] проводилось теоретическое и экспериментальное исследование газофазных пламен с избытком энтальпии, стабилизированных на ограниченном пористом каркасе, помещенном на пути потока газа. Рассматривались свойства стабилизированных пламен, условия срыва и проскока пламени, влияние теплопотерь с каркаса на характеристики стабилизации. В теоретических моделях [2, 4–7] исследовалась неограниченная пористая среда, но вопрос о влиянии ограниченности пористой среды на режимы и параметры горения оставался открытым.

В [8, 9] хотя и рассматривался каркас ограниченного размера, сделанное предположение об отсутствии распределения температуры по каркасу не позволило определить влияние теплопередачи по каркасу на характеристики стабилизации пламени. Основная цель предлагаемого исследования — определение влияния границы пористой среды и условий теплообмена на ней на процесс стационарного ФГГ. В частности, находятся условия стабилизации пламени у внешней поверхности каркаса и его сноса вглубь пористой структуры.

Рассматривается стационарное фильтрационное горение реакционноспособного газа, поступающего в полуограниченный пористый слой (инертный или каталитический) из холодной окружающей среды. Газ может экзотермически реагировать внутри пор или на внутренней поверхности каталитического пористого слоя с образованием газообразных продуктов реакции. Для упрощения математической постановки задачи принимаются следующие допущения.

1. Газ движется в направлении x , нормальном к внешней поверхности пористого слоя. Скорость движения невелика и подчиняется закону Дарси. По поперечному сечению слоя параметры газа и твердого каркаса не изменяются.
2. Тепловыделение за счет трения газа о внутреннюю поверхность пор считается незначительным и в модели не учитывается.
3. Пористость слоя постоянна и не меняется в ходе процесса.

4. Теплофизические характеристики исходных компонентов газа и продуктов реакции одинаковы. Стехиометрический коэффициент химической реакции по газу равен нулю.

5. Между газом в порах и твердым каркасом имеет место интенсивный теплообмен, поэтому справедлива однотемпературная модель [10].

6. На внешней поверхности пористого слоя $x = 0$ конвективный теплообмен между окружающей средой и твердым каркасом осуществляется по закону Ньютона с коэффициентом теплоотдачи α .

Из уравнения неразрывности при условии равенства нулю стехиометрического коэффициента химической реакции по газу следует постоянство массового расхода газа в системе: $G = \rho_g v = \text{const}$, где ρ_g — плотность газа, а v — скорость его движения. Математическая постановка задачи имеет вид:

$$\frac{d}{dx} \left\{ [\lambda_s(1-m) + \lambda_g m] \frac{dT}{dx} \right\} - c_{p,g} G \frac{dT}{dx} + Qz\rho_g^n a^n \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) = 0, \quad (1)$$

$$m \frac{d}{dx} \left[D\rho_g \frac{da}{dx} \right] - G \frac{da}{dx} - \mu z \rho_g^n a^n \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) = 0, \quad (2)$$

$$-\frac{k_f}{\mu_g} \rho_g \frac{dp}{dx} = G, \quad (3)$$

$$RT\rho_g/M = p, \quad (4)$$

$$0 < x < \infty,$$

$$-[\lambda_s(1-m) + \lambda_g m] \frac{dT(0)}{dx} = [(1-m)\alpha + c_{p,g}G][T_b - T(0)], \quad (5)$$

$$-D\rho_g m \frac{da(0)}{dx} = G[a_b - a(0)], \quad (6)$$

$$p(0) = p_b, \quad (7)$$

$$\frac{dT(\infty)}{dx} = \frac{da(\infty)}{dx} = 0, \quad a(\infty) = 0. \quad (8)$$

Здесь m — пористость, T — температура, D — коэффициент диффузии газа, λ — теплопроводность, c_p — теплоемкость при постоянном давлении, k_f — газопроницаемость слоя, μ_g — коэффициент динамической вязкости газа, p — давление газа в порах, M — молярная масса газа, a — относительная концентрация горючего компонента газа, E — энергия активации, R — универсальная газовая постоянная, $z = k_0 m$ для газофазных реакций и $z = k_0 S_i$ (S_i — удельная внутренняя поверхность пор) для каталитических реакций, k_0 — предэкспонент, μ — стехиометрический коэффициент химической реакции по горючему компоненту, Q — тепловой эффект реакции. Индексы s, g, b относятся соответственно к твердому каркасу, газу и внешней ($x < 0$) газовой среде. Рассматривается только один горючий компонент газа; если имеются другие компоненты химической реакции, полагается, что они присутствуют в избытке.

Уравнения (1), (2) при условии (8) имеют первый интеграл:

$$\mu[\lambda_s(1-m) + \lambda_g m] \frac{dT}{dx} + QmD\rho_g \frac{da}{dx} - G(\mu c_{p,g}T + Qa) = -G\mu c_{p,g}T_{\max}, \quad (9)$$

где T_{\max} — максимальная температура в зоне горения, которая согласно условиям (5), (6) связана со значением температуры на внешней поверхности пористого слоя $T(0)$:

$$T_{\max} = T_b + \frac{Qa_b}{\mu c_{p,g}} - \frac{(1-m)\alpha(T(0) - T_b)}{c_{p,g}G}. \quad (10)$$

Если теплоотдача через внешнюю поверхность пористого каркаса отсутствует ($\alpha = 0$), то $T_{\max} = T_b + Qa_b/\mu c_{p,g} = T_{ad}$, где T_{ad} — максимально возможная адиабатическая температура горения. Из уравнений (3), (4) можно исключить давление газа в порах:

$$-\frac{k_f R}{\mu_g M} \rho_g \frac{d(T\rho_g)}{dx} = G, \quad (11)$$

и вместо граничного условия (7) получаем

$$\rho_g(0)T(0) = \rho_{g,b}T_b. \quad (12)$$

Согласно уравнению (1) в данной задаче температурный профиль монотонно возрастающий [11]. Следовательно, температуру T можно использовать в качестве независимой

переменной и понизить порядок дифференциальной задачи (1)–(8). Для этого перейдем к зависимой переменной — кондуктивному тепловому потоку

$$q = [\lambda_s(1 - m) + \lambda_g m] \frac{dT}{dx}, \quad (13)$$

вместо уравнения (2) используем первый интеграл (9), а вместо (3), (7) — соотношения (11), (12). В результате задача принимает вид

$$q \frac{dq}{dT} - c_{p,g} G q + [\lambda_s(1 - m) + \lambda_g m] \times \\ \times Q z \rho_g^n a^n \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) = 0, \quad (14)$$

$$\frac{Q m D}{[\lambda_s(1 - m) + \lambda_g m]} \rho_g q \frac{da}{dT} + \mu q - \\ - Q G a + \mu c_{p,g} G (T_{\max} - T) = 0, \quad (15)$$

$$-\frac{k_f R}{\mu_g M [\lambda_s(1 - m) + \lambda_g m]} \rho_g q \frac{d(T \rho_g)}{dT} = G, \quad (16)$$

$$T(0) \leq T \leq T_{\max},$$

$$q(T(0)) = [(1 - m)\alpha + c_{p,g} G][T(0) - T_b], \quad (17)$$

$$\rho_g(T(0)) = \rho_{g,b} T_b / T(0). \quad (18)$$

$$q(T_{\max}) = a(T_{\max}) = 0. \quad (19)$$

Температурный профиль $T(x)$ находится из (13):

$$x = \int_{T(0)}^T \frac{\lambda_s(1 - m) + \lambda_g m}{q(T)} dT. \quad (20)$$

Как и при горении в потоке газа [12, 13], тепловые потоки, а следовательно, и температурный профиль существенно зависят от массовой скорости газа. Кроме того, теплообмен на внешней поверхности каркаса также может существенно влиять на характер и параметры горения.

Если массовая скорость газа меньше массовой скорости, при которой реализуется стоячая волна горения в неограниченной пористой среде ($G < G_0$), то, возникнув в какой-либо точке пористой среды, фронт горения будет двигаться против потока [4, 7] и стабилизироваться у внешней поверхности каркаса. Согласно принятой в [13] терминологии при горении в потоке газа этот режим получил название режима горения.

В этом режиме выделяются две характерные области изменения температуры: область прогрева вблизи внешней поверхности пористого слоя, масштаб которой равен $T_{ad} - T_b$, и область интенсивных химических реакций вблизи температуры T_{\max} , масштабом которой является семеновский интервал RT_{ad}^2/E . Отношение этих масштабов — малая величина $(RT_{ad}^2/E)/(T_{ad} - T_b) = \Theta_0^{-1} \ll 1$, что позволяет построить асимптотическое решение задачи, выбрав в качестве параметра разложения Θ_0^{-1} .

Перейдем к безразмерным переменным: $u = (T_{ad} - T)/(T_{ad} - T_b)$, $P = q/[c_{p,g} G_0 (T_{ad} - T_b)]$, $\eta = a/a_b$, $\rho = \rho_g/\rho_{g,b}$. Уравнения (14)–(19) принимают следующий вид:

$$P \frac{dP}{du} + \omega P - B \rho^n \eta^n \exp\left(-\frac{\Theta_0 u}{1 - \sigma u}\right) = 0, \quad (21)$$

$$\text{Le } P \rho \frac{d\eta}{du} + \omega \eta - P - \omega(u - \gamma) = 0, \quad (22)$$

$$P \rho \frac{d[(\sigma^{-1} - u)\rho]}{du} = \frac{\omega}{K}, \quad (23)$$

$$P|_{u=1-\gamma\omega/b} = (b + \omega)\gamma\omega/b, \quad (24)$$

$$\rho|_{u=1-\gamma\omega/b} = b(1 - \sigma)/[b(1 - \sigma) + \sigma\omega\gamma], \quad (25)$$

$$p(\gamma) = \eta(\gamma) = 0, \quad (26)$$

где $(T_{ad} - T_{\max})/(T_{ad} - T_b) = \gamma \leq u \leq 1 - \gamma\omega/b = (T_{ad} - T(0))/(T_{ad} - T_b)$, $\omega = G/G_0$, $\text{Le} = D m c_{p,g} \rho_{g,b} / [\lambda_s(1 - m) + \lambda_g m]$, $\sigma = (T_{ad} - T_b)/T_{ad}$, $B = Q z \rho_{g,b}^n a_b^n [\lambda_s(1 - m) + \lambda_g m] \exp(-E/RT_{ad}) / [c_{p,g}^2 G_0^2 (T_{ad} - T_b)]$; $b = (1 - m)\alpha / c_{p,g} G_0$ — отношение интенсивностей теплоотдачи на внешней поверхности каркаса и теплопереноса потоком газа, $K = [k_f R c_{p,g} \rho_{g,b}^2 (T_{ad} - T_b)] / \{\mu_g M [\lambda_s(1 - m) +$

$\lambda_g m\}$ — отношение интенсивностей фильтрационного и кондуктивного переноса тепла по системе. Для высокопористых сред с большой газопроницаемостью $K \gg 1$, т. е. $k_f R \rho_{g,b}(T_{ad} - T_b)/\mu_g M \gg [\lambda_s(1 - m) + \lambda_g m]/c_{p,g} \rho_{g,b}$. Так, для завала отработанной породы пористости $m = 0,5$ с газопроницаемостью $k_f = 5 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2$, по которому движется 9%-я смесь метана и воздуха с параметрами [14, 15] $\mu_g = 1,75 \cdot 10^{-5} \text{ (н}\cdot\text{с)/м}^2$, $Q = 49,86 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, $a_b = 5,52 \cdot 10^{-2}$, $\mu = 1$, $R/M = 308 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $\rho_{g,b} = 1,24 \text{ кг/м}^3$, $\lambda_s = 0,7 \text{ Дж/(м}\cdot\text{с}\cdot\text{К)}$, $\lambda_g = 0,034 \text{ Дж/(м}\cdot\text{с}\cdot\text{К)}$, расчет дает значение $K \simeq 1015 \gg 1$. В этом случае перепад давления в системе на ширине прогрева мал и процесс можно рассматривать как изобарический, а движение — инерционным. Из (23), (25) следует уравнение состояния при изобарическом процессе:

$$\rho(1 - \sigma u) = 1 - \sigma. \quad (27)$$

В задаче (21)–(26) кроме $P(u)$, $\eta(u)$ и $\rho(u)$ неизвестна константа γ — безразмерная максимальная температура системы, которая должна определяться в ходе решения задачи. Найдем асимптотическое решение задачи аналогично [16] для случая $K \gg 1$.

В области прогрева, прилегающей к внешней поверхности каркаса, $u \approx O(1)$ и при условии (25) и зависимости для плотности газа (27) решение задачи (21), (22) с точностью до экспоненциально малых величин $O(\exp(-\Theta_0 u))$ имеет вид

$$P(u) = \omega(\gamma + 1 - u), \quad (28)$$

$$\eta(u) = 1 + c(\gamma + 1 - u)^{[1 - \sigma(1 + \gamma)]/[Le(1 - \sigma)]} \times \exp\left[-\frac{\sigma u}{Le(1 - \sigma)}\right]. \quad (29)$$

В области интенсивных химических реакций в окрестности T_{\max} переходим к переменным $\Theta = \Theta_0(u - \gamma)$, $\eta_1 = \Theta_0 \eta$, $P_1 = P$. Тогда

$$P_1 \frac{dP_1}{d\Theta} + \omega \Theta_0^{-1} P_1 - B \Theta_0^{-(n+1)} \left(\frac{1 - \sigma}{1 - \sigma \Theta_0^{-1} \Theta - \sigma \gamma}\right)^n \times \times \eta_1^n \exp\left(-\frac{\Theta + \Theta_0 \gamma}{1 - \sigma \Theta_0^{-1} \Theta - \sigma \gamma}\right) = 0, \quad (30)$$

$$Le P_1 \frac{1 - \sigma}{1 - \sigma \Theta_0^{-1} \Theta - \sigma \gamma} \frac{d\eta_1}{d\Theta} + \Theta_0^{-1} \omega \eta_1 - P_1 - \omega \Theta_0^{-1} \Theta = 0, \quad (31)$$

$$P_1(0) = \eta_1(0) = 0. \quad (32)$$

Сравнение величин порядка единицы в (30) дает $\Theta_0 \gamma \approx O(1)$ и $B \Theta_0^{-(n+1)} \approx O(1)$. Решая задачу (30)–(32) с точностью $O(\Theta_0^{-1})$, получаем

$$P_1(\Theta) = \left[2 \frac{B}{Le^n} \Theta_0^{-(n+1)} \exp(-\Theta_0 \gamma) \times \times \int_0^\Theta y^n \exp(-y) dy\right]^{1/2}, \quad (33)$$

$$\eta_1(\Theta) = \Theta/[Le(1 - \sigma)]. \quad (34)$$

Сращивание решений (28), (29) с (33), (34) позволяет определить константы c и γ :

$$c = -1, \quad (35)$$

$$\omega = \exp\left(-\frac{\Theta_0 \gamma}{2}\right) \sqrt{2 \frac{B}{Le^n} \Theta_0^{-(n+1)} \Gamma(n+1)},$$

где $\Gamma(n+1)$ — гамма-функция.

Выражение (35) можно упростить, если учесть значение B . Для этого в B надо подставить значение G_0 , определяемое из решения задачи о стационарном фильтрационном горении газа в неограниченной пористой среде [4, 7]. В безразмерных переменных области прогрева эта задача имеет вид

$$P \frac{dP}{du} + P - B \left(\frac{1 - \sigma}{1 - \sigma u}\right)^n \eta^n \exp\left(-\frac{\Theta_0 u}{1 - \sigma u}\right) = 0, \quad (36)$$

$$Le P \frac{1 - \sigma}{1 - \sigma u} \frac{d\eta}{du} + \eta - P - u = 0, \quad (37)$$

$$P(1) = 0, \quad (38)$$

$$P(0) = \eta(0) = 0. \quad (39)$$

Из сравнения полученной задачи с задачей (21), (22), (24), (26), (27) видно, что они полностью аналогичны, только в (36)–(39) подставлены конкретные значения параметров:

$\omega = 1, \gamma = 0$. Поэтому решение (36)–(39) полностью аналогично вышеизложенному, и вместо (35) получаем

$$c = -1, \quad 1 = 2[B/\text{Le}^n]\Theta_0^{-(n+1)}\Gamma(n+1), \quad (40)$$

откуда определяется значение G_0 .

Подставляя (40) в (35), (33), (29), находим

$$\gamma = 2\Theta_0^{-1} \ln(1/\omega), \quad (41)$$

$$P_1(\Theta) = \omega \left[\frac{1}{\Gamma(n+1)} \int_0^\Theta y^n \exp(-y) dy \right]^{1/2}, \quad (42)$$

$$\eta(u) = 1 - (\gamma + 1 - u)^{[1-\sigma(1+\gamma)]/[\text{Le}(1-\sigma)]} \times \exp\left(-\frac{\sigma u}{\text{Le}(1-\sigma)}\right). \quad (43)$$

Таким образом, выражения (28), (43) и (42), (34) определяют тепловые потоки и поле концентраций во всем интервале температуры.

Температурный профиль можно определить из уравнения (20), которое в безразмерных переменных $\xi = x\{c_{p,g}G_0/[\lambda_s(1-m) + \lambda_g m]\}$ имеет вид

$$\xi(u) = \int_u^{1-\omega\gamma/b} \frac{1}{P_c(u)} du, \quad (44)$$

где $P_c(u)$ — составное разложение для теплового потока, полученное из внешнего (28) и внутреннего (42) разложений мультипликативным или аддитивным способом. Положение фронта горения ξ_c определяется значением максимальной температуры $u = \gamma$. Учитывая узость внутренней области горения, в (44) вместо P_c можно использовать тепловой поток области прогрева $P(u)$ (28). Тогда с точностью порядка $O(\Theta_0^{-1})$ получаем

$$\xi_c = \int_\gamma^{1-\omega\gamma/b} \frac{1}{\omega(1+\gamma-u)} du = \frac{1}{\omega} \ln \frac{1}{\gamma(1+\omega/b)}. \quad (45)$$

В соответствии с принятыми переменными температура на внешней поверхности каркаса определяется через параметр γ и в безразмерном виде равна

$$u(0) = 1 - \frac{\omega\gamma}{b} = 1 - \frac{2\omega}{b\Theta_0} \ln \frac{1}{\omega}. \quad (46)$$

Тепловой поток, отводимый во внешнюю среду с поверхности каркаса, согласно исходному допущению определяется разностью температур поверхности каркаса и внешней среды: $q_s = (1-m)\alpha(T(0) - T_b)$. Переход к безразмерным переменным дает выражение $h_s = q_s/[c_{p,g}G_0(T_{ad} - T_b)] = b[1 - u(0)]$. Подставляя в него уравнение (46), получаем

$$h_s = \omega\gamma = (2\omega/\Theta_0) \ln(1/\omega). \quad (47)$$

Концентрация горючего компонента на входе в пористый слой определяется из (43), (46):

$$\begin{aligned} \eta(0) &= 1 - \left[\gamma \left(1 + \frac{\omega}{b}\right) \exp\left(-\frac{\sigma}{1-\sigma}\right) \right]^{1/\text{Le}} \times \\ &\quad \times [1 + O(\gamma \ln \gamma)] = \\ &= 1 - \left[\frac{2}{\Theta_0} \left(1 + \frac{\omega}{b}\right) \ln \frac{1}{\omega} \exp\left(-\frac{\sigma}{1-\sigma}\right) \right]^{1/\text{Le}} \times \\ &\quad \times [1 + O(\Theta_0^{-1} \ln \Theta_0)]. \end{aligned} \quad (48)$$

Из выражений (41), (46)–(48), (45), (40) определяются все основные размерные характеристики процесса в режиме горения:

$$T_{\max} = T_{ad} - \gamma(T_{ad} - T_b) = T_{ad} - 2 \frac{RT_{ad}^2}{E} \ln \frac{G_0}{G},$$

$$\begin{aligned} T(0) &= T_b + (T_{ad} - T_b) \frac{\omega\gamma}{b} = \\ &= T_b + 2 \frac{RT_{ad}^2 c_{p,g} G}{E(1-m)\alpha} \ln \frac{G_0}{G}, \end{aligned}$$

$$q_s = c_{p,g}G_0(T_{ad} - T_b)\gamma\omega = 2c_{p,g}G \frac{RT_{ad}^2}{E} \ln \frac{G_0}{G},$$

$$\begin{aligned} a(0) &= a_b \left\{ 1 - \left[\gamma \left(1 + \frac{\omega}{b}\right) \exp\left(-\frac{\sigma}{1-\sigma}\right) \right]^{1/\text{Le}} + \right. \\ &\quad \left. + O(\Theta_0^{-1} \ln \Theta_0) \right\} = \\ &= a_b \left\{ 1 - \left[\frac{2}{\Theta_0} \left(1 + \frac{c_{p,g}G}{(1-m)\alpha}\right) \right] \times \right. \end{aligned}$$

$$\times \ln \frac{G_0}{G} \exp \left(1 - \frac{T_{ad}}{T_b} \right) \Big]^{1/Le} \Big\},$$

$$x_c = \frac{\lambda_s(1-m) + \lambda_g m}{c_{p,g} G} \times \ln \frac{\Theta_0}{2[1 + c_{p,g} G / (1-m)\alpha] \ln(G_0/G)},$$

где

$$G_0 = \left[\frac{2\Gamma(n+1)\mu z \rho_{g,b}^n a_b^{n-1} [\lambda_s(1-m) + \lambda_g m]}{\Theta_0^{n+1} Le^n c_{p,g}} \times \exp \left(-\frac{E}{RT_{ad}} \right) \right]^{1/2}.$$

АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ РЕЖИМА ГОРЕНИЯ

Влияние теплоотдачи с внешней поверхности каркаса осуществляется через параметр $b \sim \alpha$. Как видно из (41), (47), теплоотдача не влияет на максимальную температуру горения γ (в размерном виде T_{\max}) и на тепловой поток с поверхности каркаса во внешнюю среду h_s , но изменяет положение фронта горения ξ_c (45) и параметры на входе в пористый слой (46), (48). При уменьшении $b(\alpha)$ безразмерная температура поверхности $u(0)$ монотонно уменьшается (размерная температура $T(0)$ соответственно возрастает), фронт горения смещается к внешней поверхности пористого слоя (ξ_c уменьшается), а концентрация горючего компонента $\eta(0)$ в результате увеличения выгорания уменьшается.

Изменение массовой скорости газа оказывает более сложное влияние на параметры процесса, и при этом наблюдаются немонотонные эффекты. Прежде всего, выясним диапазон допустимого изменения скорости газа в режиме горения. В рассматриваемом стационарном режиме горения допустимый температурный профиль монотонно неубывающий, максимальная температура горения не превышает адиабатическую, а концентрация горючего компонента и координата фронта горения не могут принимать отрицательных значений, поэтому выражения для характеристик горения (41), (45)–(48) имеют смысл лишь при

$$0 \leq \gamma \leq (1 + \omega/b)^{-1}.$$

Отсюда определяется область допустимых значений массовой скорости газа, в которой еще возможен стационарный режим горения в пористом слое:

$$0 \leq \ln(1/\omega) \leq (\Theta_0/2)(1 + \omega/b)^{-1}. \quad (49)$$

Левая часть неравенства (49) не выполняется при $\omega > 1$, когда массовая скорость газа превышает скорость газа в неограниченной пористой среде, при которой реализуется стоячий фронт горения. В этом случае фронт горения перемещается конвективным потоком газа вглубь слоя и режим горения становится невозможным аналогично ситуации при горении газа в потоке [12, 13, 16]. Если правая часть неравенства (49) не выполняется, то скорость поступления газа в слой слишком мала, фронт горения близко подходит к внешней поверхности каркаса и стационарное горение также становится невозможным. Существует два механизма срыва стационарного горения. В случае, когда коэффициенты теплоотдачи с поверхности каркаса малы, при приближении фронта горения к внешней поверхности происходит ее перегрев, так как все новые порции поступающего газа сгорают вблизи внешней поверхности, а теплоотдача недостаточна для отвода выделяющегося тепла. Горение переходит в нестационарный режим теплового взрыва. При больших значениях коэффициента теплоотдачи температура поверхности $T(0)$ остается близкой к температуре внешней среды T_b и при приближении фронта горения к внешней поверхности (за счет уменьшения скорости газа) происходит гашение пламени. Во втором случае ситуация по сути аналогична случаю, когда стационарное горение невозможно из-за больших теплотерь из зоны пламени [17].

Предельные точки диапазона значений ω , в котором выполняется неравенство (49), определяются уравнением

$$\Theta_0/2 = (1 + \omega_*/b) \ln(1/\omega_*). \quad (50)$$

В зависимости от Θ_0 и b уравнение (50) может иметь один, два или три корня. При $b \geq 1/e^2$ правая часть уравнения (50) является монотонно убывающей функцией ω_* (рис. 1, кривая 3) и, следовательно, уравнение (50) имеет единственный корень $\omega_*(\Theta_0, b)$, который находится итерациями

$$\omega_*^{(i)} = \exp[-(\Theta_0/2)(1 + \omega_*^{(i)}/b)^{-1}], \quad (51)$$

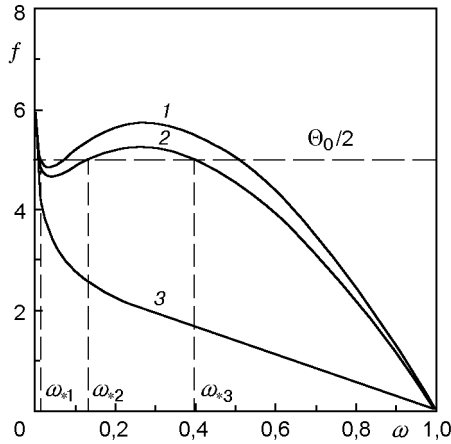


Рис. 1. Решение уравнения (50):

$f(\omega, b)$ — правая часть уравнения (50), $b = 0,08$ (1), $0,09$ (2), $0,5$ (3)

и определяет предельную скорость подачи газа. Стационарное горение происходит при $\omega \in (\omega_*, 1)$. При $\omega < \omega_*(\Theta_0, b)$ и $b \geq 1/e^2$ стационарное горение невозможно из-за гашения пламени за счет охлаждения внешней средой.

При $b \leq 1/e^2$ функция $f(\omega) = (1 + \omega/b) \ln(1/\omega)$ имеет точки экстремума, положение которых определяется уравнением

$$\ln(1/e\omega) = b/\omega. \quad (52)$$

Уравнение (52) имеет два корня: $\omega_1 \leq 1/e^2$ и $1/e^2 \leq \omega_2 \leq 1/e$, которые определяют соответственно локальные минимум и максимум функции $f(\omega)$:

$$f_{\min} = 2 + \omega_1/b + b/\omega_1, \quad f_{\max} = 2 + \omega_2/b + b/\omega_2.$$

Корни ω_1 и ω_2 можно найти итерациями:

$$\omega_1^{(i)} = b / [\ln(1/\omega_1^{(i-1)}) - 1],$$

$$\omega_2^{(i)} = \exp[-(1 + b/\omega_2^{(i-1)})].$$

Качественный характер изменения функции $f(\omega)$ показан на рис. 1, по которому определяется диапазон допустимых значений ω . Вертикальная линия $\omega = 1$ ограничивает область допустимых значений в соответствии с левой частью неравенства (49). Корни уравнения (50) определяют точки пересечения горизонтальной прямой $\Theta_0/2$ с графиком функции $f(\omega)$. При $2f_{\min} \leq \Theta_0 \leq 2f_{\max}$ уравнение (50) имеет три корня: $\omega_{*1} \leq \omega_{*2} \leq \omega_{*3}$.

В диапазоне $\omega \in (\omega_{*3}, 1)$ реализуется стационарный режим горения. При уменьшении ω и достижении им значения $\omega = \omega_{*3}$ фронт горения подходит близко к внешней поверхности. В этом случае теплоприход превышает теплоотвод, поверхность перегревается, нарушается стационарность горения и процесс переходит во взрывной нестационарный режим при $\omega \in (\omega_{*2}, \omega_{*3})$. При $\omega = \omega_{*2}$ поступление горючего газа в пористую среду снижено настолько, что теплоотдача во внешнюю среду уже справляется с отводом тепла от химических реакций. Восстанавливается стационарный режим горения, который существует в промежутке $\omega \in (\omega_{*1}, \omega_{*2})$. При $\omega = \omega_{*1}$ поступление горючего компонента в пористый слой слишком мало, тепловыделения не хватает для поддержания горения и происходит гашение пламени внешней средой. Далее, при $\omega < \omega_{*1}$ стационарный режим невозможен.

При $\Theta_0 \geq 2f_{\max}$ уравнение (50) имеет один (ω_{*1}) или два (ω_{*1}, ω_{*2}) корня, стационарный режим существует в промежутке $\omega \in (\omega_{*1}, 1)$. Срыв стационарного горения при $\omega = \omega_{*1}$ происходит за счет гашения пламени внешней средой. Аналогично для $\Theta_0 \leq 2f_{\min}$ стационарный режим горения существует при $\omega \in (\omega_{*3}, 1)$, но срыв горения происходит за счет перехода горения во взрывной нестационарный режим. При данном значении коэффициента теплоотдачи b кондуктивный теплоотвод не справляется с отводом тепла и температура у поверхности снижается только конвективным потоком из внешней среды при значительных скоростях поступления газа.

При уменьшении Θ_0 область существования режима горения сужается. Минимальное значение функции $f(\omega)$ равно $f_{\min} = 4$, поэтому при $\Theta_0 \leq 8$ уравнение (50) имеет единственный корень ω_* при любых значениях b . Уменьшение коэффициента теплообмена b приводит к возрастанию f_{\min} и f_{\max} , и область изменения ω , в которой существует стационарный режим горения, также сужается (см. рис. 1, кривые 1–3). При $b \rightarrow 0$ $\omega_1 \rightarrow 0$, $\omega_2 \rightarrow 1/e$, а f_{\min} и f_{\max} неограниченно возрастают. Функция $f(\omega)$ переходит в прямую $\omega = 1$, и режим горения вообще становится невозможным.

Изменение массовой скорости газа в допустимом диапазоне приводит к изменению всех параметров процесса. Качественный вид поведения параметров γ (41), $u(0)$ (46), h_s (47),

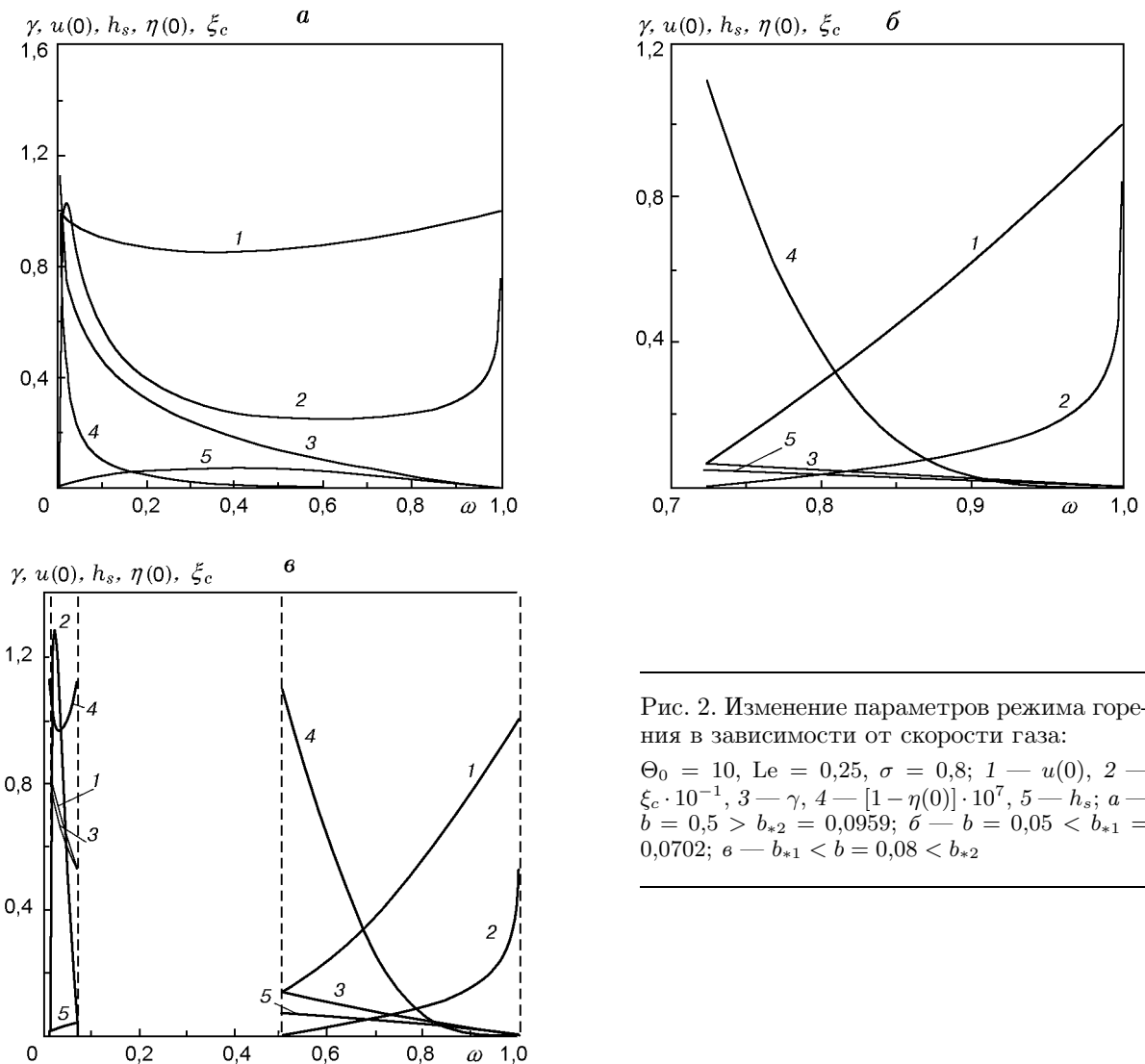


Рис. 2. Изменение параметров режима горения в зависимости от скорости газа:

$\Theta_0 = 10$, $Le = 0,25$, $\sigma = 0,8$; 1 — $u(0)$, 2 — $\xi_c \cdot 10^{-1}$, 3 — γ , 4 — $[1 - \eta(0)] \cdot 10^7$, 5 — h_s ; а — $b = 0,5 > b_{*2} = 0,0959$; б — $b = 0,05 < b_{*1} = 0,0702$; в — $b_{*1} < b = 0,08 < b_{*2}$

$\eta(0)$ (48), ξ_c (45) в зависимости от ω показан на рис. 2 при больших и малых значениях коэффициента теплоотдачи b . В любом случае рост ω приводит к монотонному уменьшению γ (кривая 3 на рис. 1). В размерных переменных это соответствует монотонному росту максимальной температуры T_{\max} , что связано с увеличением поступления горючего компонента в пористый слой. При $\omega \rightarrow 1$ $\gamma \rightarrow 0$ и $T_{\max} \rightarrow T_{ad}$ — максимально возможной температуре горения в пористом слое.

Температура на внешней поверхности $u(0)$ и теплоотдача с каркаса h_s во внешнюю среду с ростом ω изменяются немонотонно (см. рис. 2, а, в, кривые 1 и 5 соответственно). Безразмерная температура проходит через минимум при $\omega = 1/e$: $u_{\min}(0) = 1 - 2/eb\Theta_0$. Это соответствует максимуму размерной тем-

пературы поверхности, при которой еще возможен стационарный режим горения. Таким образом, максимально возможный разогрев поверхности при стационарном горении обратно пропорционален коэффициенту теплоотдачи: $T(0) - T_b = 2c_{p,g}G_0(RT_{ad}^2/E)/[e(1 - m)\alpha]$. Первоначальный рост размерной температуры поверхности вызван увеличением поступления горючего компонента в пористый слой и общим ростом температуры среды. Уменьшение $T(0)$ при $\omega > 1/e$ связано с ростом конвективного охлаждения потоком газа и удалением фронта горения от внешней поверхности. Тепло, отводимое с внешней поверхности каркаса h_s , не зависит от коэффициента теплоотдачи b и определяется только скоростью газа ω . Поскольку теплоотдача пропорциональна разности температур поверхности каркаса и внешней сре-

ды, h_s принимает свое максимальное значение ($h_s = 2/e\Theta_0$) также при $\omega = 1/e$, когда температура поверхности максимальна. Ограниченность тепловода с внешней поверхности каркаса при невысоких скоростях газа, когда охлаждение конвективным потоком также небольшое, приводит к перегреву каркаса и срыву стационарного горения. Немонотонность в изменении $u(0)$ и h_s реализуется, если значение $\omega = 1/e$ принадлежит области допустимых значений ω (см. рис. 2,а, кривые 1 и 5).

Выгорание горючего компонента на входе в пористый слой ($1 - \eta(0)$) при $b \geq 1/e^2$ мало и монотонно падает с ростом ω . Реально выгорание достигает конечных значений лишь при малых ω (см. рис. 2, кривая 4). Немонотонное изменение концентрации горючего компонента на входе в пористый слой с ростом ω имеет место лишь при $b < 1/e^2$. Локальные максимум и минимум $\eta(0)$ связаны с конкурирующими процессами — увеличением поступления горючего компонента с конвективным потоком газа из внешней среды и увеличением выгорания в результате повышения температуры поверхности. Локальные максимум и минимум $\eta(0)$ достигаются соответственно при $\omega = \omega_1$ и $\omega = \omega_2$ (ω_1, ω_2 — корни уравнения (52)) и существуют лишь при $b < 1/e^2$, если ω_1, ω_2 входят в область допустимых значений ω (см. рис. 2,в, кривая 4).

Наиболее сильно зависит от ω координата фронта горения ξ_c (45). При различных значениях Θ_0 и b качественное и количественное изменение $\xi_c(\omega)$ различно и связано с областью определения ω . При $\Theta_0 < 8$ зависимость $\xi_c(\omega)$ экстремумов не имеет и растет в диапазоне допустимых значений $\omega \in (\omega_*, 1)$. При $\Theta_0 \geq 8$ существуют два критических параметра теплоотдачи:

$$b_{*1,2} = (\Theta_0/8)(1 \pm \sqrt{1 - 8/\Theta_0})^2 \times \\ \times \exp [-(\Theta_0/4)(1 \pm \sqrt{1 - 8/\Theta_0})],$$

значения которых связаны с областью допустимых значений ω . При $\Theta_0 \geq 8$ и $b \geq b_{*2}$, что соответствует случаю $\Theta_0 \geq 2f_{\max}$, область таких значений состоит из одного промежутка: $\omega \in (\omega_{*1}, 1)$ — и на нем $\xi_c(\omega)$ имеет локальные максимум и минимум (см. рис. 2,а, кривая 2), положения которых определяют соответственно меньший и больший корни уравнения (их всего два):

$$\left(\ln \frac{1}{\omega_\xi}\right)^{-1} + \ln \left(\ln \frac{1}{\omega_\xi}\right) =$$

$$= \ln \frac{e\Theta_0}{2} - \ln \left(1 + \frac{\omega_\xi}{b}\right) - \left(1 + \frac{\omega_\xi}{b}\right)^{-1}.$$

Эти корни можно определить итерациями:

$$\omega_{\xi,1}^{(i)} = \exp \left\{ -\frac{e\Theta_0}{2(1 + \omega_{\xi,1}^{(i-1)}/b)} \times \right. \\ \left. \times \exp \left[-\frac{1}{1 + \omega_{\xi,1}^{(i-1)}/b} - \left(\ln \frac{1}{\omega_{\xi,1}^{(i-1)}}\right)^{-1} \right] \right\},$$

$$\omega_{\xi,2}^{(i)} = \exp \left\{ -\left[\ln \frac{e\Theta_0}{2(1 + \omega_{\xi,2}^{(i-1)}/b) \ln(1/\omega_{\xi,2}^{(i-1)})} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{1 + \omega_{\xi,2}^{(i-1)}/b} \right]^{-1} \right\}.$$

Первоначальный отход фронта горения от внешней поверхности с ростом значений ω связан с горением при низких температурах, практически при температуре внешней среды. Температура мала даже в области основных химических реакций, так как в результате малости конвективных потоков в слой поступает незначительное количество горючего компонента и почти все тепло от реакций выводится в окружающую среду. Химического процесса вообще не будет, если скорость химической реакции в окрестности T_b равна нулю. Рост ξ_c связан с увеличением конвективного потока, который смещает область основных химических реакций вглубь пористого слоя. При достаточно большом поступлении горючего компонента ($\omega \geq \omega_{\xi,1}$) теплоприход от химических реакций превышает теплоотвод. Повышаются температура и скорость горения, и фронт горения смещается к внешней поверхности каркаса ($\omega \in (\omega_{\xi,1}, \omega_{\xi,2})$). Это приводит к возрастанию теплоотвода с нее во внешнюю среду, что, в свою очередь, понижает температуру поверхности и останавливает движение фронта горения к поверхности ($\omega = \omega_{\xi,2}$). При дальнейшем росте ω ($\omega > \omega_{\xi,2}$) фронт горения конвективным потоком газа перемещается от внешней поверхности.

При $\Theta_0 \geq 8$ и $b \leq b_{*1}$, что соответствует случаю $\Theta_0 \leq 2f_{\min}$, область допустимых значений ω состоит из одного промежутка: $\omega \in (\omega_{*3}, 1)$, и на нем ξ_c монотонно увеличивается с ростом ω (см. рис. 2,б, кривая 2).

Если $\Theta_0 > 8$ и $b_{*1} < b < b_{*2}$, область определения ω состоит из двух промежутков:

$\omega \in (\omega_{*1}, \omega_{*2})$ и $\omega \in (\omega_{*3}, 1)$. Локальные максимум и минимум ξ_c находятся в первом промежутке (см. рис. 2, в, кривая 2) и вызваны процессами, аналогичными описанным выше.

Если $\Theta_0 = 8$, то $b_{*1} = b_{*2} = 1/e^2$, область изменения ω состоит из одного промежутка, а значение $b = 1/e^2$ разделяет монотонное (при $b \leq 1/e^2$) и немонотонное (при $b > 1/e^2$) изменения зависимости $\xi(\omega)$ при росте ω .

При $\omega \rightarrow 1$ фронт горения сносится потоком на бесконечность. Стационарный режим горения становится невозможным.

РЕЖИМ ОТРЫВА

При больших скоростях газа фронт горения находится в глубине пористого слоя. В этом режиме фронт горения стабилизируется только благодаря протеканию химических реакций уже при исходной температуре газа T_b . В результате происходит разогрев среды, а вместе с ним повышается массовая скорость горения G_0 . При некоторой температуре T_0 скорость горения становится равной массовой скорости газа и фронт пламени останавливается [12, 13]. В этом режиме на температурном профиле можно выделить три существенно различающиеся зоны процесса: самоподогрев вблизи T_b с характерным масштабом RT_b^2/E ; прогрев в окрестности T_0 с характерным масштабом $(T_{ad} - T_0)$; интенсивные химические реакции в окрестности T_{max} с масштабом RT_{ad}^2/E [16]. Для того чтобы обычное понятие горения не теряло смысла, необходимо выполнение условия

$$(T_{ad} - T_0)/(RT_{ad}^2/E) \gg 1. \quad (53)$$

В качестве параметра разложения, как и в предыдущем режиме, будем использовать $\Theta_0^{-1} \ll 1$. Масштабом для теплового потока в областях прогрева и интенсивных химических реакций будет $q_{max} = c_{p,g}G_0(T_{ad} - T_0)$, где G_0 — массовая скорость горения при максимальной температуре T_{ad} . В области самоподогрева ввиду малости тепловых потоков масштабом является $q_{m,2} = c_{p,g}G_0(T_{ad} - T_0)\Theta_0^{n+1} \exp[-\Theta_0/(1 - \sigma)]$.

В безразмерных переменных $P = q/q_{max}$, $u = (T_{ad} - T)/(T_{ad} - T_0)$, $\eta = a/a_b$ уравнения (14), (15) в области прогрева имеют вид, аналогичный уравнениям (21), (22) в режиме горения. Их решением с точностью до экспоненциально малых величин $O(\Theta_0^{n+1} \exp(-\Theta_0 u \nu))$ являются уравнения

$$P(u) = c_1 - \omega u, \quad (54)$$

$$\eta(u) = \frac{c_1 \nu}{\omega} - \gamma + c_2 (c_1 - \omega u)^{(\omega - c_1 \sigma \nu)/[Le \omega (1 - \sigma)]} \times \exp \frac{\sigma \nu (c_1 - \omega u)}{Le \omega (1 - \sigma)}, \quad (55)$$

где $\nu = (T_{ad} - T_0)/(T_{ad} - T_b)$ — безразмерная температура стабилизации пламени, c_1, c_2 — неизвестные константы интегрирования, остальные параметры те же, что и в режиме горения.

В области интенсивных химических реакций в соответствии с масштабами этой области переходим к переменным $\Theta = \Theta_0(\nu u - \gamma)$, $P_1 = P$, $\eta_1 = \Theta_0 \eta$. В результате из (14), (15), (19) следует задача, аналогичная задаче (30)–(32) режима горения. Ее решение с учетом значения B из (40) имеет вид

$$P_1(\Theta) = \frac{1}{\nu} \left[\frac{1}{\Gamma(n+1)} \exp(-\Theta_0 \gamma) \times \int_0^\Theta y^n \exp(-y) dy \right]^{1/2} + O(\Theta_0^{-1}), \quad (56)$$

$$\eta_1(\Theta) = \Theta/Le(1 - \sigma). \quad (57)$$

В области самоподогрева переходим к переменным $\tilde{\Theta} = E(T_b - T)/RT_b^2 = \Theta_0(\nu u - 1)/(1 - \sigma)^2$, $P_2 = P\Theta_0^{-(n+1)} \exp(\Theta_0/(1 - \sigma))$, $\eta_2 = \eta$, и задача (14), (15), (17) принимает вид

$$\frac{\nu^2 \Theta_0^{n+2}}{(1 - \sigma)^2} \exp\left(-\frac{\Theta_0}{1 - \sigma}\right) P_2 \frac{dP_2}{d\tilde{\Theta}} + \omega \nu P_2 - B \frac{\Theta_0^{-n-1}}{[1 - \sigma(1 - \sigma)\Theta_0^{-1}\tilde{\Theta}]^n} \eta_2^n \times \exp\left[-\frac{\tilde{\Theta}}{1 - \sigma(1 - \sigma)\tilde{\Theta}\Theta_0^{-1}}\right] = 0, \quad (58)$$

$$\nu \Theta_0^{n+1} \exp\left(-\frac{\Theta_0}{1-\sigma}\right) \times \\ \times P_2 \left[\frac{\text{Le} \Theta_0}{(1-\sigma)^2 [1-\sigma(1-\sigma) \Theta_0^{-1} \tilde{\Theta}]} \frac{d\eta_2}{d\tilde{\Theta}} - 1 \right] + \\ + \omega [\eta_2 - \tilde{\Theta} (1-\sigma)^2 \Theta_0^{-1} - 1 + \gamma] = 0, \quad (59)$$

$$\nu \Theta_0^{n+1} \exp\left(-\frac{\Theta_0}{1-\sigma}\right) \times \\ \times P_2 \Big|_{\tilde{\Theta} = -\frac{\gamma \Theta_0 \omega}{b(1-\sigma)^2}} = \frac{\gamma \omega}{b} (b + \omega). \quad (60)$$

Из (58)–(60), используя значение B из (40), с точностью до главных порядков находим

$$P_2 = \frac{\text{Le}^n [1 + (1-\sigma)^2 \Theta_0^{-1} \tilde{\Theta}]^n}{2\Gamma(n+1) \nu \omega [1-\sigma(1-\sigma) \Theta_0^{-1} \tilde{\Theta}]^n} \times \\ \times \exp\left[-\frac{\tilde{\Theta}}{1-\sigma(1-\sigma) \tilde{\Theta} / \Theta_0}\right] + \\ + O\left(\Theta_0^{n+2} \exp\left(-\frac{\Theta_0}{1-\sigma}\right)\right), \quad (61)$$

$$\eta_2 = 1 + \tilde{\Theta} (1-\sigma)^2 \Theta_0^{-1} + O\left(\Theta_0^{n+2} \exp\left(-\frac{\Theta_0}{1-\sigma}\right)\right), \quad (62)$$

$$\gamma = \frac{b \text{Le}^n}{2\Gamma(n+1) \omega^2 (b + \omega)} \Theta_0^{n+1} \exp\left(-\frac{\Theta_0}{1-\sigma}\right) \times \\ \times \left[1 + O\left(\Theta_0^{n+2} \exp\left(-\frac{\Theta_0}{1-\sigma}\right)\right)\right]. \quad (63)$$

Константы c_1 и c_2 находятся из срачивания решений в области прогрева (54), (55) с решением в области интенсивных химических реакций (56), (57):

$$c_1 = \frac{1}{\nu} \exp\left(-\frac{\Theta_0 \gamma}{2}\right) = \\ = \frac{1}{\nu} + O\left(\Theta_0^{n+2} \exp\left(-\frac{\Theta_0}{1-\sigma}\right)\right), \quad (64)$$

$$c_2 = -\frac{1}{\omega} \nu^{(\omega-\sigma)/[\text{Le}\omega(1-\sigma)]} \exp\left[-\frac{\sigma}{\text{Le}\omega(1-\sigma)}\right].$$

Срачивая решение (54), (55) после подстановки c_1 и c_2 из (64) с решением в области самоподогрева (61), (62), находим

$$\nu = \frac{1}{\omega} + O\left(\Theta_0^{n+2} \exp\left(-\frac{\Theta_0}{1-\sigma}\right)\right). \quad (65)$$

Выражения (61)–(63), (65) определяют основные параметры режима отрыва, которые в размерном виде дают соотношения

$$T_0 = T_{ad} - Q a_b G_0 / \mu c_{p,g} G, \quad (66)$$

$$T_{\max} = T_{ad} - \frac{(1-m)\alpha Q z \rho_{g,b}^n a_b^n}{c_{p,g}^2 G^2} \times \\ \times \frac{\lambda_s(1-m) + \lambda_g m}{(1-m)\alpha + c_{p,g} G} \exp\left(-\frac{E}{RT_b}\right), \quad (67)$$

$$T(0) = T_b + \frac{Q z \rho_{g,b}^n a_b^n}{c_{p,g} G} \times \\ \times \frac{\lambda_s(1-m) + \lambda_g m}{(1-m)\alpha + c_{p,g} G} \exp\left(-\frac{E}{RT_b}\right), \quad (68)$$

$$q_s = \frac{(1-m)\alpha Q z \rho_{g,b}^n a_b^n}{c_{p,g} G} \times \\ \times \frac{\lambda_s(1-m) + \lambda_g m}{(1-m)\alpha + c_{p,g} G} \exp\left(-\frac{E}{RT_b}\right), \quad (69)$$

$$a(0) = a_b - \mu z \rho_{g,b}^n a_b^n \times \\ \times \frac{\lambda_s(1-m) + \lambda_g m}{(1-m)\alpha + c_{p,g} G} \exp\left(-\frac{E}{RT_b}\right). \quad (70)$$

АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ РЕЖИМА ОТРЫВА

Из выражений (68)–(70) видно, что параметры процесса на внешней поверхности: тепловой поток с поверхности каркаса q_s , температура $T(0)$ и выгорание $(a_b - a(0))$ — определяются скоростью химической реакции при температуре внешней среды и в связи с этим экспоненциально малы: $O(\exp(-E/RT_b))$. Также экспоненциально мала разность между адиабатической температурой горения и максимально

возможной ($T_{ad} - T_{\max}$, см. (67)). При возрастании скорости потока G параметры q_s и $T(0)$ монотонно убывают, концентрация $a(0)$ приближается к значению во внешней среде, а температура горения T_{\max} возрастает. Увеличение коэффициента теплоотдачи на внешней поверхности каркаса α приводит к монотонному уменьшению температуры поверхности и температуры горения, а тепловой поток во внешнюю среду с поверхности каркаса и концентрация горючего компонента на входе возрастают. Температура T_0 (66), при которой пламя стабилизируется, растет с увеличением G и не зависит от α .

Для определения положения фронта горения воспользуемся тем фактом, что протяженность зоны самоподогрева значительно превосходит ширину зон прогрева и интенсивных химических реакций. В этом случае положение фронта горения можно определить по координате температуры T_0 (в безразмерном виде соответственно $u = \nu$) и в уравнении (44) вместо составного разложения для теплового потока p_c использовать тепловой поток зоны самоподогрева. Преобразуя p_2 из (61) к переменным прогрева режима горения и подставляя полученное выражение в (44), для координаты фронта горения получаем выражение

$$\xi_c = \frac{2\omega\Gamma(n+1)}{\text{Le}^n(1-\sigma)^n} \Theta_0^{-(n+1)} \exp \frac{\Theta_0}{1-\sigma} \times \\ \times \int_{\nu}^{1-\omega\gamma/b} \frac{(1-\sigma u)^n}{u^n} \exp \frac{\Theta_0(u-1)}{(1-\sigma)(1-\sigma u)} du. \quad (71)$$

Интеграл (71) берется асимптотически методом Лапласа с использованием параметра $\Theta_0 \gg 1$. В результате

$$\xi_c = \frac{2\omega(1-\sigma)^2\Gamma(n+1)}{\text{Le}^n} \Theta_0^{-(n+2)} \times \\ \times \exp \left(\frac{\Theta_0}{1-\sigma} \right) [1 + O(\Theta_0^{-1})].$$

Как видно из последнего выражения, координата фронта горения зависит только от скорости потока ω и не зависит от интенсивности теплоотдачи с внешней поверхности каркаса b . С ростом ω координата фронта пламени монотонно возрастает.

Подставляя значение T_0 (66) в (53), находим значения массовой скорости газа, при которых имеет место режим отрыва и допустимо приведенное решение:

$$G \ll Qa_b G_0 E / \mu_{c,p,g} R T_{ad}^2.$$

Если последнее неравенство не выполняется, горение переходит в индукционный вырожденный режим, в котором зона прогрева исчезает. Самоподогрев газа за счет химических реакций при исходной температуре повышает температуру системы до высоких значений, при которых происходит сгорание газа во всем прогретом объеме. Передача тепла теплопроводностью для этого режима незначительна, зона прогрева не устанавливается из-за больших скоростей газа.

В заключение отметим, что полученные решения в режимах горения и отрыва представляют собой главные члены асимптотических разложений соответствующих величин по параметру Θ_0^{-1} . Вся качественная характеристика процесса связана именно с этими значениями. Для увеличения количественной точности решения необходимо определение последующих членов асимптотических разложений. При этом не возникает принципиальных трудностей, однако объем вычислений повышается.

Автор выражает искреннюю признательность А. М. Тимохину за полезное обсуждение работы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-01-03009).

ЛИТЕРАТУРА

1. Алдушин А. П., Мержанов А. Г. Теория фильтрационного горения: общие представления и состояние исследований // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. Новосибирск: Наука, 1988. С. 9–52.
2. Бабкин В. С., Дробышев В. И., Лаевский Ю. М., Потытняков С. И. О механизме распространения волн горения в пористой среде при фильтрации газа // Докл. АН СССР. 1982. Т. 265, № 5. С. 1157–1161.
3. Коржавин А. А., Бунев В. А., Абдуллин Р. Х., Бабкин В. С. О зоне пламени при горении газа в инертной пористой среде // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 6. С. 20–23.
4. Бабкин В. С., Дробышев В. И., Лаевский Ю. М., Потытняков С. И. Фильтрационное горение газов // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 2. С. 17–26.

5. **Потытняков С. И., Лаевский Ю. М., Бабкин В. С.** Влияние теплотерь на распространение стационарных волн при фильтрационном горении газов // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 1. С. 19–26.
6. **Лаевский Ю. М., Бабкин В. С., Дробышевский В. И., Потытняков С. И.** К теории фильтрационного горения газов // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 6. С. 3–17.
7. **Бабкин В. С., Лаевский Ю. М.** Фильтрационное горение газов // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 5. С. 49–57.
8. **Takeo T. and Sato K.** A theoretical and experimental study on excess enthalpy flame // Progress in Astronaut. and Aeronaut. 1981. V. 76, N 4. P. 596–607.
9. **Takeo T.** A theoretical and experimental study on excess enthalpy flame // Proc. of Workshop on the Gas Flame Structure. Novosibirsk, 1984. Pt II. P. 237–265.
10. **Буркина Р. С.** Зажигание пористого тела потоком излучения // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 6. С. 5–13.
11. **Математическая** теория горения и взрыва / Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе. М.: Наука, 1987.
12. **Мержанов А. Г., Филоненко А. К.** О тепловом самовоспламенении гомогенной газовой смеси в потоке // Докл. АН СССР. 1963. Т. 152, № 1. С. 143–146.
13. **Хайкин Б. И., Руманов Э. Н.** К задаче о режимах экзотермической реакции в одномерном потоке // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 5. С. 671–678.
14. **Кухлинг Х.** Справочник по физике. М.: Мир, 1982.
15. **Коллинз Р.** Течение жидкостей через пористые материалы. М.: Мир, 1964.
16. **Боброва Н. Р., Буркина Р. С., Вилюнов В. Н.** О стационарном горении в одномерном потоке газов // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 3. С. 54–60.
17. **Зельдович Я. Б.** Теория предела распространения тихого пламени // Журн. эксперим. и теор. физики. 1941. Т. 11, вып. 1. С. 159–168.

*Поступила в редакцию 15/II 1999 г.,
в окончательном варианте — 16/XII 1999 г.*
