

КОНТРОЛЬ ПЕРЕХОДА ДЕФЛАГРАЦИИ В ДЕТОНАЦИЮ В СИСТЕМАХ С СОПРОТИВЛЕНИЕМ

В. С. Бабкин, А. А. Коржавин

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск, babkin@kinetics.nsc.ru

Развивается подход к управлению процессами горения газов, включая переход дефлаграции в детонацию на основе использования систем с сопротивлением — пористых сред, периодических препятствий, шероховатых труб и др. При горении газов в этих системах возможны разнообразные физико-химические взаимодействия горения с ними: межфазный теплообмен, включая срыв горения, гашение пламени в наиболее быстрых пульсациях (струях), турбулизация смеси, генерация волн давления в зоне пламени, образование «горячих очагов» и др. В результате этих взаимодействий в системах с сопротивлением реализуется ряд стационарных режимов с равномерной скоростью распространения тепловых волн — режимы низких, высоких и звуковых скоростей, низкоскоростная детонация, нормальная детонация с потерями тепла и импульса. В качестве примеров систем с сопротивлением рассмотрены системы с пористыми средами и периодическими препятствиями. Показано, что при учете эффектов чисел Льюиса стационарные скорости в режиме высоких скоростей для систем $\text{CH}_4/\text{воздух}$, $\text{C}_3\text{H}_8/\text{воздух}$, $\text{H}_2/\text{воздух}$ в широких диапазонах параметров объединяются в координатах ($Re-Pe$) в виде единой зависимости $Re = 6 \cdot 10^{-4} Pe^3$ для систем с пористыми средами. Стационарные скорости в режиме звуковых скоростей для систем $\text{C}_3\text{H}_8/\text{воздух}$, $\text{H}_2/\text{воздух}$ объединяются в тех же координатах в виде единой зависимости $Re = 120 Pe^{4/3}$ для систем с пористыми средами и периодическими препятствиями. Аналитически найдено условие генерации давления в зоне пламени режима звуковых скоростей. Обсуждаются проблемы, возникающие при практической реализации подхода управления высокоскоростными процессами горения в системах с сопротивлением.

Ключевые слова: переход дефлаграции в детонацию, режимы горения в пористых средах.

ВВЕДЕНИЕ

В последние два десятилетия интенсивно исследуются процессы фильтрационного горения газов — горение газов в инертных пористых средах. Исследования показали возможность существования ряда стационарных режимов горения, т. е. режимов с постоянной скоростью распространения тепловой волны. Одним из важных свойств волн фильтрационного горения газов является зависимость основных характеристик — скорости и структуры волн горения, областей их существования, природы пределов и механизмов передачи реакции не только от физико-химических свойств горючего газа, но и от свойств пористой среды — пористости, дисперсности, коэффициентов сопротивления, тепло- и массопереноса. Это дает возможность использовать параметры твердой фазы в качестве параметров управления в

практических целях, в частности для управления высокоскоростными процессами горения и детонации и процессами перехода горения в детонацию.

Одним из направлений предупреждения тяжелых последствий детонации является устранение причин ускорения процесса горения и перехода дефлаграции в детонацию, что позволяет исключить развитие детонации. Нам представляется перспективным и другой подход — торможение и ослабление высокоскоростных детонационно-подобных волн посредством использования свойств волн горения в системах с сопротивлением. Мы будем рассматривать системы, имеющие существенное общее свойство — сопротивление потоку газа. Процессы горения в системах этого типа наиболее часто исследуются в трубах с шероховатыми стенками [1–3], с периодическими препятствиями [4–7] и в трубах, заполненных пористой средой [8–11]. Как правило, эти исследования проводятся независимо друг от друга, но, учитывая упомянутое общее свойство — сопротивление, можно ожидать проявления некото-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 09-03-00865-а), СО РАН (междисциплинарный проект № 60 с участием НАН Украины).

Таблица 1

Режим	Типичная скорость волны	Давление в волне*, p/p_0	Механизм распространения
Режим низких скоростей (РНС)	10^{-4} м/с	1	Теплопроводностный
Режим высоких скоростей (РВС)	$(1 \div 50)S_u$	1	Конвективный
Режим звуковых скоростей (РЗС)	$(0.05 \div 0.5)D_{СД}$	$3 \div 10$	Конвективный при повышенных значениях давления и температуры
Низкоскоростная детонация (НСД)	$(0.5 \div 0.8)D_{СД}$	$20 \div 30$	Конвективный с воспламенением при отражении ударных волн
Нормальная детонация с потерями тепла и импульса (НД)	$(0.8 \div 1.0)D_{СД}$	$30 \div 40$	Воспламенение от сжатия

* Ориентировочное значение p/p_0 .

рых общих для них закономерностей процессов горения или, по крайней мере, аналогий. Среди свойств систем с сопротивлением следует отметить большое различие стационарных скоростей распространения волн горения в разных стационарных режимах и в соответствующих параметрических зависимостях. Для детализации нашего подхода кратко рассмотрим стационарные режимы горения в пористых средах.

СТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ГАЗОВ

Под стационарными режимами фильтрационного горения будем понимать процессы с осредненными значениями скорости распространения, не имеющими тенденции к ускорению или замедлению на больших по сравнению с шириной зоны горения отрезках пути. При этом локальные колебания скорости могут быть связаны с неоднородностью структуры пористой среды, внутрипоровыми режимами переходами, колебательными процессами внутри пор, просто структурой среды распространения, например структурой системы с периодическими препятствиями, турбулентным характером горения и т. д. Рассмотрим следующие режимы (табл. 1).

Режим низких скоростей. Распространение тепловой волны горения осуществляется, как правило, при фильтрации горючей смеси через инертную пористую среду. Режим характеризуется сильным межфазным теплообменом. Для распространения пламени необходим прогрев пористой среды в зоне горения до высоких температур. В результате скорость распространения пламени низкая, порядка 10^{-4} м/с,

так как большая часть тепла идет на прогрев пористой среды. Из-за сильного межфазного теплообмена характеристики волны определяются не только физико-химическими свойствами горючего газа, но и теплофизическими свойствами пористой среды.

При относительно слабом теплообмене наблюдается температурная гетерогенность — различие температур фаз, играющее важную роль в тепловыделении и распределении тепла между фазами в зоне пламени. Скорость фильтрации горючего газа — важный фактор, определяющий все характеристики волны горения: скорость, структуру, пределы, устойчивость фронта пламени, максимальную и равновесную температуры горения. В зависимости от скорости фильтрации могут распространяться спутные и встречные волны горения с суб- и сверхадиабатическими температурами горения соответственно [12].

Режим высоких скоростей. В этом режиме горение протекает при $p = \text{const}$ в поровых каналах, диаметр которых больше критического для ламинарных пламен. Поэтому межфазный теплообмен существенно слабее, чем в РНС, и твердый каркас практически не прогревается там, где происходит химическая реакция. Горение может протекать в отсутствие фильтрационного потока. Именно этот случай ($u = 0$) исследован наиболее подробно, тогда как случай $u \neq 0$ требует более детальных исследований [13, 14].

С другой стороны, пористая среда выполняет важные аэродинамические функции в механизме распространения пламени. Взаимодействуя с расширяющимися продуктами сго-

рания, она создает систему струй продуктов, которые осуществляют передачу реакции во фронте горения и приводят к высокой скорости сгорания. Пористая среда играет также роль теплообменника, в котором имеют место потери тепла в наиболее быстрых пульсациях (струях), в результате чего происходит гашение химической реакции в лидирующих точках. Это важный элемент в механизме распространения пламени в РВС, поскольку именно наиболее быстрые пульсации определяют скорость тепловой волны [15]. Скорость распространения ограничена сверху условием критического теплообмена с пористой средой в наиболее быстрых пульсациях.

Режим звуковых скоростей. Среди первых исследований этого режима следует назвать работы [16–20]. К. И. Щелкин характеризует этот режим как «распространение горения посредством турбулентности без воспламенения от удара волны о шероховатость» [16, с. 97]. В РЗС в зоне горения формируется волна сжатия. При этом максимально развиваемое давление близко к значениям, соответствующим давлению при сгорании при постоянном объеме. Поэтому если процесс горения в адиабатических условиях в РВС можно считать изобарическим, то в РЗС — изохорическим. Что касается механизма распространения, он остается конвективным. Высокие скорости распространения обеспечиваются высокими давлениями и температурой горючего газа в волне горения. Скорость распространения, как и в РВС, определяется наиболее быстрыми пульсациями скорости, допускаемыми по условиям газодинамического гашения пламени [21]. Индукционный механизм воспламенения смеси в этом режиме, по-видимому, возможен при больших скоростях волны горения вблизи верхней параметрической границы существования РЗС.

Режим низкоскоростной детонации. Режим интересен тем, что в механизме распространения тепловой волны имеются признаки как детонации — индукционное воспламенение горючей смеси с короткой задержкой при отражении ударной волны от препятствий на ее пути, так и дефлаграции — последующее за воспламенением сгорание смеси в турбулентном пламени.

Режим НСД обнаружен К. И. Щелкиным в шероховатых трубах [16]. На основе этих экспериментальных данных Я. Б. Зельдовичем был предложен упомянутый выше механизм распространения волны в режиме НСД. Экспе-

риментальное подтверждение этого механизма при визуализации процесса получено в [1] для шероховатых труб и в [8] для труб с пористой средой. Яркая особенность режима — большой дефицит скорости детонационной волны.

СТАЦИОНАРНЫЕ СКОРОСТИ В РВС

Из элементарной теории РВС и анализа опытных данных следует, что наиболее важным параметром режима является число Пекле $Pe = \frac{S_u d}{\alpha}$, вычисленное по нормальной скорости ламинарного пламени S_u , характерному размеру поровых каналов d и температуропроводности горючей смеси α . Существенное влияние на характеристики волны — скорость и пределы распространения оказывают числа Льюиса топлива и окислителя ($Le = \alpha/D$, где D — соответствующий коэффициент диффузии). В [15] показано, что большой массив экспериментальных данных по скорости распространения метановоздушных пламен ($Le \approx 1$) в соответствии с элементарной теорией хорошо объединяется зависимостью $Re \propto Pe^3$, где $Re = \frac{(S - S_u)d}{\nu}$ — число Рейнольдса, ν — кинематическая вязкость, S — видимая скорость пламени. Однако экспериментальные данные по водородовоздушным и пропановоздушным пламенам не объединялись этой теоретической зависимостью. Массив данных расслаивался по составу смеси, что указывало на влияние чисел Льюиса. Для учета эффектов чисел Le были развиты различные подходы [21–23]. На рис. 1 в качестве примера приведены результаты корректировки исходных данных в системе пропан — воздух на основе гипотезы селективной диффузии топлива и окислителя [24]. Видно, что учет чисел Льюиса пропана и кислорода приводит к хорошему обобщению данных.

На рис. 2 представлены обобщенные результаты по РВС для разных топливных систем, скорректированные на эффекты чисел Льюиса. Здесь показана также граница области исходных экспериментальных данных. Видно, что все данные группируются около теоретической зависимости с эмпирической константой

$$Re = 6 \cdot 10^{-4} Pe^3. \quad (1)$$

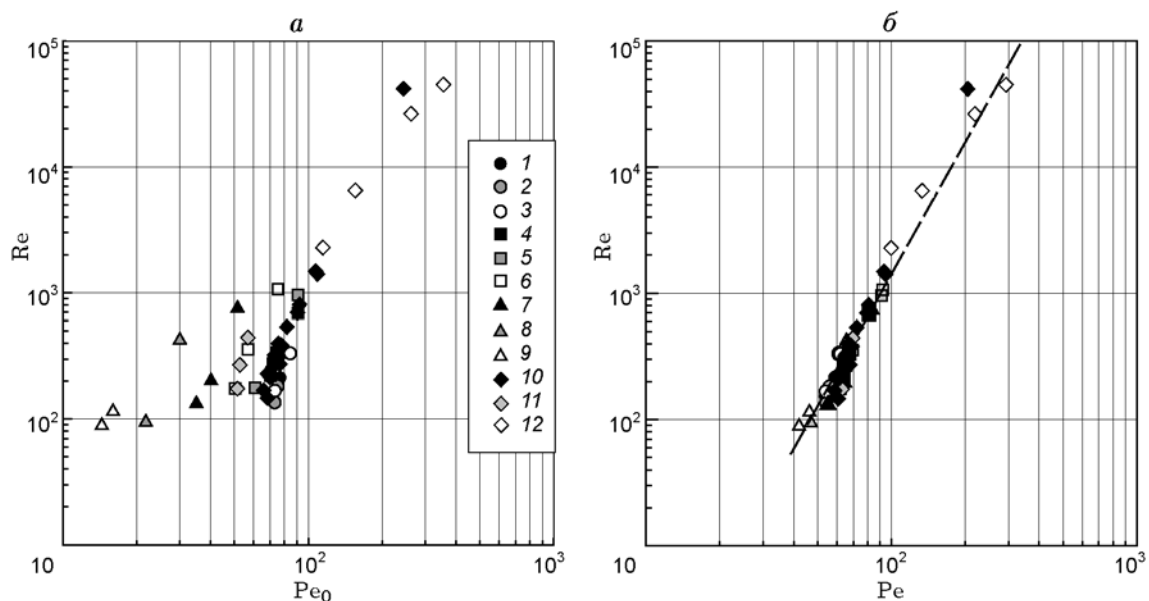


Рис. 1. Зависимость $Re(Pe)$:

a — по начальным данным, *b* — по скорректированным на эффекты чисел Льюиса; содержание пропана, %: 1 — 3.25, 2 — 3.50, 3 — 3.75, 4, 10, 12 — 4.03, 5 — 4.50, 6, 11 — 5.0, 7 — 5.50, 8 — 6.0, 9 — 6.50; характерный размер пор: 1–9 — 4 мм, 10, 11 — 2.8 мм, 12 — 3 мм

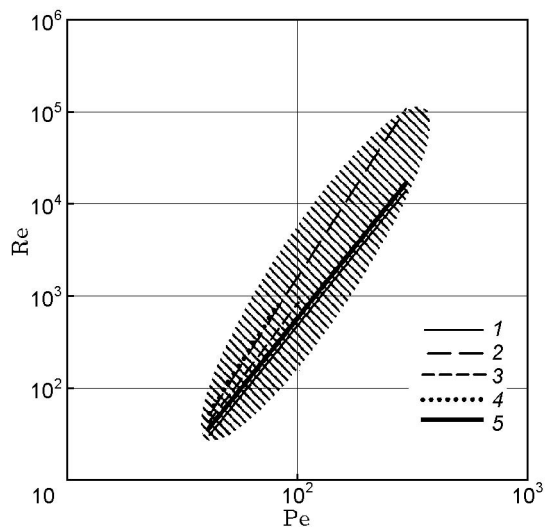


Рис. 2. Зависимость $Re(Pe)$ для различных систем в PVC:

1 — метан — воздух [15], 2 — пропан — воздух [15], 3 — водород — воздух (15 % H_2), 4 — пропан — кислород — азот [24], 5 — обобщение массива данных, заштрихованная область — разброс экспериментальных данных

СТАЦИОНАРНЫЕ СКОРОСТИ В РЗС

Общий подход при обработке экспериментальных данных по РЗС аналогичен [21]. Счи-

тается, что базовый конвективный механизм передачи воспламенения в волне горения такой же, как и в РВС. Но гашение химической реакции в лидирующих точках наиболее быстрых пульсаций (струй) происходит в результате быстрого смешения свежего газа и продуктов горения (газодинамическое гашение). Новыми элементами анализа являются поиск альтернативных методов учета эффектов чисел Льюиса, включение в рассмотрение, кроме пористых сред, также систем с периодически препятствиями, формализм генерации волны давления в РЗС, расширение массива экспериментальных данных по системам с пористыми средами.

В табл. 2 приведены исходные экспериментальные данные, относящиеся к РВС, РЗС и переходной области в разных сериях экспериментов. На рис. 3 представлены исходные и скорректированные на эффекты чисел Льюиса данные. Из рис. 3, *b* видно, что после корректировки экспериментальные данные хорошо группируются около прямой, соответствующей газодинамическому гашению пламени с эмпирической константой

$$Re = 120Pe^{4/3}. \quad (2)$$

Таблица 2

Система с сопротивлением	Смесь	Объемная концентрация, %	Давление p_0 , МПа	Характерный размер d , см	Видимая скорость пламени S , м/с	Источник
Засыпка стальными шарами	Водород — воздух	15	0.2 ÷ 0.42	0.09	1.2 ÷ 3.8	[25]
			0.14 ÷ 0.24	0.18	1.7 ÷ 108	
			0.04 ÷ 0.4	0.41	1.1 ÷ 360	
		20	0.08 ÷ 0.4	0.09	540 ÷ 780	
			0.11 ÷ 0.4	0.18	550 ÷ 650	
		29.6	0.084 ÷ 0.4	0.09	540 ÷ 780	
			0.032 ÷ 0.4	0.41	80 ÷ 1010	
		50	0.19 ÷ 0.4	0.09	630 ÷ 720	
			0.08 ÷ 0.35	0.18	650 ÷ 840	
		29.6	1	0.46	800 ÷ 810	
1.14	1 195 ÷ 1 205					
Трубы с препятствиями	Водород — воздух	18 ÷ 55	1	3.8	810 ÷ 1 035	[27]
		18 ÷ 70		11.7	850 ÷ 1 115	
Многокамерная система	Пропан — воздух	4.0	0.02 ÷ 0.4	2.4	150 ÷ 350	[28]
		3.0	0.2		270	
		4.5			350	
		5.0			310	
		5.5			190	
		6.0			100	
		6.5			40	

ПРОБЛЕМА МНОЖЕСТВЕННОСТИ РЕЖИМОВ

Сравнение областей существования стационарных режимов показывает, что эти области могут частично или полностью перекрываться. Так, области РВС и РЗС перекрываются в плоскости ($Pe-Re$) в диапазоне ($100 \div 1000$) Pe . Как объяснить наблюдаемую неединственность режимов?

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 [28], так и в системах с пористой средой [29]. То есть она является общим свойством в РЗС в разных системах с сопротивлением. Появление барической волны очевидно связано со сжимаемостью газа и влиянием сопротивления возникающему при горении тече-

нию. Влияние сопротивления противоречиво: с одной стороны, оно препятствует расширению газа продуктов горения, а с другой, ускоряет (до определенной степени) это горение. В результате давление в зоне горения поднимается с градиентом, возрастающим пропорционально сопротивлению и скорости сгорания. Очевидно, что рост давления в зоне бегущей волны обусловлен нарушением баланса скоростей выделения тепловой энергии и выноса тепловой энергии из этой зоны.

Рассмотрим модельную систему с сопротивлением: одномерное адиабатическое движение газа по трубе, заполненной пористой средой с характерным размером поровых каналов d . При больших скоростях потока справедлива квадратичная формула фильтрации

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{\lambda}{d} \rho \frac{u^2}{2}, \quad (3)$$

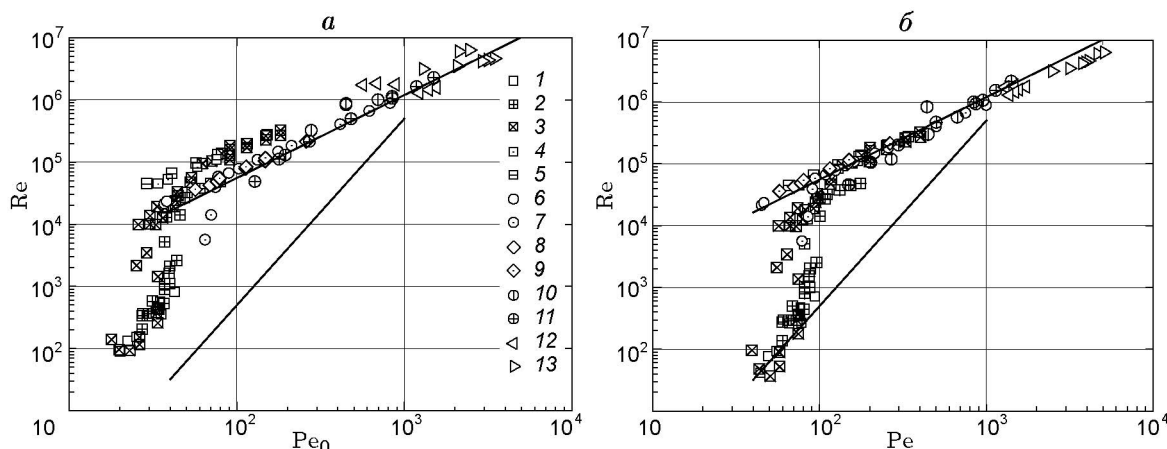


Рис. 3. Зависимости $Re(Pe_0)$ (а) и $Re(Pe)$ (б):

горение воздушных смесей водорода в пористых средах из стальных шаров (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 и 31.7 (0.1); 1–8 — по данным [25], 9 — [26]; горение воздушных смесей водорода в каналах с периодическими препятствиями [27]: начальное давление 0.1 МПа, характерный размер сужения: 12 — 38 мм, 13 — 117 мм; горение смесей пропана с воздухом в многокамерной системе [28]: характерный размер сужения: 24 мм, концентрация пропана и начальное давление: 10 — 6.5 %, 0.2 МПа; 11 — 4.0 %, 0.02 ÷ 0.4 МПа; нижняя линия — расчет по уравнению (1), верхняя линия — по уравнению (2)

где Δp — перепад давления на участке длиной L , уравнивающий сопротивление пористой среды с коэффициентом гидравлического сопротивления λ , ρ — плотность газа, u — его скорость. Принимаем λ постоянной величиной. Запишем формулу фильтрации (3) 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

$$\frac{\gamma \lambda}{d} dx = \frac{2(1 - M^2)}{M^3 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)} dM, \quad (4)$$

где $M = u/a$ — число Маха, a — скорость звука в газе, $\gamma = c_p/c_v$ — отношение теплоемкости газа при постоянном давлении и постоянном объеме.

Рассматриваемая задача подробно исследована в различных постановках (см., например, [30]). Отметим некоторые выводы в предположениях, сделанных выше.

Во-первых, из (4) видно, что вниз по потоку, если $M < 1$, то $dM > 0$, т. е. наличие трения

вызывает ускорение потока. Во-вторых, интегрируя (4), можно определить длину участка L^* , на котором происходит «запирание» каналов пористой среды ($M^* = 1$):

$$\xi = \frac{\gamma \lambda L^*}{d} = \frac{1}{M_0^2} - 1 - \frac{\gamma + 1}{2} \ln \left[\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_0^2\right) / \left(\frac{\gamma + 1}{2} M_0^2\right) \right]. \quad (5)$$

Легко видеть, что при $M_0 \ll 1$ скорость в канале в начале участка L равна

$$u_0 = \frac{a}{\sqrt{\xi + 1}}. \quad (6)$$

Если $M_0 \lesssim 1$, вычисление скорости u_0 следует проводить по (5). Физический смысл (5) и (6) состоит в том, что при запирании поровых каналов достигается максимальный расход газа, протекающего по участку L^* при данной геометрии пористой среды, давлении p_0 и температуре T_0 в начале участка L^* . Таким образом, скорость газа u_0 можно рассматривать как характерную скорость сброса давления на участке L^* .

Теперь мы можем формализовать условие роста давления в бегущей волне РЗС:

$$\sigma = \frac{S_{u,t}Q}{u_0 c_p T_0} > 1$$

или $\sigma = \frac{S_{u,t}(E-1)\sqrt{\xi+1}}{a_0} > 1, \quad (7)$

где Q — тепловой эффект горения, $S_{u,t}$ — турбулентная «нормальная» скорость сгорания, E — коэффициент расширения, ξ — параметр сопротивления. Сделаем численные оценки.

Пример линейной системы с периодическими препятствиями. В закрытой многокамерной системе с периодическими препятствиями в стехиометрической пропановоздушной смеси в нормальных условиях волна горения распространяется с постоянной скоростью 306 м/с [28]. Максимальное давление в волне горения 0.9 МПа. Секция периодической системы с центральными отверстиями диаметром $d = 24$ мм имела размеры: диаметр $D = 115$ мм, длина $s = 130$ мм (блокадное отношение $BR = 1 - (d/D)^2 = 0.956$), ширина зоны горения $6s$.

Эту систему с периодическими препятствиями можно рассматривать как типичное лабиринтное уплотнение, создающее сопротивление потоку. Сопротивление лабиринта равно сумме сопротивлений отдельных ячеек, в данном случае отдельных смежных камер [31]. Расчет по методике [31] дает сопротивление отдельной ячейки $\lambda = 0.435$. Принимая для нашего случая, что процесс развивается в шести смежных камерах, получаем $\xi = \frac{\lambda L}{D} = \frac{(0.435 \cdot 6) \cdot (130 \cdot 6)}{115} = 17.7$. Подставляя в формулу (6) это значение ξ , вычисляем скорость волны разрежения: 79 м/с, если истекает свежий газ, и 207 м/с, если истекают продукты. Подставляя данные значения скоростей в (7) и полагая $E-1 = 6$, $S_{u,t} = 306$ м/с, получаем $\sigma = 23.3$ для истечения свежей смеси и $\sigma = 8.9$ для продуктов сгорания. Таким образом, скорость конверсии химической энергии в тепловую существенно превышает скорость разгрузки секции многокамерной системы.

Пример с пористой средой. В трубе, заполненной полиэтиленовыми гранулами с характерным размером поровых каналов $d = 1$ мм, при горении водородовоздушной смеси с 20 % H_2 при $p_0 = 0.13$ МПа наблюдается переход от РВС со стационарной скоростью 6 м/с к РЗС со скоростью 101 м/с. Оценим параметр σ . Примем следующие значения параметров:

$\lambda = 1.75$ (формула Эргана [32]), $L/d \approx 10$ [10], $a = 381$ м/с, $a_b = 948$ м/с, $E-1 = 4.57$, $\gamma = 1.4$. Расчет по формуле (7) дает: для РВС $\sigma = 0.36$ и $\sigma = 0.15$, для РЗС $\sigma = 6.11$ и $\sigma = 2.45$ для истечения свежей смеси и продуктов соответственно. Видно, что σ правильно отражает реальность.

Ввиду сложности процесса и низкой точности параметров полученные оценки носят скорее качественный характер. Но, по нашему мнению, они правильно отражают сам подход к оценкам.

«ПРИНЦИП ВЛОЖЕНИЯ»

С точки зрения реализации процессов горения в пористых средах представляет интерес сравнительная характеристика пределов распространения волн горения в разных режимах при одинаковых условиях по основным параметрам, определяющим скорость. Целесообразно сравнить критические числа $Re^* = S_u d / \alpha$, скорректированные на числа Льюиса. Анализ экспериментальных данных показывает, что сравниваемые величины подчиняются «принципу вложения»:

$$Re_{РНС}^* \leq Re_{ЛП}^* \leq Re_{РВС}^* \leq Re_{РЗС}^* \leq Re_{НСД}^* \leq Re_{НД}^* \quad (8)$$

Здесь $Re_{ЛП}^*$ — число Пекле ламинарного пламени. Физически принцип означает, что высокоскоростные режимы существуют в рамках низкоскоростных, точнее, параметрические области существования высокоскоростных режимов не шире, чем низкоскоростных. Сравнение проводится при изменении одного из параметров при неизменных значениях других.

В работе [33] содержится вывод, что на пределах детонации выполняется условие $Re_{ЛП}^* \leq Re_{НД}^*$. Этот вывод подтвержден в [10]. Аналогичное наблюдение сделано в отношении пределов РЗС и РВС. В некотором диапазоне параметров отмечаются близость или равенство критических условий: $Re_{РВС}^* \leq Re_{РЗС}^*$ [22].

Неравенства (8) можно объяснить следующим образом. Волна сжатия является следствием сжимаемости газа и химической реакции. Чем выше скорость химического превращения (нормальная скорость пламени), тем сильнее волна сжатия. Другими словами, пламя первично, а волна сжатия вторична. Стаци-

онарная волна горения может существовать самостоятельно, а волна сжатия нет. При уменьшении скорости реакции S_u сначала вырождается волна сжатия, а затем — пламя. При этом диапазон изменения S_u может быть очень малым.

Что касается условия $Re_{\text{РНС}}^* \leq Re_{\text{ЛП}}^*$, то оно обусловлено одним из свойств РНС, а именно сильным межфазным теплообменом и высокой теплопроводностью твердой фазы. В результате этого тепло из области высоких температур зоны пламени может эффективно передаваться теплопроводностью твердой фазы вверх по потоку в зону подогрева и, таким образом, ускорять химическую реакцию и тепловыделение. При этом важную роль играет также кооперативный эффект — поперечный теплообмен, снижающий теплопотери при увеличении диаметра пористого образца. Эти эффекты приводят к возможности распространения волны горения в РНС при характерных размерах поровых каналов меньше критического. Отметим, что авторам не известны убедительные экспериментальные данные, противоречащие «принципу вложения». Вместе с тем, отсутствуют строгие теоретические доказательства его справедливости. Поэтому, несмотря на практическую полезность принципа, вопрос о его реалистичности следует считать открытым.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С целью управления переходом горения в детонацию авторы в данной работе попытались объединить сведения, касающиеся распространения волн горения и детонации в системах с сопротивлением. Особое внимание уделено режимам высоких и звуковых скоростей. Для РВС, ввиду существенного влияния чисел Льюиса на стационарную скорость, сделаны соответствующие корректировки с использованием различных подходов. Показано, что стационарные скорости в РВС для четырех разных систем удовлетворительно объединяются теоретической зависимостью с эмпирической константой $Re = 6 \cdot 10^{-4} Re^3$.

Что касается режима звуковых скоростей, то и здесь скорректированные на эффекты чисел Ле стационарные скорости хорошо объединяются теоретической зависимостью с эмпирическим коэффициентом $Re = 120 Re^{4/3}$ в различных пористых средах в широких диапазо-

нах начальных параметров и для разных горючих систем. Интересно, что данные по скоростям в разных системах с периодическими препятствиями также удовлетворительно объединяются этой зависимостью. Это свидетельствует о том, что физические механизмы распространения пламен в РВС и РЗС соответствуют действительности и родственны. Скорость в обоих случаях определяется гашением пламени в наиболее быстрых пульсациях и струях. Разница лишь в том, что в РВС гашение происходит в результате охлаждения зоны химической реакции пористой средой, а в РЗС — в результате охлаждения в процессе быстрого смешения свежего газа с продуктами сгорания.

Обращает на себя внимание высокая чувствительность стационарной скорости к нормальной скорости S_u , особенно в РВС. Теория турбулентного горения не дает столь сильной ($\propto S_u^3$) зависимости турбулентной скорости от S_u , тем более при распространении пламени по неподвижной смеси. Этот факт указывает на то, что не только турбулентность, а прежде всего свойства систем с сопротивлением играют решающую роль. Во-первых, стационарные скорости в РВС и РЗС определяются процессами гашения пламени, а процессы гашения, в свою очередь, зависят от S_u и характеристик сопротивления — диаметров поровых каналов, проходных отверстий, структуры препятствий и др. Во-вторых, расширение продуктов сгорания в условиях сопротивления порождает струи в направлении свежей смеси, ведущие к увеличению поверхности пламени и к «дальнобойному» эстафетному воспламенению свежей смеси. Учитывая возможность деформации фронта при встрече с каждым элементом пористой среды, можно предположить фрактальный характер увеличения поверхности пламени. В РЗС поршневой эффект градиентов давления приводит к выбросу более сильных струй продуктов, чем в РВС, и, таким образом, к возможности дополнительного увеличения скорости сгорания за счет повышенных значений давления и температуры в зоне химической реакции.

При горении газа в системах с сопротивлением важную роль, особенно при больших скоростях сгорания, играют два фактора: горение и сопротивление, возникающие при расширении продуктов горения. Это независимые, но взаимодействующие факторы. Сопротивле-

ние, с одной стороны, может ускорять сгорание смеси, турбулизируя ее или увеличивая поверхность фронта за счет быстрых струй. С другой стороны, сопротивление тормозит движение, приводя к явлению «запирания» поровых каналов и «узостей», что, в свою очередь, ведет к формированию барической волны, к переходу РВС — РЗС.

Для моделирования разных реальных ситуаций с препятствиями используются различные характеристики — блокадное отношение BR , гидравлическое сопротивление λ , коэффициент турбулизации и др. Данная работа основана только на параметре сопротивления. Для описания систем с повторяющимися препятствиями вместо BR также использован параметр сопротивления. Полученные обобщенные результаты, на наш взгляд, подтверждают целесообразность и реалистичность такого подхода. Вместе с тем, физический смысл термина «сопротивление» для сложных систем неоднозначен. Вклад в сопротивление могут вносить трение, вихреобразование, лобовое торможение, сужения (расширения) канала и другие газодинамические факторы. Поэтому методика расчета коэффициента сопротивления в реальных системах не является универсальной.

В данной работе рассмотрены «монодисперсные» системы с одним или двумя характерными размерами. Теория фильтрационного горения газов в полидисперсных средах практически не развита. Отдельные публикации, касающиеся этого вопроса, показывают, что здесь можно ожидать новых и интересных результатов: периодические колебания характеристик горения, режимные переходы, реализация РНС и РВС в соседних мелких и крупных порах по мере распространения волн горения [34, 35].

ЛИТЕРАТУРА

1. Бабкин В. С., Козаченко Л. С. Возникновение детонации в газах в шероховатых трубах // ПМТФ. — 1960. — № 3. — С. 165–174.
2. Зельдович Я. Б., Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Хомяк С. В., Маилков А. Е. Низкоскоростные квазидетонационные режимы горения топливо-воздушных смесей в шероховатых трубах // Докл. АН СССР. — 1984. — Т. 279, № 6. — С. 1359–1362.
3. Зельдович Я. Б., Гельфанд Б. Е., Борисов А. А., Фролов С. М., Поленов А. Н. Зона реакции при низкоскоростной детонации газов // Хим. физика. — 1986. — Т. 4, № 2. — С. 279–288.
4. Teodorczyk A., Lee J. H. S., Knystautas R. Propagation mechanism of quasidetonaions // Proc. of the 22nd Symp. (Intern.) on Combustion. — The Combustion Inst., 1988. — P. 1722–1731.
5. Peraldy O., Knystautas R., Lee J. H. S. Criteria for transition to detonation in tubes // Proc. of the 21st Symp. (Intern.) on Combustion. — The Combustion Inst., 1986. — P. 1629–1637.
6. Kuznetsov M. S., Alekseev V. I., Bezmelnitsyn A. V., Breitung W., Dorofeev S. B., Matsukov I. D., Vesper A., Yankin Yu. G. Effect of obstacle geometry on behaviour of turbulent flames. — RRC «Kurchatov Institute», 1999. — (Preprint IAE-6137/13).
7. Смирнов Н. Н., Никитин В. Ф. Переход горения в детонацию в газах // Газовая и волновая динамика / под ред. Е. И. Шемякина, Н. Н. Смирнова, В. Л. Натяганова. — М.: Айрис пресс, 2005.
8. Попов О. Е., Когарко С. М., Фотеенков В. А. О быстром горении газовой смеси в средах с высокой пористостью // Докл. АН СССР. — 1974. — Т. 219, № 3. — С. 592–595.
9. 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.
10. Пинаев А. В., Лямин Г. А. Основные закономерности дозвукового и детонационного горения газов в инертных пористых средах // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 25, № 4. — С. 75–85.
11. Gol'dshtain V., Shreiber I., Sivashinsky G. On creeping detonation in filtration combustion // Shock Waves. — 1994. — V. 4, N 1. — P. 109–112.
12. Babkin V. S. Filtration combustion of gases. Present state of affairs and prospects // Pure and Appl. Chem. — 1993. — V. 65, N 2. — P. 335–344.
13. Бабкин В. С., Бунев В. А., Коржавин А. А. Распространение пламени в пористых инертных средах // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение газов и натуральных топлив: материалы 6 Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. — Черногоровка: ИХФ АН СССР, 1980. — С. 87–89.
14. Замащиков В. В., Козлов Я. В., Коржавин А. А., Лаевский Ю. М., Бабкин В. С. Особый режим фильтрационного горения газов // Докл. АН. — 2009. — Т. 428, № 4. — С. 484–486.
15. Babkin V. S., Korzhavin A. A., Bunev V. A. Propagation of premixed explosion flames in porous media // Combust. and Flame. — 1991. — V. 87, N 2. — P. 182–190.
16. Щелкин К. И. Быстрое горение и спиновая детонация газов. — М.: Воениздат, 1949.
17. Зельдович Я. Б. Теория горения и детонации газов. — М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1944.

18. Мамонтов Г. М., Митрофанов В. В., Субботин В. А. Режимы детонации газовой смеси в жесткой пористой среде // Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация: материалы 6 Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. — Черноголовка: ИХФ АН СССР, 1980. — С. 106–110.
19. Субботин В. А., Кузнецова А. Я. Режимы сгорания взрывчатых газовых смесей в каналах переменного сечения // Динамика многофазных сред. — Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР. — 1984. — Вып. 68. — С. 124–131.
20. Lee J. H. S., Knystautas R., Freiman A. High speed turbulent deflagrations and transition to detonation in H₂-air mixtures // Combust. and Flame. — 1984. — V. 56. — P. 227–239.
21. Korzhavin A. A., Bunev V. A., Babkin V. S., Lawes M., Bradley D. On one regime of low velocity detonation in porous media // Gaseous and Heterogeneous Detonations: Science to applications / G. D. Roy, S. M. Frolov, K. K. Kailasanath, N. N. Smirnov (Eds). — Moscow: ENAS Publ., 1999. — P. 255–267.
22. Babkin V. S., Korzhavin A. A., Bunev V. A., Bradley D. Problems of porous flame-arresters: effects of lewis numbers // 11th Intern. Symp. «Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries». Paper Full Texts Section D / H. J. Pasman, J. Škarka, F. Babinec (Eds). — Praha: PCHE-PetroChemEng. — 2004. — P. 4395–4400. — (ISBN 80-02-01574-6).
23. Korzhavin A. A., Klimenko A. S., Babkin V. S. Inert porous media as effective tool for explosion proof of closed technological equipment // Proc. of the 4th Intern. Seminar on Fire and Explosion Hazards / D. Bradley, D. Drysdale, V. Molkov (Eds). — Londonderry, Northern Ireland, UK: Universities Press, 2004. — P. 893–904. — (ISBN 1 85923 186 1).
24. Коржавин А. А., Бунев В. А., Бабкин В. С., Клименко А. С. Эффекты селективной диффузии при распространении и гашении пламени в пористой среде // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 4. — С. 50–59.
25. Пинаев А. В. О режимах сгорания и критерии распространения пламени в загроможденном пространстве // Физика горения и взрыва. — 1994. — Т. 30, № 4. — С. 52–60.
26. Aristidis M. The propagation of gaseous detonations in porous media: PhD thesis / Department of Mechanical Engineering McGill University. — Montreal, Canada, 1993.
27. Lee J. H. S. The propagation of turbulent flames and detonations in tubes // Advances in Chemical Reaction Dynamics / P. M. Rentzepis, C. Capellos (Eds). — D. Reidel Publ. Company, 1986. — P. 345–378.
28. Abdullin R. H., Borisenko A. V., Babkin V. S. Dynamics of flame propagation in multi-chamber systems // Dynamic Aspects of Explosion Phenomena / A. L. Kuhl, J.-C. Leyer, A. A. Borisov, W. A. Sirignano (Eds). — Washington: AIAA, 1993. — P. 31–50. — (Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 154).
29. Lyamin G. A., Mitrofanov V. V., Pinaev A. V., Subbotin V. A. Propagation of gas explosion in channels with uneven walls and in porous media // Dynamic Structure of Detonation in Gaseous and Dispersed Media / A. A. Borisov (Ed.). — Netherlands: Kluwer Academic Publ., 1991. — P. 51–75.
30. Fundamentals of Gas Dynamics. V. III: High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion / H. W. Emmons (Ed.). — Princeton: Princeton Univ. Press, 1958.
31. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. — М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1960.
32. Аэров М. Э., Тодес О. М., Наринский Д. А. Аппараты со стационарным зернистым слоем. — Л.: Химия, 1979.
33. Розловский А. И. Основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами. — М.: Химия, 1980.
34. Rabinovich O. S., Fefelov A. A., Pavlyukovich N. V. Modeling of premixed gas combustion in porous media composed of coarse-sized particles: 1-d description with discrete solid phase // Proc. of 26th Symp. (Intern.) on Combustion. — 1996. — P. 3383–3389.
35. Минаев С. С., Бабкин В. С. Распространение пламени в канале с переменным сечением при фильтрации газа // Физика горения и взрыва. — 2001. — Т. 37, № 1. — С. 16–24.

*Поступила в редакцию 7/VII 2010 г.,
в окончательном варианте — 6/IV 2011 г.*