

**ИНИЦИИРОВАНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЛН
ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ПОРИСТЫХ СИСТЕМ**

*О. С. Рабинович, И. Г. Гуревич
(Минск)*

Стационарные режимы фильтрационного горения (ФГ) пористых систем с вынужденной фильтрацией газа-окислителя изучены как аналитически [1—3], так и численными методами [4—6] достаточно хорошо, чего нельзя сказать о переходных процессах, связанных с иницированием соответствующих волн горения. В то же время практика постоянно напоминает о необходимости восполнения этого пробела.

В [7] поставлена и частично решена задача о зажигании и горении одномерных коротких пористых образцов, содержащих в общем случае структурные неоднородности. Обнаруженные при этом дефекты подтвердили необходимость более широкого и детального изучения указанных нестационарных процессов.

Формирование волн ФГ обладает той особенностью, что стадия прогрева пористого материала (какой-то его части) может осуществляться абсолютно независимо от процесса химического реагирования: с помощью внешнего энергисточника, после отключения которого начинается собственно фильтрация несущего окислитель газа. Такой способ иницирования ФГ в его технологических приложениях наиболее экономичен и экологически чист по расходу газообразного компонента реакции.

В работе методом численного моделирования изучались различные варианты реализации указанного способа: локальное зажигание в центральной части пористого образца «бесконечной» (с точки зрения исключения влияния граничных условий) длины; иницирование встречной волны ФГ путем локального прогрева тыльной (по отношению к направлению фильтрации газа) части образца; формирование спутной инверсной волны ФГ прогревом его фронтальной части.

Цель исследования — выяснение особенностей динамики волн ФГ, влияния на нее температуры Θ_n и ширины зоны поджигания (прогрева) L_n ; установление соотношения между минимальной (критической) температурой зажигания Θ_z и L_n при различных режимных параметрах и характеристиках физической системы; определение времени зажигания τ_z и величины «проскока» окислителя (мгновенного ξ_L/ξ_0 и интегрального $\int_0^\infty (\xi_L/\xi_0) dt$) во время поджига.

Постановка задачи

Макрокинетическая модель процесса ФГ описывалась системой нестационарных уравнений, аналогичной предложенной в [3]. В нее входят следующие уравнения (в безразмерных переменных): энергии

$$\begin{aligned} (\tilde{c}_{p3} + \psi \delta \tilde{c}_{p1} \eta) \frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\tilde{\lambda} \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right) - \gamma \left[\tilde{c}_{p2} + (\psi \tilde{c}_{p1} - \tilde{c}_{p2}) \xi_* \tilde{\xi} \right] \tilde{\rho} \tilde{v} \frac{\partial \Theta}{\partial x} + \\ + \varphi - \kappa (\Theta - \Theta_0), \end{aligned} \quad (1)$$

сохранения массы окислителя

$$\frac{1}{\gamma\omega} \frac{\partial}{\partial \tau} (\tilde{\rho}\tilde{\xi}) = - \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} (\tilde{\rho}\tilde{\xi}\tilde{v}) - \frac{\delta}{\tilde{x}_*} \Phi, \quad (2)$$

неразрывности газового потока

$$\frac{1}{\gamma\omega} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \tau} = - \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} (\tilde{\rho}\tilde{v}) - \delta\Phi, \quad (3)$$

кинетики окисления твердой фазы

$$\partial\eta/\partial\tau = \gamma\Phi, \quad (4)$$

состояния газовой фазы

$$\tilde{\rho} = (1 + \beta\Theta_0)/(1 + \beta\Theta). \quad (5)$$

Вид функции $\Phi(\Theta, \eta, \tilde{\xi})$, определяющей безразмерную скорость реакции, задавался выражением

$$\Phi(\Theta, \eta, \tilde{\xi}) = f(\eta) \tilde{\xi}^n \exp\left[\frac{\Theta}{1 + \beta\Theta}\right]. \quad (6)$$

Разогрев зоны поджигания моделировался заданием в начальный момент времени прямоугольного температурного профиля, в соответствии с чем начальные условия для поставленной задачи имели вид:

$$\Theta(0, \tilde{x}) = \begin{cases} \Theta_0, & \tilde{x} \in [0, \tilde{x}_1], \\ \Theta_{II}, & \tilde{x} \in [\tilde{x}_1, \tilde{x}_2], \\ \Theta_0, & \tilde{x} \in [\tilde{x}_2, \tilde{x}_L], \end{cases} \quad \tilde{\xi}(0, \tilde{x}) = \begin{cases} \tilde{\xi}_0, & \tilde{x} \in [0, \tilde{x}_1], \\ 0, & \tilde{x} \in [\tilde{x}_1, \tilde{x}_L], \end{cases} \quad (7)$$

$$\tilde{v}(0, \tilde{x}) = \tilde{v}_0/\tilde{\rho}_0(0, \tilde{x}), \quad \eta(0, \tilde{x}) = 0.$$

Здесь 0 и \tilde{x}_L — координаты границ образца длиной L .

На границе входа газа в пористый материал использовалось условие баланса с безынерционным в тепловом отношении инертным входным участком:

$$\tilde{\lambda} \frac{\partial \Theta}{\partial \tilde{x}} \Big|_{\tilde{x}=0} = \gamma [1 + (\psi - 1) \xi_* \tilde{\xi}_0] [\Theta(\tau, 0) - \Theta_0] \tilde{v}_0; \quad (8)$$

$$\tilde{\xi}(\tau, 0) = \tilde{\xi}_0, \quad \tilde{v}(\tau, 0) = \tilde{v}_0/\tilde{\rho}(\tau, 0).$$

Граница выхода газа считалась теплоизолированной:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tilde{x}} \Big|_{\tilde{x}=\tilde{x}_L} = 0. \quad (9)$$

В (1)–(9) использованы следующие обозначения. Безразмерные переменные: $\Theta = \frac{E}{RT_*^2} (T - T_*)$ — температура; $\tilde{x} = x/x_*$ — простран-

ственная координата; $\tau = t/\gamma t_*$ — время; $\xi = \xi/\xi_*$ — относительная концентрация окислителя; η — степень превращения конденсированной фазы; $\xi = c_1/(c_1 + c_2)$; $\eta = (c_3^0 - c_3)/c_3^0$; c_j — молярная концентрация j -го

компонента системы; индексы 1, 2, 3 относятся к окислителю, инерту, к-фазе соответственно, 0 — к начальным значениям параметров системы, L — к значениям на выходе из системы. Безразмерные параметры: $\gamma =$

$= \left(\frac{RT_*^2}{E}\right) \left/\left(\frac{Q}{c_{p3}^0}\right)\right.$ — обратный адиабатический разогрев; $\tilde{c}_{pj} = c_{pj}/c_{pj}^*$ — тепло-

емкость; $v_0 = v_0/v_*$ — скорость фильтрации газа на входе в образец;

$\tilde{\xi}_0$ — входная концентрация окислителя; Θ_0 — входная температура газа;

$\tilde{\lambda} = \lambda/\lambda_*$ — эффективная теплопроводность; $\kappa = \frac{\alpha_* \gamma i_*^0}{c_{p3}^0 v_*^0}$ — коэффициент

теплопотерь; $\omega = c_p^0 c_p^0 RT_0 / pc_p^0$; $\beta = \frac{RT_*}{E}$; $\delta = \mu \frac{c_{p_2}^0}{c_{p_3}^0}$; $\psi = c_{p_1}^0 / c_{p_2}^0$; $c_{p_j}^0$ — моляр-

ные теплоемкости; v_0 — линейная скорость фильтрации; Q — тепловой эффект реакции; E — энергия активации; μ — стехиометрический коэффициент реакции по окислителю; α^* — эффективный коэффициент теплоотдачи с боковой поверхности образца. Масштабы обезразмеривания:

$$x_* = \sqrt{a\gamma t_*}, v_* = \omega \sqrt{a\gamma/t_*}, \xi_* = \delta/(1 - 1/\gamma\Theta_0 + \delta),$$

$$t_* = 1/\{k(P\xi_*)^n \exp[-E/RT_*]\}, \lambda_* = \lambda_0, c_{p_j}^* = c_{p_j}^0$$

($a = \lambda_0/c_{p_3}^0 c_p^0$ — эффективный коэффициент температуропроводности системы).

Численные методы и алгоритмы решения поставленной задачи определяются временной структурой процесса иницирования волн ФГ и достаточно детально обсуждены ранее [8].

Влияние на процесс зажигания указанных выше параметров изучалось на модельной системе со следующими значениями безразмерных параметров: $\gamma = 1/200 \div 1/400$, $n = 1/2$ и 0 , $\beta = 0,04$, $\Theta_0 = -6 \div 12$, $\delta = 1$, $\psi = 1$, $\omega = 500$, $\lambda = 1$, $\kappa = 0$; функция торможения скорости реакции продуктом моделировалась выражением $f(\eta) = (1 - \eta)^2$. Указанные значения соответствуют практическим случаям технологического низкотемпературного ФГ. Отношение перепада температуры в волне горения к адиабатическому разогреву:

$$\gamma_* = -\gamma\Theta_0 = (T_0 - T_*) / (Q/c_{p_3}^0) = 1/15 \div 1/60.$$

Обсуждение результатов

Зажигание в центре «бесконечного» образца. В численных расчетах температурная граница зажигания $\Theta_3(L_n)$ определялась при фиксированной L_n с точностью $0,01-0,05$ характерного масштаба RT_*^2/E . На рис. 1 приведены зависимости $\Theta_3(L_n)$ для различных сочетаний скорости фильтрации и концентрации реагента во входном газовом потоке. Точкам плоскости (Θ_n, L_n) , лежащим выше кривой $\Theta_3(L_n)$, соответствуют начальные условия, обеспечивающие зажигание, а точкам, лежащим ниже, — условия, приводящие к погасанию.

Рассматривая зависимость $\Theta_3(L_n)$, можно выделить два предельных случая: 1) зажигание путем прогрева узкой зоны пористого материала до Θ_n , намного превышающей стационарную температуру горения Θ_r при заданных параметрах входа $(\Theta_0, \tilde{v}_0, \xi_0)$; 2) зажигание в результате прогрева широкой зоны до температуры, значительно меньшей Θ_r . В указанных случаях в первые моменты времени развития процесса вследствие обратной экспоненциальной зависимости $L_p(\Theta)$ последняя оказывается соответственно меньше или больше размера зоны поджигания: $L_p(\Theta_n) \leq$

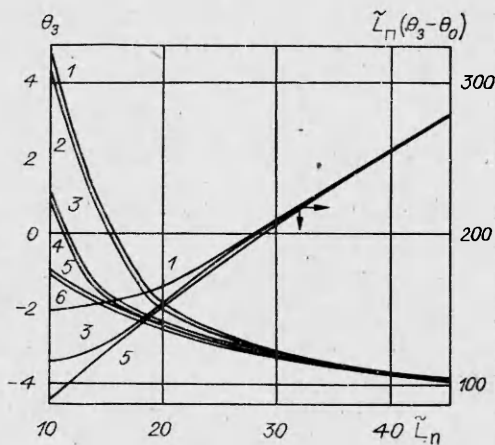


Рис. 1. Критические зависимости Θ_3 и начального энерговклада $L_n(\Theta_3 - \Theta_0)$ от L_n . Зажигание в центре образца. $\gamma = 1/200, 1/300, 1/400$; $\beta = 0,04, \delta = 1, \psi = \lambda = c_{p_j}^0 = 1, \omega = 500, n = 1/2$.

\tilde{v}_0 : 1 — 26,4, 2 — 21,12, 3 — 45,25, 4 — 36,2, 5 — 90,5, 6 — 72,4; ξ_0 : 1, 3, 5 — 1,2, 2, 4, 6 — 1,5.

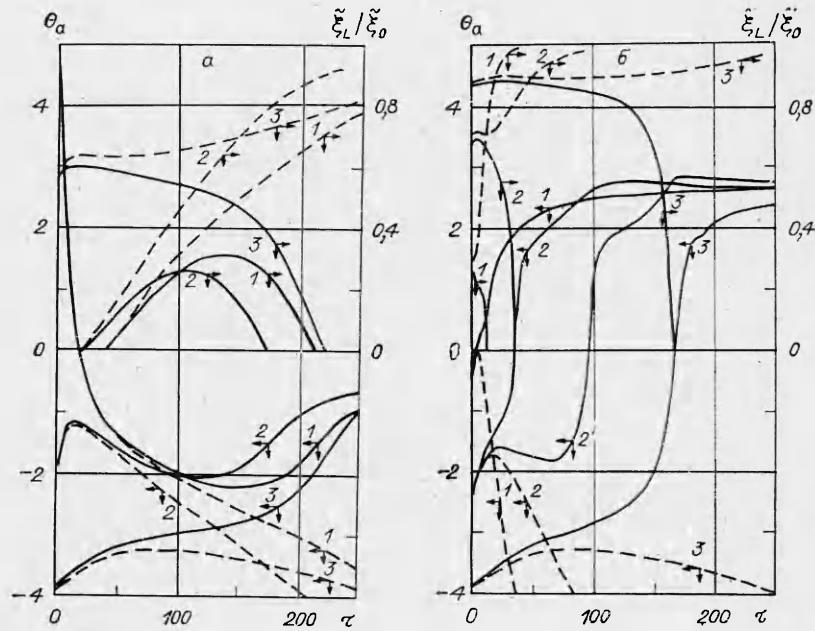


Рис. 2. Временная эволюция амплитуды температурного профиля Θ_a и проскака окислителя $\tilde{\xi}_L/\tilde{\xi}_0$ при зажигании (сплошные линии) и погасании (штриховые) в зависимости от ширины зоны поджигания L_π при $\bar{v}_0 = 26,4$ (а) и $90,5$ (б). $\tilde{\xi}_0 = 1,2$, $\gamma = 1/300$, $\delta = \psi = \tilde{\lambda} = c_{\tilde{v}_j} = 1$, $\omega = 500$, $n = 1/2$, L_π : 1 — 10, 2 — 20, 3 — 45.

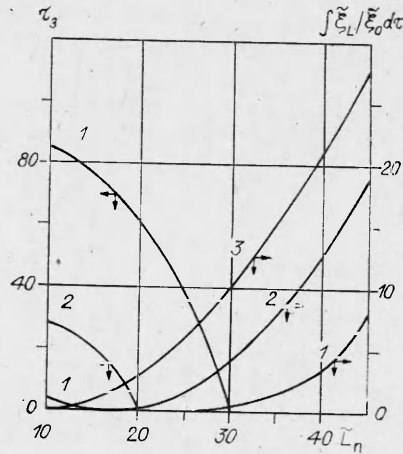
$\cong L_\pi$. Это приводит к полному поглощению окислителя в первом случае ($\tilde{\xi}_L/\tilde{\xi}_0 = 0$) и к его проскоку во втором ($\tilde{\xi}_L/\tilde{\xi}_0 \approx 1$).

Динамика процесса может быть прослежена по временным зависимостям амплитудного значения температуры в волне горения $\Theta_a(\tau)$ и величины проскака окислителя $\tilde{\xi}_L/\tilde{\xi}_0(\tau)$. Типичный вид этих зависимостей, полученных при поджигании в непосредственной близости от критической кривой $\Theta_a(L_\pi)$, представлен на рис. 2. Наблюдаемый во всех случаях первоначальный рост амплитудного значения температуры (масштаб рисунка не позволяет его видеть на кривых 1 рис. 2, а) есть следствие задания начального профиля температуры: с нулевым градиентом температуры в середине прогретой зоны. Причем время, на протяжении которого имеет место указанная зависимость, естественно растет с увеличением ширины зоны поджигания.

Для поджигания прогревом узкой зоны материала характерны указанные зависимости вида 1, 2 на рис. 2, а. Как отмечено выше, проскок окислителя в первые моменты времени отсутствует. Наличие больших градиентов температуры на границах прогретой области приводит к быстрому «расплыванию» температурного профиля и уменьшению его амплитуды, в результате чего ширина зоны реакции быстро возрастает и появляется проскок окислителя. Если при этом уменьшение теплоотвода из прогретой зоны превосходит уменьшение тепловыделений в ней, то падение значения Θ_a затормаживается и в какой-то момент времени прекращается, после чего оно начинает расти с одновременным уменьшением проскака окислителя до нуля; температура же со временем выходит на стационарное значение $\Theta_a = \Theta_r$. В случае, когда теплоотвод из зоны поджигания ни в какой момент времени не компенсируется тепловыделениями в ней, происходит погасание волны горения: величина Θ_a уменьшается, а проскок окислителя увеличивается (см. рис. 2, а, 1).

Случай поджигания путем прогрева широкой зоны наиболее характерно представлен кривыми рис. 2, б. Проскок окислителя имеет

Рис. 3. Зависимости времени зажигания и интегрального проскока окислителя от ширины зоны поджига при $\tilde{v}_0 = 26,4$ (1), 45,25 (2), 90,5 (3). $\tilde{\xi}_0 = 1,2$, $\gamma = 1/300$, $\delta = \psi = \tilde{\lambda} = \tilde{c}_{\tilde{v}_j} = 1$, $\omega = 500$, $n = 1/2$.



место с самого начала процесса, причем его величина в первые моменты времени возрастает, а затем (в зависимости от соотношения $\Theta_n \cong \Theta_s$) или убывает до нуля (зажигание), или возрастает до единицы (погасание).

Зависимость $\Theta_a(\tau)$ в случае зажигания при Θ_n , превышающей критическое значение Θ_s на бесконечно малую величину, независимо от размера зоны поджига характеризуется наличием двух экстремумов: первоначального максимума и последующего минимума (см. рис. 2, а, сплошная кривая 2 и рис. 2, б, 2'). Их отсутствие на остальных температурных характеристиках процесса зажигания (см. рис. 2) с вырождением в точку перегиба есть следствие большего превышения Θ_n над Θ_s .

Эти особенности зависимости $\Theta_a(\tau)$ позволяют определить время зажигания τ_3 , как время достижения минимума (точки перегиба) на указанной кривой, поскольку с этого момента дальнейшее развитие процесса предопределено: происходит выход на стационарный режим горения.

На рис. 3 приведены зависимости времени зажигания от ширины зоны поджига при температуре инициирования, превышающей критическое значение на 0,5 характерного масштаба. Это сделано для того, чтобы заведомо исключить случайное влияние на рассматриваемую зависимость принятой в настоящей работе точности определения критической кривой $\Theta_s(L_n)$ (0,05) с присущим ей бесконечным значением величины τ_3 . Видно, что по мере увеличения размера зоны поджига время зажигания уменьшается, обращаясь для широких зон практически в нуль.

Динамика профилей температуры, концентрации окислителя и степени превращения конденсированного реагента в случае встречной и спутной инверсной волн ФГ иллюстрируется рис. 4, относящимся к поджиганию прогревом зоны промежуточного размера (по отношению к описанным выше предельным случаям). Рассмотрение временной и пространственной эволюции этих профилей показывает, что в начальный период зажигания зона реакции движется по потоку газа не только при формировании спутного режима горения, но и при инициировании встречной волны. Окончательный «выбор» волной горения направления движения происходит лишь по истечении некоторого периода времени — после прекращения проскока окислителя и достижения заметной степени превращения η , т. е. после окончания первого этапа процесса, определяющего сам факт зажигания или погасания. Это обстоятельство наводит на мысль, что критические условия зажигания не связаны взаимно однозначно с характеристиками устанавливающегося впоследствии стационарного режима горения. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Как известно из стационарной теории ФГ [2], при достаточно малых скоростях фильтрации могут быть реализованы режимы спутной инверсной волны ФГ или встречной волны. В [7] показано, что при достаточно сильном торможении реакции продуктом при малых \tilde{v}_0 существует еще одно стационарное решение в виде встречной волны. В результате численных экспериментов обнаружено, что при инициировании

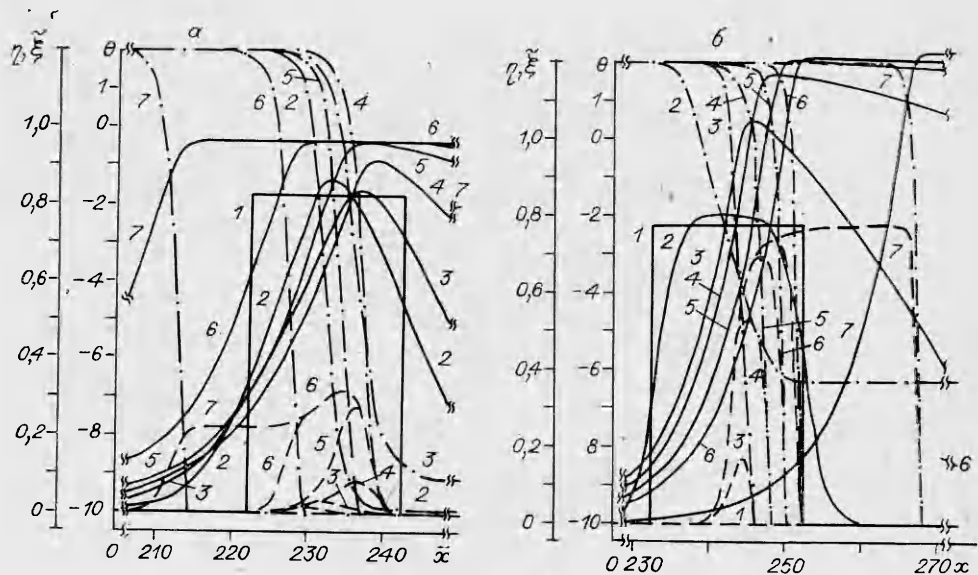


Рис. 4. Эволюция профилей температуры Θ (—), концентрации окислителя ξ (---), степени превращения конденсированного реагента η (-·-·-) в процессе зажигания. а) встречная волна ФГ, $\tilde{v}_0 = 26,4$, τ : 1—0, 2—30,5, 3—80, 4—202, 5—504, 6—1003, 7—2012; б) спутная инверсная волна ФГ, $\tilde{v}_0 = 45,25$, τ : 1—0, 2—2,9, 3—106, 4—407, 5—702. $\xi_0 = 1,2$, $\gamma = 1/300$, $\delta = \psi = \tilde{\lambda} = \tilde{v}_0 = 1$, $\omega = 500$, $n = 1/2$, $f(\eta) = (1 - \eta)^2$.

в центре образца всегда устанавливается режим встречной волны с меньшей степенью превращения [7]. Последнее обстоятельство предопределяет максимальную скорость распространения этой волны навстречу потоку, благодаря чему она перехватывает окислитель и исключает тем самым возможность развития других волн горения.

Численное моделирование показало, что независимо от типа асимптотического режима (встречная или спутная инверсная волна) условия зажигания определяются лишь расходом окислителя (точнее комплексом $G = \tilde{v}_0 \xi_* \tilde{\xi}_0 / \delta$) и входной температурой фильтруемого газа Θ_0 :

$$\Theta_s = f(L_n, G, \Theta_0). \quad (10)$$

При нулевом порядке реакции n (по окислителю) эта зависимость выполняется с точностью, превосходящей точность определения критических условий зажигания. При $n = 1/2$ происходит дополнительное слабое расслоение кривых $\Theta_s(L_n)$ по параметру $\tilde{\xi}_0$ (см. рис. 1, 1—2, 3—4, 5—6). Необходимо отметить, что по мере увеличения размера зоны поджигания влияние комплекса G ослабевает, практически исчезая для широких зон.

Интересно, что параметр γ , в значительной мере влияющий на характеристики стационарной волны ФГ, в условии (10) не входит (приведенные на рис. 1 кривые инвариантны к изменению γ : $\gamma = 1/200, 1/300, 1/400$). Из этого факта следует, что конвективный перенос тепла не влияет на критические условия зажигания волны ФГ (см. (1)).

Анализ динамики характеристик волн ФГ в период их формирования позволяет сделать ряд приближений и получить аналитическое объяснение изложенным выше результатам численного моделирования.

Так, поскольку на первом этапе зажигания степень превращения пористого материала еще пренебрежимо мала ($\eta \approx 0$), уравнение кинетики (4) можно не учитывать, а из выражения (5) для скорости реакции φ исключить функцию торможения $f(\eta)$:

$$\varphi = \tilde{\xi}_0^n \tilde{\xi}^n \exp \left[\frac{\Theta}{1 + \beta \Theta} \right], \quad (11)$$

$$\tilde{\xi} = \tilde{\xi} / \tilde{\xi}_0, \quad \tilde{\xi}(\tau, 0) = 1.$$

Далее, учитывая малость концентрации газа-окислителя при реализации низкотемпературных волн ФГ ($\rho v \approx \tilde{v}_0$) и полагая без сильного ограничения общности $\tilde{c}_{p_j} = 1$, $\psi = 1$, $\tilde{\lambda} = 1$, исходную систему можно упростить:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} - \tilde{\gamma} \tilde{v}_0 \frac{\partial \Theta}{\partial x} + \Phi, \quad (12)$$

$$\frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial \tau} = -\tilde{\gamma} \tilde{v}_0 \frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial x} - \frac{\delta}{\tilde{\xi}_* \tilde{\xi}_0} \gamma \omega \Phi. \quad (13)$$

Перейдем в систему координат, движущуюся в направлении фильтрации газа со скоростью распространения теплового возмущения $\tilde{\gamma} \tilde{v}_0$, что формально соответствует замене переменных $\tilde{x}' = \tilde{x} - \tilde{\gamma} \tilde{v}_0 \tau$, $\tau' = \tau$, и получим

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau'} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \tilde{x}'^2} + \Phi, \quad (14)$$

$$\frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial \tau'} = -\tilde{\gamma} \tilde{v}_0 \omega \left(1 - \frac{1}{\omega}\right) \frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial \tilde{x}'} - \frac{\delta}{\tilde{\xi}_* \tilde{\xi}_0} \gamma \omega \Phi. \quad (15)$$

Благодаря малости параметра $1/\omega$ (скорость фильтрации намного превосходит скорость распространения теплового возмущения) уравнение (15) по существу переходит в квазистационарное (см. [4]):

$$G \frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial \tilde{x}'} = -\Phi. \quad (16)$$

В определяющие процесс зажигания выражения (11), (14) и (16) входят в качестве параметров лишь G , $\tilde{\xi}_0$, n . В граничных и начальных условиях присутствуют также Θ_0 , Θ_n , L . Таким образом, становится понятным обнаруженное при численном исследовании сокращение числа существенных параметров в зависимости $\Theta_s(L_n)$ (10). Роль конвективного переноса на первом этапе зажигания сводится к параллельному перемещению профилей всех характеристик волны в направлении фильтрации газа со скоростью $\tilde{\gamma} \tilde{v}_0$.

Для двух рассмотренных ранее предельных случаев узкой и широкой зон инициирования можно предложить достаточно простые приближенные выражения для $\Theta_s(L_n)$. Первый из этих случаев во многом аналогичен задаче об искровом воспламенении газовых систем, рассмотренной в [9—12]. Эта аналогия почти полная, если рассматривать реакцию нулевого порядка по окислителю. При этом в уравнениях энергии в обеих задачах источники становятся идентичными с того момента, когда процесс инициирования волны ФГ начинает протекать с проскоком окислителя.

Все начальные профили температуры, соответствующие точкам на критической кривой $\Theta_s(L_n)$, начиная с некоторого достаточно узкого профиля и далее в сторону уменьшения ширины и возрастания амплитуды, можно считать этапами временной эволюции одной и той же δ -функции (в обратной последовательности). Действительно, время расплывания δ -функции до значения амплитуды Θ_a обратно пропорционально $1/(\Theta_a - \Theta_0)^2$ и при больших величинах Θ_a настолько мало, что тепловыделения в результате химической реакции за это время оказываются намного меньше начального энерговклада и не меняют динамику распределения температуры. Таким образом, в пределе узкой зоны зажигания амплитуда критической температуры оказывается обратно пропорциональной размеру этой зоны

$$(\Theta_s - \Theta_0) L_n = A(G, \Theta_0). \quad (17)$$

Условие применимости этого приближения следует из неравенства $\tau G \ll A$, где $\tau \approx A^2/4\pi(\Theta_3 - \Theta_0)^2$:

$$\frac{L_n G}{4\pi(\Theta_3 - \Theta_0)} \ll 1. \quad (18)$$

В случае широкой зоны приближенное выражение для зависимости $\Theta_3(L_n)$ можно получить, учитывая имеющийся при этом почти полный проскок окислителя в начальный момент времени и рассматривая в качестве начального (поджигающего) профиля температуры гауссово распределение:

$$\Theta = (\Theta_3 - \Theta_0) \exp[-(2\tilde{x}/L_n^r)^2] \quad (19)$$

(начало координат располагается в максимуме профиля).

Очевидно, что увеличение амплитудного значения температуры (а следовательно, формирование волны ФГ) будет происходить тогда, когда тепловыделения в области, являющейся малой окрестностью максимума температуры, окажутся больше кондуктивного теплоотода из этой зоны. Сформулированное неравенство имеет вид

$$2|\Theta'| = 16\Delta\tilde{x}(\Theta_3 - \Theta_0)/(L_n^r)^2 \leq 2\Delta\tilde{x}\xi_0^n \exp[\Theta_3/(1 + \beta\Theta_3)].$$

Отсюда получаем искомое соотношение

$$L_n^r = \sqrt{\frac{8(\Theta_3 - \Theta_0)}{\xi_0^n \exp[\Theta_3/(1 + \beta\Theta_3)]}}. \quad (20)$$

Зажигание путем прогрева граничных областей образца. При численном моделировании наиболее интересного для технологической практики формирования низкотемпературных волн ФГ с одного из торцов образца длина последнего выбиралась достаточно большой, чтобы исключить влияние противоположной границы. Критические кривые $\Theta_3(L_n)$ для случаев тыльного и фронтального инициирования представлены на рис. 5.

Прогрев тыльной части образца позволяет осуществить только встречные волны горения. Как видно из рис. 5, а, имеет место расщепление зависимостей $\Theta_3(L_n, G)$ по скоростям фильтрации (точнее, по параметру \tilde{v}_0), причем оно затрагивает узкие и широкие зоны поджига. В случае широких зон большим скоростям фильтрации соответствуют более высокие значения Θ_3 . В целом все кривые $\Theta_3(L_n)$ расположены ниже соответствующих зависимостей для случая поджига «бесконечного» образца в центре (см. рис. 1). Указанные эффекты определяются влиянием двух факторов, связанных с условиями теплообмена на границе выхода газа из материала:

1) отсутствие теплоотода из зоны инициирования на этой границе ведет к уменьшению критической температуры зажигания, 2) конвективное охлаждение прогретой части и вытеснение области реакции из образца требуют такого увеличения Θ_3 , чтобы зажигание произошло до «выхода» зоны реакции за пределы кон-

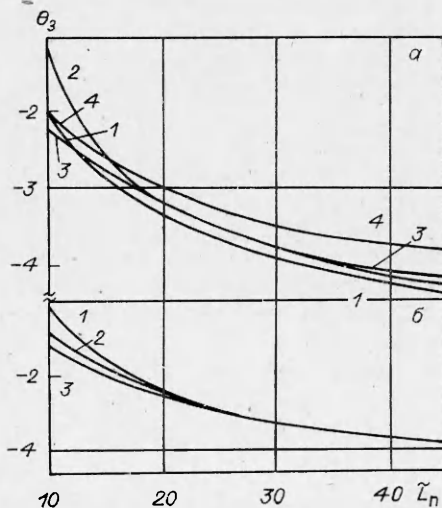


Рис. 5. Критические зависимости температуры зажигания от ширины зоны первоначального прогрева. $\gamma = 1/300$, $\delta = \psi = \tilde{\lambda} = c_{p_j} = 1$, $\omega = 500$, $n = 1/2$.

а) тыльное зажигание, $\tilde{v}_0 = 21,12$ (1), 26,4 (2), 36,2 (3) и 72,4 (4); $\xi_0 = 1,5$ (1, 3, 4) и 1,2 (2).
б) фронтальное зажигание, $\xi_0 = 1,2$; $\tilde{v}_0 = 26,4$ (1), 45,25 (2) и 90,5 (3).

денсированной фазы. В случае больших $L_{\text{п}}$ расслоение зависимостей $\Theta_3(L_{\text{п}})$ вызвано именно вторым фактором. Очевидно, что его влияние на поджигание при прогреве узкой зоны оказывается еще более существенным, особенно для случаев с низким расходом окислителя и соответственно большим временем зажигания (см. кривые 1, рис. 5, а).

Понижение критической температуры зажигания при прогреве узкой фронтальной области образца (см. рис. 5, б) по сравнению с поджигом в середине «бесконечного» образца также связано с уменьшением теплоотвода из прогретой области, поскольку при этом уменьшается кондуктивный поток тепла, который в основном направлен в непрогретую часть материала.

В граничном условии (8) присутствует параметр $\gamma\tilde{v}_0$, поэтому при фронтальном поджигании (как и при тыльном) $\Theta_3 = f(\gamma v_0)$. Вместе с тем в случае широких зон влияние входного граничного условия ослабевает (как и параметра G), о чем свидетельствует совпадение критических условий зажигания с условиями зажигания в середине «бесконечного» образца.

Особый интерес представляет фронтальное зажигание с такими \tilde{v}_0 и $\tilde{\xi}_0$, при которых возможно стационарное распространение встречной волны с неполным превращением конденсированного реагента и спутной инверсной волны с полным превращением (например, режим с $\tilde{v}_0 = 26,4$, $\tilde{\xi}_0 = 1,2$, $\gamma = 1/300$ [7]). При инициировании в центре образца при таких параметрах входа всегда формируется встречная волна. В случае фронтального зажигания в окрестности критической кривой $\Theta_3(L_{\text{п}})$ при узких зонах прогрева сразу же происходит формирование спутной волны, а при относительно широких — сначала наблюдается нестационарная встречная волна, «отражающаяся» от границы образца с преобразованием в спутную. Если же зажигание производится путем прогрева этой же широкой зоны до температуры, значительно превосходящей критическую и близкой к температуре в стационарной спутной волне, этапы встречной волны и отражения отсутствуют.

В заключение укажем на некоторые возможности оптимизации формирования волн ФГ в технологических приложениях. Рассмотрение зависимости энерговклада от внешнего источника, необходимого для зажигания, от размера зоны поджига (см. рис. 1), а также зависимости интегрального проскока окислителя от того же параметра (см. рис. 3) позволяет сделать вывод об экономической, а в случае токсичности окислителя, и экологической предпочтительности зажигания путем прогрева узких зон материала. Однако при этом следует учитывать возможность ограничения сверху температуры зажигания (в тех случаях, когда при высоких температурах начинают протекать конкурирующие реакции).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Алдушин, Б. С. Сеплярский. Докл. АН СССР, 1978, 241, 1, 72.
2. А. П. Алдушин, Б. С. Сеплярский. Докл. АН СССР, 1979, 249, 3, 16.
3. А. П. Алдушин, Б. С. Сеплярский. Теория фильтрационного горения пористых металлических образцов. Препринт. Черногоровка, ОИХФ АН СССР, 1977.
4. О. С. Рабинович.— В кн.: Тепло- и массоперенос: исследования и разработки. Минск: ИТМО АН БССР, 1981.
5. О. С. Рабинович, И. Г. Гуревич. Закономерности управляемого низкотемпературного синтеза на основе фильтрационного горения пористых конденсированных систем. Препринт № 21. Минск: ИТМО АН БССР, 1982.
6. О. С. Рабинович, И. Г. Гуревич. ФГВ, 1984, 20, 1, 33.
7. О. С. Рабинович, И. И. Стетюкевич, И. Г. Гуревич.— В кн.: Тепло-массообмен-VII. Т. III. Тепло-массообмен при наличии химических реакций. Минск: ИТМО АН БССР, 1984.
8. О. С. Рабинович, И. Г. Гуревич, Н. И. Стетюкевич.— В кн. Проблемы тепло- и массопереноса в топочных устройствах, газогенераторах и химических реакторах. Минск: ИТМО АН БССР, 1983.
9. Я. Б. Зельдович, Н. Н. Симонов. ЖХВ, 1949, 23, 11, 1361.
10. D. B. Spalding. Proc. Royal Soc., 1958, 245, 1242, 352.
11. В. Н. Вилюнов. Докл. АН СССР, 1973, 208, 1, 66.
12. В. Н. Вилюнов, Е. А. Некрасов, В. С. Баушев и др. ФГВ, 1976, 12, 3, 361.

Поступила в редакцию 7/1 1986