

УДК 536-46

## О МНОЖЕСТВЕННОСТИ РЕЖИМОВ ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ГАЗОВ

© 2011 г. В. С. Бабкин, А. А. Коржавин, Ю. М. Лаевский

Представлено академиком В.М. Фоминым 30.04.2010 г.

Поступило 14.07.2010 г.

Большое число стационарных режимов фильтрационного горения газов (ФГГ) диктует необходимость их классификации [1]. Однако их систематизация затруднена слабой изученностью этих режимов. Трудности обусловлены разнообразием взаимодействий процессов тепло- и массообмена с химическими реакциями в условиях многофазности, сжимаемости, сопротивления среды. Отсутствие классификации породило множество названий режимов: ползучая детонация, квазидетонация, детонационное горение, дозвуковая детонация и др. С целью систематизации режимов, развития представлений о механизмах распространения волн горения и пределах существования режимов в данной работе уточняются параметрические зависимости скоростей распространения стационарных волн горения в режимах высоких (РВС) и звуковых (РЗС) скоростей и формулируются условия реализации РЗС.

Известно, что волны горения в РВС и РЗС при отсутствии вынужденных потоков имеют скорости распространения относительно пористой среды  $S_{РВС} = O(10)$ ,  $S_{РЗС} = O(100)$  м/с [2, 3]. Было показано, что параметрические зависимости волн горения в РВС и РЗС могут быть представлены в виде  $Re(Re)$ , где  $Re = \frac{(S - S_u)d}{v}$  и  $Re = \frac{S_u d}{\kappa}$  — числа Рейнольдса и Пекле соответственно;  $S_u$  — нормальная скорость пламени,  $S$  — скорость распространения волны горения,  $d$  — характерный размер поровых каналов,  $v$  и  $\kappa$  — вязкость и температуропроводность свежего газа. При этом необходима коррекция экспериментальных данных на эффекты чисел Льюиса. Для коррекции предложено несколько подходов [4, 5].

На рис. 1 в качестве примера приведены результаты коррекции данных по скоростям распространения пропано-воздушных пламен, полученные на основе гипотезы о селективной диффузии топлива и окислителя [5]. Подобные зависимости были получены также для смесей  $CH_4/воздух$ ,  $H_2/воздух$ ,  $C_3H_8/O_2/N_2$ . Все данные хорошо объединяются теоретической зависимостью с эмпирической константой  $Re = 6 \cdot 10^{-4} \cdot Re^3$  (рис. 1б; рис. 2а, б, нижняя линия).

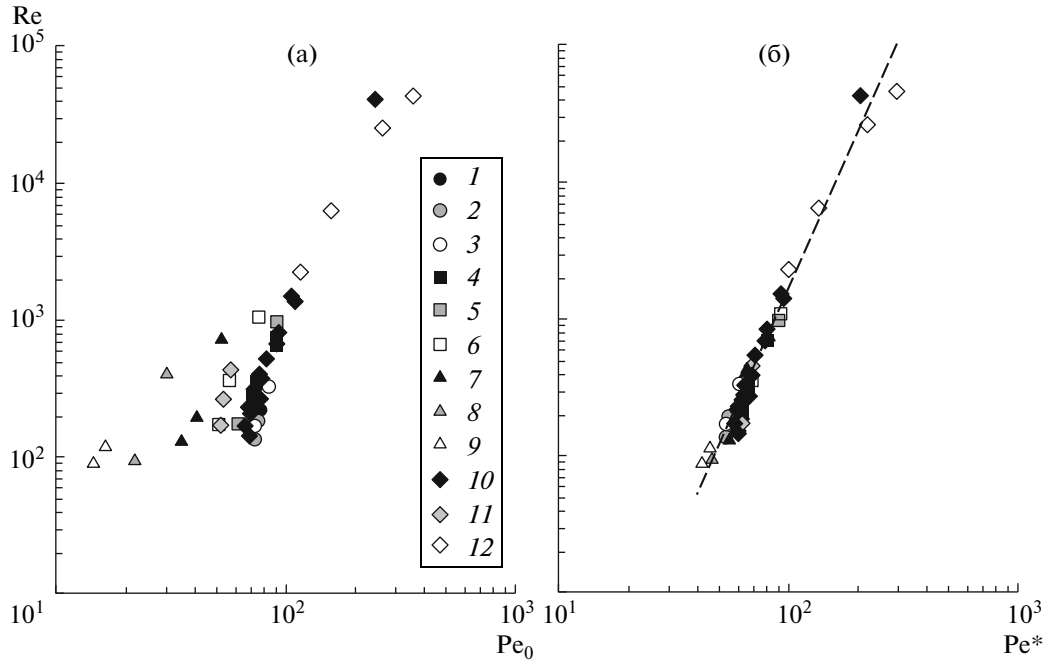
Аналогичная процедура корректировки была выполнена для РЗС (рис. 2). После корректировки экспериментальные данные для различных систем и смесей объединяются зависимостью с эмпирической константой  $Re = 120 \cdot Re^{4/3}$  (рис. 2б, верхняя линия).

Из рис. 2б видно, что зависимости для РВС и РЗС перекрываются в диапазоне  $Re = 10^2 - 10^3$ , т.е. наблюдается множественность режимов. Возможность существования множественности режимов горения в пористых средах теоретически показана в [6].

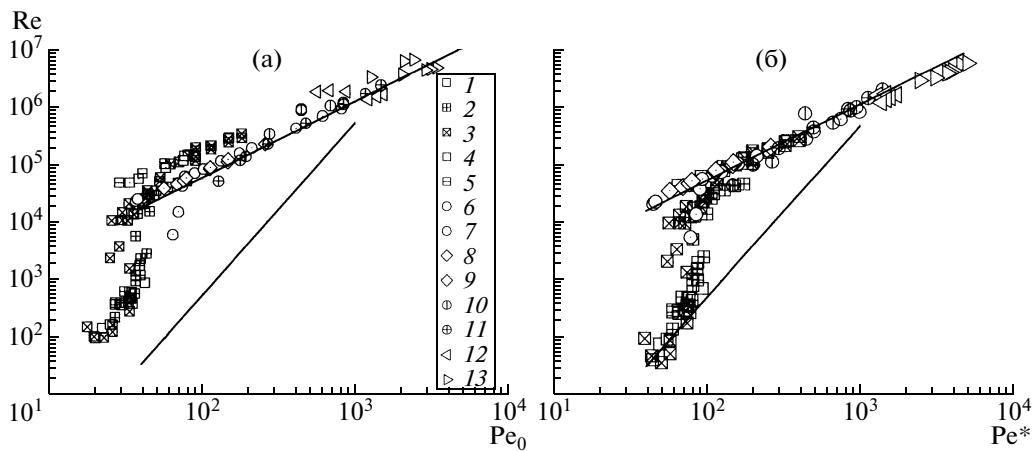
Существенное различие РВС и РЗС состоит в наличии барической волны с плавным подъемом давления в зоне горения в случае РЗС. Барическая волна в зоне горения наблюдается как в системах с периодическими препятствиями [7], так и в системах с пористой средой [8], т.е. барическая волна является общим свойством РЗС в разных системах с сопротивлением. Появление барической волны, очевидно, связано со сжимаемостью газа в результате сопротивления возникающему при горении течению. Влияние сопротивления на горение противоречиво: с одной стороны, оно ускоряет горение за счет турбулизации потока, повышения давления и температуры свежего газа, а с другой, — замедляет горение в результате увеличения межфазного теплообмена, увеличения потерь тепла и импульса, увеличения неполноты сгорания, частичного или полного гашения химической реакции. Характер и масштаб эффектов сопротивления зависят от параметров газовой и твердой фаз.

*Институт химической кинетики и горения  
Сибирского отделения Российской Академии наук,  
Новосибирск*

*Институт вычислительной математики  
и математической геофизики  
Сибирского отделения Российской Академии наук,  
Новосибирск*



**Рис. 1.** Зависимость  $Re(Re)$  для пропано-воздушных пламен в различных пористых средах. а – по начальным данным [2], б – по скорректированным с учетом изменения состава смеси вследствие эффектов чисел Льюиса. Концентрация пропана в смеси: 1 – 3.25; 2 – 3.50; 3 – 3.75; 4, 10, 12 – 4.03; 5 – 4.5, 6, 11 – 5.0; 7 – 5.5, 8 – 6.0, 9 – 6.5%. Номера точек, пористые среды и их характерный размер: 1–9 – фольговый пористый материал, 4 мм; 10, 11 – открытоячеистый пенополиуретан, 2.8 мм; 12 – клееные алюминиевые соты, 3 мм.



**Рис. 2.** Зависимости  $Re$  от  $Pe_0$  (а) и  $Re$  от  $Pe^*$  (б). Горение воздушных смесей водорода в пористых средах из стальных шаров различного диаметра при различных начальных давлениях смеси; содержание водорода (%), диаметр шара (мм) и диапазон начальных давлений (МПа): 1 – 15%,  $d_{ш} = 2.5$  мм (0.20–0.40 МПа); 2 – 15, 5 (0.13–0.40); 3 – 15, 11.5 (0.045–0.40); 4 – 20, 5 (0.10–0.40); 5 – 29.6, 11.5 (0.03–0.33); 6 – 29.6, 2.5 (0.08–0.40); 7 – 50, 5 (0.075–0.35); 8 – 50, 2.5 (0.18–0.40); 9 – 29.6, 12.7, 31.7 (0, 1); 1–8 – по данным [12], 9 – [13]. Горение воздушных смесей водорода в каналах с периодическими препятствиями при начальном давлении 0.1 МПа, характерный размер узости (мм): 12 – 38; 13 – 117 [14]. Горение смесей пропана с воздухом в многокамерной системе [7]: характерный размер узости 24 мм, концентрация пропана (%) и начальное давление (МПа): 10 – 3 – 6.5 (0.2); 11 – 4.0 (0.02–0.4 МПа).

С целью прояснения этого вопроса рассмотрим модельную систему с сопротивлением: одномерное адиабатическое движение газа по трубе, заполненной пористой средой с характерным размером поровых каналов  $d$ . При больших чис-

лах Рейнольдса справедлива формула сопротивления

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{\lambda}{d} \rho \frac{u^2}{2}, \quad (1)$$

где  $\Delta p$  – перепад давления на участке длиной  $L$ , уравнивающий сопротивление пористой среды с коэффициентом  $\lambda$ . Принимаем  $\lambda$  постоянной величиной. Запишем формулу (1) для сжимаемого газа в дифференциальной форме и используем ее в уравнении Эйлера для стационарного движения идеального газа с учетом сопротивления пористой среды:

$$u \frac{du}{dx} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} - \lambda \frac{u^2}{2d}.$$

Это уравнение можно привести к форме

$$\frac{\gamma\lambda}{d} dx = \frac{2(1 - M^2)}{M^3 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)} dM, \quad (2)$$

где  $M = \frac{u}{a}$  – число Маха,  $a$  – скорость звука в газе.

Эта задача подробно исследована в различных постановках [9]. Отметим некоторые выводы, в предположениях, сделанных выше. Во-первых, из (2) видно, что вниз по потоку, при  $M < 1$ ,  $dM > 0$ , т.е. наличие трения вызывает ускорение потока. Во-вторых, интегрируя (2), можно определить длину участка  $L^*$ , на котором происходит “запирание” каналов пористой среды  $M^* = 1$ .

$$\xi = \frac{\gamma\lambda L^*}{d} = \frac{1}{M_0^2} - 1 - \frac{\gamma + 1}{2} \ln \frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_0^2}{\frac{\gamma + 1}{2} M_0^2}. \quad (3)$$

Легко видеть, что при  $M_0 \ll 1$  скорость потока в канале вначале участка  $L^*$  равна

$$u_0 = \frac{a_0}{\sqrt{\xi + 1}}.$$

Если  $M_0 = O(1)$  вычисление скорости  $u_0$  следует проводить по (3). Важно, что при запирании поровых каналов достигается максимальный расход газа, протекающего по участку  $L^*$  при данных параметрах пористой среды, давлении  $p_0$  и температуре  $T_0$  вначале участка  $L^*$ .

Теперь формализуем условие роста давления в волне горения. Очевидно, что рост давления в зоне горения обусловлен нарушением баланса скоростей выделения тепловой энергии и выноса энергии из этой зоны. Принимая ширину зоны горения равной  $L^*$ , скорость газа  $u_0$  можно рассматривать как характерную скорость сброса давления с участка  $L^*$ . Тогда

$$\sigma = \frac{S_{ur} Q}{u_0 c_p T_0} > 1 \quad \text{или} \quad \sigma = \frac{S_{ur} (E - 1) \sqrt{\xi + 1}}{a_0} > 1, \quad (4)$$

где  $Q$  – тепловой эффект горения,  $E$  – коэффициент расширения продуктов,  $S_{ur}$  – турбулентная “нормальная” скорость сгорания,  $\xi$  – параметр сопротивления, значениям  $\sigma > 1$  соответствует РЗС, а  $\sigma < 1$  – РВС.

Рассмотрим пример с пористой средой. В трубе, заполненной полиэтиленовыми гранулами с характерным размером поровых каналов  $d = 1$  мм, при горении водородо-воздушной смеси с 20%  $H_2$  при  $p_0 = 0.13$  МПа наблюдается переход с РВС с терминальной скоростью 6 м/с на РЗС со скоростью 101 м/с. Оценим параметр  $\sigma$ . Примем следующие значения параметров:  $\lambda = 2.32$  (формула Эргана [10]),  $\frac{L}{d} \approx 20$  [11],  $a_0 = 382$  м/с,  $a_b = 860$  м/с,  $E - 1 = 4.57$ ,  $\gamma_0 = 1.4$ ,  $\gamma_b = 1.27$ . Расчет по формуле (4) дает: для РВС  $\sigma = 0.58$  и  $\sigma = 0.25$ , для РЗС  $\sigma = 9.8$  и  $\sigma = 4.2$  для истечения свежей смеси и продуктов соответственно. Видно, что значения  $\sigma$  правильно отражают реальность.

Таким образом, параметр сопротивления  $\xi$  играет определяющую роль в появлении РЗС, является регулятором скорости распространения волны горения, предопределяет уникальность режима РЗС. Область существования РЗС ограничена при низких  $Re$  относительно узкой переходной областью, обусловленной вырождением барической волны и переходом РЗС на режим высоких скоростей. При  $Re > 10^3$  область существования РВС ограничена переходом РВС на режим звуковых скоростей (рис. 2б).

В заключение сделаем несколько замечаний. Формула (4) получена без учета теплообмена с пористой средой и, следовательно, максимальное давление, достигаемое в волне горения при  $M_0 < 1$ , равно давлению при горении при постоянном объеме. В этом одно из отличий РЗС от РВС, где горение происходит при постоянном давлении. Далее, формула (4) может быть применена не только для пористых сред, но и к другим системам с сопротивлением, например, к системам с периодическими препятствиями. Еще из формулы (4) следует, что РЗС может существовать при скоростях распространения волны горения меньше скорости звука в свежей смеси. Наконец, появление барической волны ведет к существенному увеличению скорости фронтального сгорания газа с конвективным механизмом эстафетной передачи химической реакции.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 09-03-00865).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Babkin V.S. // Pure and Appl. Chem. 1993. V. 65. № 2. P. 335–344.
2. Babkin V.S., Korzhavin A.A., Bunev V.A. // Combust. Flame. 1991. V. 87. № 2, 182–190.
3. Korzhavin A.A., Bunev V.A., Babkin V.S. et al. In: Gaseous and Heterogeneous Detonations: Science to Applications. M.: ENAS Publ., 1999. P. 255–267.

4. *Korzhavin A.A., Klimenko A.S., Babkin V.S.* Proc. IV Intern. Seminar on Fire and Explosion Hazards. Londonderry: Univ. Press, 2004. 893–904.
5. *Коржавин А.А., Бунев В.А., Бабкин В.С., Клименко А.С.* // РГВ. 2005. Т. 41. № 4. С. 50–59.
6. *Sivashinsky G.* // Proc. Combust. Inst. 2002. V. 29. P. 1737–1761.
7. *Abdullin R.H., Borisenko A.V., Babkin V.S.* // Progress in Astronaut. & Aeronaut. 1993. V. 154. P. 31–50.
8. *Lyamin G.A., Mitrofanov V.V., Pinaev A.V., Subbotin V.A.* In: Dynamic Structure of Detonation in Gaseous and Dispersed Media. Amsterdam: Kluwer Acad. Publ., 1991. P. 51–75.
9. Fundamentals of Gas Dynamics. High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion / H.W. Emmons. Ed. Princeton: Princeton Univ. Press, 1958. V. 3.
10. *Аэров М.Э., Тодес О.М., Наринский Д.А.* Аппараты со стационарным зернистым слоем. Л.: Химия, 1979. 176 с.
11. *Коржавин А.А., Бунев В.А., Абдуллин Р.Х., Бабкин В.С.* // ФГВ. 1982. Т. 18. № 6. С. 20–23.
12. *Пинаев А.В.* // ФГВ. 1994. Т. 30. № 4. С. 52–60.
13. *Makris A.* The Propagation of Gaseous Detonations in Porous Media. PhD Thesis. Depart. Mech. Eng. Montreal: McGill Univ., 1993. P. 127.
14. *Lee J.H.S.* In: Advances in Chemical Reaction Dynamics. Dordrecht: Reidel, 1986. P. 345–378.