УДК 536.46

СТАБИЛИЗИРОВАННАЯ ВОЛНА ГОРЕНИЯ ГАЗОВ В ИНЕРТНОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Ю. М. Лаевский[1], В. С. Бабкин[2]

[1]Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, 630090 Новосибирск
laev@labchem.sscc.ru
[2]Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск

С целью выяснения механизма увеличения скорости горения гомогенной горючей смеси пористой средой аналитически рассмотрена стабилизированная волна горения газа в инертной пористой среде в режиме с сильным внутренним межфазным теплообменом (режим низких скоростей). Показано, что главным фактором увеличения скорости горения является кондуктивная рекуперация тепла из области продуктов горения в область свежей смеси по твердому телу пористой среды. Получены аналитические зависимости степени увеличения скорости горения смеси в стабилизированной волне от определяющих параметров. Обсуждаются возможности и ограничения использования полученных результатов при анализе работы пористых горелок.

Ключевые слова: горение газов, пористая среда, рекуперация тепла.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие теории фильтрационного горения газов (ФГГ) [1–3] стимулировало развитие новых технологий в энергетике, экологии, пожаро- и взрывобезопасности [4–9]. Одна из особенностей ФГГ — большое число определяющих параметров, включая параметры пористой среды, которые могут быть использованы для управления процессами горения газов в конкретных технологиях. Другая характерная особенность ФГГ — реализация различных по своей природе явлений концентрации энергии в волнах горения, которые также могут быть использованы в индустриальных технологиях для эффективного управления процессами сжигания низкокалорийных топлив, получения химических продуктов, процессами, проходящими в огнепреградителях [10–12]. Естественно, многопараметричность проблемы существенно усложняет теоретический анализ задач горения, математическое моделирование, особенно с учетом детальной химической кинетики, проведение физических экспериментов. С другой стороны, большое количество элементарных процессов из-за гетерогенности системы приводит к многообразию их взаимодействий и, как результат, к проявлению новых эффектов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 07-01-00164а, 06-03-32524а, 05-03-9800-р-Обь) и научной программы Президиума РАН «Энергосбережение-2007».

В этой связи представляет интерес аналитический анализ свойств стабилизированной (стоячей) волны ФГГ в режиме низких скоростей, имеющий особое значение в теории ФГГ. В случае неограниченного пористого тела это состояние волны является переходным из состояния встречного распространения в состояние спутного распространения волны горения. Равновесная температура стабилизированной волны равна температуре горения гомогенной горючей смеси (т. е. без пористой среды). В данном случае реализуется только кондуктивный механизм концентрации энергии в волне горения. Конвективный механизм, включающий движение пористой среды (твердого каркаса) относительно фронта пламени, существующий в других условиях ФГГ, при $u = 0$ не реализуется. Под терминами «кондукция» и «кондуктивный механизм» понимается продольная передача тепла посредством теплопроводности и излучения, которая характеризуется эффективным коэффициентом теплопроводности каркаса. Наконец, в данном случае средняя скорость горения $\langle Su \rangle$, отнесенная к единице площади сечения горелочного устройства, равна средней скорости фильтрации. Это позволяет легко определять экспериментальные значения средней скорости горения.

Обсуждаемая проблема имеет отношение к пористым горелкам. Здесь, как и во многих технологиях, важной задачей является параметрическая оптимизация целевых функций:

увеличение диапазона модуляции мощности и выхода ИК-излучения, повышение теплонапряженности и устойчивости работы пористой горелки, улучшение других ее рабочих характеристик. Среди наиболее важных проблем — поиск оптимальных условий сжигания горючей смеси. Поскольку в обычных пористых горелках в качестве основного рабочего режима используется режим стабилизированной волны, исследование ее свойств представляет интерес и в прикладном аспекте.

Следующее упрощение задачи связано с характерными особенностями режима низких скоростей (РНС) с сильным межфазным теплообменом и режима высоких скоростей (РВС) со слабым теплообменом в зоне химической реакции. Это обстоятельство позволяет принять два допущения: равенство нулю коэффициента внутреннего теплообмена ($\alpha = 0$) для РВС и условие $\alpha \to \infty$ для РНС. В последнем случае анализ проблемы существенно упрощается, так как двухтемпературная модель ФГГ заменяется однотемпературной без потерь качественных элементов приближения, если не выходить за границы существования РНС.

Можно предположить, что случаю $\alpha \to \infty$ соответствует максимальная концентрация энергии в волне РНС. Действительно, явление концентрации энергии обусловлено подогревом пористой среды перед зоной химической реакции. При этом важную роль играют последовательные элементарные процессы: передача тепла от продуктов сгорания в твердый каркас, кондуктивная теплопередача по каркасу в зону подогрева и конвективная передача тепла от каркаса к свежему газу. Следовательно, чем выше значения коэффициентов внутреннего теплообмена и теплопроводности каркаса, тем более высокую концентрацию энергии следует ожидать в зоне химической реакции и, соответственно, более высокую скорость горения $\langle Su \rangle$.

1. УРАВНЕНИЯ СТАЦИОНАРНОЙ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ

Простейшая двухтемпературная модель ФГГ включает уравнение переноса тепла в пористой среде, уравнения переноса тепла и массы реагирующего компонента газовой смеси, уравнение неразрывности для газовой смеси и уравнение состояния газа в предположении постоянства давления:

$$c_s\rho_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x}\right) + \frac{\alpha_0}{1-m}(T_g - T_s),$$

$$c_g\rho_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial x}\right) - c_g\rho_g v \frac{\partial T_g}{\partial x} + \frac{\alpha_0}{m}(T_s - T_g) + Q\rho_g W(\eta, T_g), \tag{1.1}$$

$$\rho_g \frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\rho_g D \frac{\partial \eta}{\partial x}\right) - \rho_g v \frac{\partial \eta}{\partial x} - \rho_g W(\eta, T_g),$$

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} = -\frac{\partial \rho_g v}{\partial x}, \quad \rho_g T_g = \mathrm{const}.$$

Здесь и далее T — температура, t — время, η — относительная доля лимитирующего компонента, ρ — плотность, c — теплоемкость при постоянном давлении, λ — коэффициент теплопроводности, D — коэффициент диффузии, v — скорость газа, u — скорость фронта горения, m — пористость, α — интенсивность межфазного теплообмена, Q — тепловой эффект реакции, $W(\eta, T_g)$ — скорость химической реакции первого порядка, протекающей по закону Аррениуса

$$W(\eta, T_g) = k\eta e^{-E/RT_g}, \tag{1.2}$$

k — предэкспонент, E — энергия активации, R — универсальная газовая постоянная. Индексы: g — газовая фаза, s — твердая фаза, 0 — исходное состояние, m — значение при максимальной температуре газа, b — значение при адиабатической температуре газа.

Как нетрудно видеть, при $-\infty < x < \infty$ уравнения (1.1) инвариантны относительно сдвига, следовательно, изучение стационарных волн ФГГ сводится к изучению стационарных решений уравнений при замене переменной $x := x - ut + \mathrm{const}$. В частности, уравнение неразрывности принимает вид стационарного закона сохранения массы:

$$G \equiv \rho_g(v - u) = \mathrm{const}. \tag{1.3}$$

В дальнейшем предполагаем выполненными следующие «краевые» условия:

$$x = -\infty: \quad T_s = T_g = T_0, \quad \eta = 1; \tag{1.4}$$

$$x = \infty: \quad \frac{\partial T_s}{\partial x} = \frac{\partial T_g}{\partial x} = 0, \quad \eta = 0. \tag{1.5}$$

Значения T_0, $\rho_{g,0}$ и v_0 однозначно задают константы в (1.3) и в уравнении состояния. Полагаем, что число Льюиса в газовой фазе определяется по формуле

$$\mathrm{Le}_g \equiv \frac{Dc_g\rho_g}{\lambda_g} = 1. \qquad (1.6)$$

Введем безразмерные переменные и параметры. Пусть $L = \mathrm{const}$ — характерная длина, $\xi = x/L$ — безразмерная независимая переменная,

$$\theta_s = \frac{T_s - T_0}{T_{g,m} - T_0}, \quad \theta_g = \frac{T_g - T_0}{T_{g,m} - T_0}$$

— безразмерные температуры твердой и газовой фаз. Тогда в соответствии с (1.6) стационарные уравнения распространения фронта ФГГ принимают вид:

$$\frac{d}{d\xi}\left(a_s\frac{d\theta_s}{d\xi}\right) + \frac{(1-m)c_s\rho_s u}{mc_gG}\frac{d\theta_s}{d\xi} + \alpha(\theta_g - \theta_s) = 0,$$

$$\frac{d}{d\xi}\left(a_g\frac{d\theta_g}{d\xi}\right) - \frac{d\theta_g}{d\xi} + \alpha(\theta_s - \theta_g) + \frac{\theta_{g,b}\rho_g L}{G}w(\eta,\theta_g) = 0, \qquad (1.7)$$

$$\frac{d}{d\xi}\left(a_g\frac{d\eta}{d\xi}\right) - \frac{d\eta}{d\xi} - \frac{\rho_g L}{G}w(\eta,\theta_g) = 0,$$

где

$$a_s = \frac{(1-m)\lambda_s}{mc_gGL}, \quad a_g = \frac{\lambda_g}{c_gGL}, \quad \alpha = \frac{\alpha_0 L}{mc_gG},$$

$$\theta_{g,b} = \frac{Q}{c_g(T_{g,m} - T_0)},$$

$$w(\eta,\theta_g) = W(\eta, T_0 + (T_{g,m} - T_0)\theta_g).$$

Отметим, что максимальная безразмерная температура газа $\theta_{g,m} = 1$. При этом безразмерная адиабатическая температура $\theta_{g,b} \leqslant 1$. Порядок приведенной системы уравнений может быть понижен. Домножая третье уравнение на $\theta_{g,b}$, складывая полученное при этом уравнение с двумя первыми уравнениями системы и интегрируя результат от $-\infty$ до ξ, приходим к равенству

$$a_s\frac{d\theta_s}{d\xi} + a_g\frac{d(\theta_g + \theta_{g,b}\eta)}{d\xi} + \frac{(1-m)c_s\rho_s u}{mc_gG}\theta_s - \theta_g - \theta_{g,b}(\eta - 1) = 0. \qquad (1.8)$$

При $\xi \to \infty$ обращаются в нуль все старшие производные решения. Следовательно, согласно, например, первому из уравнений системы (1.7), $\theta_s \to \theta_\infty$, $\theta_g \to \theta_\infty$, где θ_∞ — безразмерная равновесная температура. В дальнейшем предполагается, что

$$u < \frac{mc_g\rho_{g,0}}{mc_g\rho_{g,0} + (1-m)c_s\rho_s}v_0. \qquad (1.9)$$

Тогда согласно (1.8), балансу массы (1.3) и краевым условиям (1.5)

$$\theta_\infty = \frac{mc_g\rho_{g,0}(v_0 - u)}{mc_g\rho_{g,0}v_0 - [mc_g\rho_{g,0} + (1-m)c_s\rho_s]u}\theta_{g,b}. \qquad (1.10)$$

Неравенство (1.9) фактически означает выполнение условия $T_\infty > T_0$.

Из (1.7) немедленно следуют уравнения стабилизированной волны ФГГ. При $u = 0$ первое уравнение системы (1.7) и уравнение (1.8) принимают вид

$$\frac{d}{d\xi}\left(a_s\frac{d\theta_s}{d\xi}\right) + \alpha(\theta_g - \theta_s) = 0, \qquad (1.11)$$

$$a_s\frac{d\theta_s}{d\xi} + a_g\frac{d(\theta_g + \theta_{g,b}\eta)}{d\xi} - \theta_g - \theta_{g,b}(\eta - 1) = 0. \qquad (1.12)$$

При этом (1.10) переходит в тривиальное равенство $\theta_\infty = \theta_{g,b}$.

2. ОДНОТЕМПЕРАТУРНАЯ МОДЕЛЬ

Исследуем случай бесконечно интенсивного теплового межфазного взаимодействия: $\alpha = \infty$. При этом будет рассматриваться стабилизированный фронт горения ($u = 0$). Для гладких решений (ограничены вторые производные температуры твердой фазы) из (1.11) следует, что при $\alpha \to \infty$ температуры фаз совпадают: $\theta_s = \theta_g = \theta$. Тогда уравнение (1.12) принимает вид

$$(a_s + a_g)\frac{d\theta}{d\xi} + \theta_{g,b}a_g\frac{d\eta}{d\xi} - \theta - \theta_{g,b}(\eta - 1) = 0. \qquad (2.1)$$

Для удобства дальнейшего рассмотрения введем новую переменную:

$$p = a_g \frac{d\eta}{d\xi} - \eta + 1. \tag{2.2}$$

Тогда третье уравнение системы (1.7) для η и равенство (2.1) можно переписать в виде

$$\frac{dp}{d\xi} = \frac{\rho_g L}{G} w(\eta, \theta_g), \tag{2.3}$$

$$(a_s + a_g)\frac{d\theta}{d\xi} - \theta + \theta_{g,b} p = 0. \tag{2.4}$$

Равенства (2.2)–(2.4) образуют систему уравнений первого порядка с «избыточным» краевым условием. Частью краевых условий мы уже воспользовались при получении первого интеграла (1.8) и при учете инвариантности относительно сдвига (привязка начала координат). В частности, из этих уравнений следует монотонное возрастание функции θ: при наличии локальных экстремумов уравнение (2.4) обеспечивает пропорциональность значений функций θ и p в этих точках, но в силу (2.3) функция p возрастающая, следовательно, локальных экстремумов у функции θ не существует. Тогда $\theta_\infty = \theta_b = \theta_m = 1$, т. е. в рассматриваемой модели $T_{g,m} = T_b = T_0 + Q/c_g$ — адиабатическая температура газа. Далее, следуя стандартной процедуре, полагаем θ независимой переменной и $p = p(\theta)$, $\eta = \eta(\theta)$. При этом согласно (2.4)

$$\frac{dp}{d\xi} = \frac{\theta - \theta_{g,b} p}{a_s + a_g}\frac{dp}{d\theta}, \quad \frac{d\eta}{d\xi} = \frac{\theta - \theta_{g,b} p}{a_s + a_g}\frac{d\eta}{d\theta},$$

и уравнения (2.2), (2.3) принимают вид

$$\begin{gathered} a_g(\theta - p)\frac{d\eta}{d\theta} = (a_s + a_g)(\eta + p - 1), \\ (\theta - p)\frac{dp}{d\theta} = (a_s + a_g)\frac{\rho_g L}{G} w(\eta, \theta). \end{gathered} \tag{2.5}$$

Для получения условий на параметры, реализующие стабилизированный фронт горения, воспользуемся методом сращиваемых асимптотических разложений. Пусть $p_0(\theta)$ и $p_1(\theta_*)$ — нулевые приближения функции $p(\theta)$ во внешней (примыкающей к $\theta = 0$) и внутренней (примыкающей к $\theta = 1$) областях. Здесь $\theta_* = (1-\theta)/\gamma$ — внутренняя переменная, γ — параметр Зельдовича:

$$\gamma = \frac{RT_b^2}{E(T_b - T_0)} \ll 1.$$

Во внешней области функцией скорости реакции можно пренебречь. Тогда в соответствии со вторым из уравнений (2.5) $dp_0/d\theta \equiv 0$, следовательно, $p_0(\theta) \equiv 0$, так как $p(0) = 0$. Условие сращивания внешнего и внутреннего решений принимает вид

$$p_1(\theta_*) \to 0 \quad \text{при} \quad \theta_* \to \infty. \tag{2.6}$$

Для функции скорости реакции во внутренней области воспользуемся преобразованием Франк-Каменецкого: $1/T_g \approx 1/T_b - (T_g - T_b)/T_b^2$. Тогда вместо функции $w(\eta,\theta)$ во внутренней области будем использовать функцию

$$w_1(\eta, \theta_*) = k\eta e^{-E/RT_b} e^{-\theta_*}.$$

Далее, во внутренней области положим $a_g \approx a_{g,b}$, $a_s + a_g \approx a_{s,b} + a_{g,b}$ и $\rho_g \approx \rho_{g,b}$. Кроме того, введем условие нормировки $a_{s,b} + a_{g,b} = 1$. Фактически это равенство задает характерную длину:

$$L = \frac{\lambda_{\mathit{eff}}(m)}{c_g G}, \ \lambda_{\mathit{eff}}(m) = \frac{1-m}{m}\lambda_{s,b} + \lambda_{g,b}. \tag{2.7}$$

Уравнения (2.5) во внутренней области приобретают вид

$$\begin{gathered} \frac{a_{g,b}}{\gamma}(p_1 - 1)\frac{d\eta}{d\theta_*} = \eta + p_1 - 1, \\ (p_1 - 1)\frac{dp_1}{d\theta_*} = \gamma\frac{\rho_{g,b} L}{G} w_1(\eta, \theta_*). \end{gathered} \tag{2.8}$$

Интегрирование второго из этих уравнений по $0 < \theta_* < \infty$ с учетом условия сращивания (2.6) и следующего из (2.2) условия $p_1(0) = 1$ ($p \to 1$ при $\xi \to \infty$) дает

$$\frac{1}{2} = \frac{\gamma\rho_{g,b} L}{G}\int\limits_0^\infty w_1(\eta, \theta_*) d\theta_* =$$

$$= \frac{\gamma\rho_{g,b} L}{G} k e^{-E/RT_b}\int\limits_0^\infty \eta e^{-\theta_*} d\theta_*. \tag{2.9}$$

Далее, из первого уравнения системы (2.8) выразим функцию η:

$$\eta = (p_1 - 1)\left(\frac{a_{g,b}}{\gamma}\frac{d\eta}{d\theta_*} - 1\right),$$

и подставим это выражение в функцию $w_1(\eta,\theta_*)$ во втором уравнении системы (2.8). В результате получим уравнение

$$\frac{dp_1}{d\theta_*}=\frac{\gamma\rho_{g,b}L}{G}\,ke^{-E/RT_b}\left(\frac{a_{g,b}}{\gamma}\frac{d\eta}{d\theta_*}-1\right)e^{-\theta_*},$$

интегрирование которого дает выражение для интеграла из правой части равенства (2.9):

$$\int\limits_0^\infty \eta e^{-\theta_*}d\theta_*=\frac{1}{a_{g,b}}\left(\gamma-\frac{G}{k\rho_{g,b}L}\,e^{E/RT_b}\right). \quad (2.10)$$

Подстановка (2.10) в (2.9) приводит к равенству

$$1=\frac{2\gamma^2\rho_{g,b}L}{(a_{g,b}+2\gamma)G}\,ke^{-E/RT_b}. \quad (2.11)$$

В отличие от стандартного метода сращиваемых асимптотических разложений здесь не использовалось приближение интеграла (2.10), что делает равенство (2.11) равномерно пригодным при $a_{g,b}\ll 1$, а именно этот случай имеет место в процессах ФГГ. Отметим, что в число параметров, определяющих стабилизированную волну ФГГ, не входят характеристики твердой фазы c_s и ρ_s.

Приведем другую запись равенства (2.11) с использованием размерных величин. Напомним, что согласно (1.3) в рассматриваемом случае $G=\rho_{g,0}v_0=\rho_{g,b}v_b$. Далее, в соответствии с (2.7) $c_gGL=\lambda_{eff}(m)$ и, следовательно, $a_{g,b}=\lambda_{g,b}/\lambda_{eff}(m)$. Введем параметр

$$\nu(m)=\frac{\lambda_{eff}(m)}{\lambda_{g,b}}=1+\frac{1-m}{m}\frac{\lambda_{s,b}}{\lambda_{g,b}}. \quad (2.12)$$

С учетом уравнения состояния газа и условия на число Льюиса (1.6) равенство (2.11) принимает следующий вид:

$$v_0^2=\frac{2D_b(\gamma\nu(m))^2}{1+2\gamma\nu(m)}\left(\frac{T_0}{T_b}\right)^2ke^{-E/RT_b}. \quad (2.13)$$

Отметим, что нормальная скорость газового пламени ($\alpha=0$, $m=1$) задается в соответствии с формулой

$$u_n^2=2D_b\gamma^2\left(\frac{T_0}{T_b}\right)^2ke^{-E/RT_b}.$$

Тогда

$$\chi=\frac{v_0}{u_n}=\frac{\nu(m)}{\sqrt{1+2\gamma\nu(m)}}. \quad (2.14)$$

При этом функция $\chi=\chi(m)$ является убывающей. Действительно,

$$\frac{d\chi}{dm}(m)=-\frac{1+\gamma\nu(m)}{m^2(1+2\gamma\nu(m))^{3/2}}\,\frac{\lambda_{s,b}}{\lambda_{g,b}}<0.$$

Минимальное значение достигается при $m=1$: $\chi(1)=1/\sqrt{1+2\gamma}\approx 1$. При $m\to 0$ функция $\chi(m)$ стремится к бесконечности со скоростью порядка $O(m^{-1/2})$.

Далее, рассмотрим отношение (2.14) как функцию адиабатической температуры T_b: $\chi=\chi(T_b)$. Поскольку

$$\frac{d\chi}{dT_b}(T_b)=-\frac{\nu^2(m)}{(1+2\gamma\nu(m))^{-3/2}}\frac{RT_b(T_b-2T_0)}{E(T_b-T_0)^2},$$

эта функция является убывающей при $Q/c_g>T_0$. При $Q/c_g=T_0$ отношение (2.14) достигает минимального значения:

$$\chi(2T_0)=\frac{\nu(m)}{\sqrt{1+8\nu(m)RT_0/E}}.$$

И наконец, рассмотрим отношение (2.14) в терминах эффективного числа Льюиса:

$$\mathrm{Le}_{eff}(m)=\frac{D_bc_g\rho_{g,b}}{\lambda_{eff}(m)}. \quad (2.15)$$

Так как $\mathrm{Le}_g=1$, в соответствии с формулой (2.12) $\mathrm{Le}_{eff}=1/\nu(m)$. Тогда формула (2.14) принимает вид

$$\chi=\frac{1}{\sqrt{\mathrm{Le}_{eff}^2(m)+2\gamma\mathrm{Le}_{eff}(m)}}. \quad (2.16)$$

3. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье рассматривается стабилизированная волна горения газа в бесконечно длинном пористом теле в режиме низких скоростей. Это не единственная возможность осуществления стабилизированной волны в РНС. Стабилизация волны возможна также в теле конечной длины [13], в пористых телах со сферической и цилиндрической геометрией [14, 15], на границе двух тел с различными характеристиками пористых сред [12] и в других случаях. Свойства стабилизированной волны, по-видимому, зависят от конкретных механизмов стабилизации. В этом отношении стабилизация плоской волны в бесконечном образце пористой среды представляет простейший, но не тривиальный случай.

Волна горения при переходе через значение скорости $u = 0$ изменяет направление распространения на обратное. Существенно изменяется физика процесса. Если во встречной бегущей волне в РНС обычно реализуются два вида рекуперации тепла — конвективный и кондуктивный, то при $u = 0$ конвективная рекуперация не реализуется. Если в бегущей волне $T_\infty < T_b$ во встречной волне и $T_\infty > T_b$ в спутной волне, то в стабилизированной волне $T_\infty = T_b$. Другими словами, в РНС наблюдается результат совместного вклада двух видов концентрации энергии в зоне горения — кондуктивного и конвективного, приводящих (при $u > 0$) к увеличению температуры и, соответственно, скорости горения. При $u < 0$ кондуктивная рекуперация тепла и конвективная передача избыточной энергии в каркас пористой среды приводят к субадиабатическим равновесным температурам. Благодаря процессам рекуперации и передаче тепла в каркас при вариациях скорости фильтрации, состава смеси и других параметров, возможно плавное непрерывное изменение температуры и скорости горения газа в широких диапазонах параметров. Отмеченные закономерности подчеркивают принципиальную важность относительного движения при фильтрационном горении, а именно направления и величины скорости потока газа и фронта пламени относительно пористой среды.

Применительно к пористым горелкам первостепенное значение имеет способность горелок эффективно сжигать газ. В данной работе рассматривается только один аспект этой проблемы — принципиальная возможность ускорения горения газа в присутствии твердого каркаса в результате кондуктивной рекуперации тепла. В качестве меры этой способности выбрана величина $\chi = \langle Su\rangle/Su$, где Su — нормальная скорость ламинарного пламени. Такой подход позволяет выделить определяющие параметры и наглядно показать их роль. Среди них следует назвать адиабатический разогрев продуктов Q/c_p, пористость m, эффективное число Льюиса Le_{eff} и число Зельдовича γ.

Тепловой эффект реакции увеличивает как нормальную скорость Su, так и скорость горения смеси $\langle Su\rangle$. Однако это увеличение более эффективно для нормальной скорости u. В результате влияние кондуктивной рекуперации тепла уменьшается с увеличением адиабатического разогрева продуктов и, соответственно, уменьшается скорость горения. Аналогичный вывод, но с обратным знаком можно сделать в отношении энергии активации: увеличение ведет к уменьшению числа Зельдовича и, следовательно, к росту относительной скорости горения χ. Этим эффектам можно дать физическую интерпретацию: относительное увеличение скорости Su приводит к сокращению ширины зоны подогрева и времени межфазного теплообмена в этой зоне, вследствие чего уменьшается эффективность кондуктивной рекуперации тепла.

Одним из основных параметров проблемы является эффективное число Льюиса Le_{eff}. Чем меньше значение Le_{eff}, тем больше относительная скорость горения χ (формула (2.16)). Другими словами, чем эффективнее теплопередача по каркасу (λ_{eff}) по сравнению с теплопередачей по газу (λ_g), тем выше скорость горения газа. Действительно, величина χ представляет собой отношение скоростей фильтрационного и гомогенного газофазного горения.

В соотношение для χ не входит важный параметр пористой среды — дисперсность. Это обусловлено предположением о сильном межфазном теплообмене, $\alpha \to \infty$. Поскольку α возрастает при уменьшении диаметра порового канала d, то это предположение можно трактовать как предположение о малости d. Эксперимент подтверждает этот вывод: v_0 уменьшается с увеличением d [16, рис. 7]. Таким образом, предположение о том, что случаю $\alpha \to \infty$ отвечает максимальная кондуктивная рекуперации энергии в волне РНС, представляется реалистичным. Наоборот, при увеличении d происходит переход в РВС [16] со слабым межфазным взаимодействием в зоне химической реакции.

Что касается эффектов пористости, то зависимость $\chi(m)$ отражает влияние объемной доли материальных проводников тепла — газовой и твердой фаз. При увеличении m уменьшается вклад теплопроводности твердой фазы в эффективную теплопроводность λ_{eff}, что, в свою очередь, ведет к увеличению Le_{eff} и уменьшению χ (см. (2.16)). Интересно, что теплоемкости фаз не играют существенной роли в параметрических зависимостях величины χ.

Применительно к реальным пористым горелкам следует заметить, что многие аспекты стабилизации пламени остаются малоисследованными. Во-первых, как упоминалось, механизмы стабилизации могут быть разными. Далее, на стабилизацию пламени могут существенно влиять различные осложняющие факторы — неоднородность пористой среды [17], режимные переходы [18], условия на границах пористых сред [12, 13, 19], теплопотери, двух- и трехмерные эффекты, обусловленные неустойчивостью фронтов пламени, появлением «горячих очагов» [20] и структурными особенностями пористых горелок. Наконец, не решены многие принципиальные вопросы теории фильтрационного горения — роль гетерогенных химических реакций в балансе тепловыделения, роль радиационных потоков в процессах теплообмена, гидродинамика потоков и форма пламени в сложных пространственных структурах пористых горелок.

Учитывая свойство реверсивности бегущей волны в бесконечно длинном пористом теле и особенность координаты фронта пламени при $u = 0$ как поворотной точки движения фронта пламени, относительную скорость горения χ следует признать важной характеристикой при рассмотрении устойчивости пламени на горелке.

В заключение отметим, что проблема, сформулированная Вильямом Боном почти столетие назад [21]: «Почему и как поверхность твердого тела ускоряет сгорание газовой смеси» — остается актуальной до сих пор. В данной работе сделана попытка прояснить некоторые аспекты этой давней проблемы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Бабкин В. С., Дробышевич 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.
2. **Лаевский Ю. М., Бабкин В. С., Дробышевич В. И., Потытняков С. И.** К теории фильтрационного горения газов // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 6. С. 3–13.
3. **Babkin V. S.** Filtrational combustion of gases. Present state of attairs and prospects // Pure and Appl. Chem. 1993. V. 65, N 2. P. 335–344.
4. **Durst F., Trimis D.** Combustion in porous medium-advansed and application // Combust. Sci. Technol. 1996. V. 121. P. 153–168.
5. **Zhdanok S. A.** Porous media combustion based hydrogen production // Proc. of the European Combustion Meeting. V. 1 / C. Chauvean, C.Vovelle (Eds). The French Section of the Combustion Inst. 2003.
6. **Bingul J. P., Saveliev A. V., Kennedy L.** Optimization of hydrogen production by filtration combustion of methane by oxygen enrichment and depletion // Intern. J. Hydrogen Energy. 2004. V. 29. P. 1365–1370.
7. **Korzhavin A. A., Klimenko A. S., Babkin V. S.** Inert porous media as an effective tool for explosion-proofing of closed technological equipment // Proc. of the Fourth Intern. Seminar «Fire and Explosion Hazards» / D. Bradley, D. Drysdale, V. Molkov (Eds). Univ. of Ulster, UK, 2004. P. 893–904.
8. **Babkin V. S.** The problems of porous Flame-Arresters // Prevention of Hazardous Fires and Explosions / V. E. Zarko et al. (Eds). Netherlands: Kluwer Academic Publishers, 1999. P. 199–213.
9. **Babkin V. S., Bunev V. A., Gritzan V. I.** Problems of fire and explosion safety in context of sustainable development // J. Phys. IV. France 2002. V. 12. P. 413–421.
10. **Babkin V. S., Wierzba I., Karim G. A.** The phenomenon of energy concentration in combustion waves and its applications // Chem. Eng. J. 2003. V. 91. P. 279–285.
11. **Wawrzinek K., Kesting A., Kunzel J., et al.** Experimental and numerical study of applicability of porous combustors for HCL synthesis // Catalysis Today. 2001. V. 69. P. 393–397.
12. **Бабкин В. С., Бунев В. А., Какуткина Н. А. и др.** Проблемы реверс-процесса с газофазной реакцией окисления метана // Горение и плазмохимия. 2003. Т. 1, № 4. С. 357–370.
13. **Takeno T., Sato K., Hase K.** A theoretical study on an excess enthalpy flame // Proc. Combust. Inst. 1981. V. 18. P. 465–472.
14. **Kakutkina N. A., Borovykh I. V., Laevsky Yu. M., Babkin V. S.** Spherical waves of filtrational gas combustion // Combustion Detonation, Shock Waves: Proc. of the Zel'dovich Memorial / S. M. Frolov (Ed.). M.: Russian Section of the Combustion Inst., 1994. V. 2.
15. **Дробышевич В. И.** Численное исследование гибридных волн горения в аппаратах сложной геометрии // Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41, № 3. С. 52–57.
16. **Лаевский Ю. М., Бабкин В. С.** Фильтрационное горение газов. Распространение тепловых волн в гетерогенных средах / Под ред. Ю. Ш. Матроса. Новосибирск: Наука, 1988. С. 108–145.
17. **Минаев С. С., Бабкин В. С.** Распространение пламени в канале переменного сечения при фильтрации газа // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 1. С. 16–24.
18. **Rabinovich O. S., Fefelov A. V., Pavlyukevich N. V.** Modeling of premixed gas combustion

in porous media composed of coarse-sized particles: 1-D description with discrete solid phase // Proc. Combust. Inst. 1996. V. 26. P. 3383–3389.
19. **Takeno T., Sato K.** An excess enthalpy flame theory // Combust. Sci. Technol. 1979. V. 20. P. 73–84.
20. **Saveliev A. V., Kennedy L. A., Fridman A. A., Puri I. K.** Structures of multiple combustion waves formed under filtration of lean hydrogen-air mixtures in a pached bed // Proc. Combust. Inst. 1996. V. 26. P. 3369–3375.
21. **Bone W. A.** Surface Combustion // J. of the Franklin Inst. 1912. V. 173, N 2. P. 101–131.

Поступила в редакцию 7/XII 2007 г.