

УДК 536.46

БЫСТРОЕ ГОРЕНИЕ ГАЗА В СИСТЕМАХ С ГИДРАВЛИЧЕСКИМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

В. С. Бабкин

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

Проведен анализ различных аспектов режима звуковых скоростей, одного из стационарных режимов фильтрационного горения газов. Рассматриваются условия реализации и область существования режима, скоростные и структурные характеристики волны горения, механизмы воспламенения и горения газа, условия стабилизации скорости волны, режимные переходы. Характерная особенность режима — наличие волны давления в зоне турбулентного пламени, обусловленной явлением «запирания» каналов и узостей. Основными факторами, определяющими природу и свойства режима звуковых скоростей, являются гидравлическое сопротивление, пьезодиффузия, энергетика смеси, сжимаемость и турбулентность газа, реакционная способность смеси в условиях повышенных давлений и температур. Режим звуковых скоростей — уникальный, интригующий и перспективный для приложений режим горения.

Ключевые слова: фильтрационное горение газов, пористые среды, горение газов, режим звуковых скоростей.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время получило развитие новое направление исследований — фильтрационное горение газов (ФГГ) или горение газов в системах с гидравлическим сопротивлением [1–3]. Особенность этих работ — важная роль гидравлического сопротивления и межфазного теплообмена в процессах горения. Под системами с сопротивлением будем понимать шероховатые трубы, пористые среды, узкие каналы, системы с периодическими препятствиями, трубы с переменным сечением и др. Наличие сопротивления и межфазного теплообмена создают условия для реализации большого числа стационарных и нестационарных режимов газозафазного горения с разнообразными свойствами, полезными для практического использования.

Характерная особенность ФГГ — большой диапазон скоростей распространения тепловых волн, $\approx 10^{-4} \div 10^3$ м/с. Интеграционные связи в этих предметных областях привели к обнаружению гибридных волн с многофазными химическими реакциями, волн со сложной пространственно-временной структурой, например спиноподобных, волн со сверхдиабатическими температурами [4].

В области ФГГ к настоящему времени установлен и изучен, в разной степени, ряд стационарных режимов горения, два из которых обнаружены К. И. Щёлкиным. Это режим быстрого горения — режим звуковых скоростей с механизмом воспламенения смеси «посредством турбулентности», второй — режим низкоскоростной детонации с механизмом воспламенения «при столкновении ударной волны с шероховатостью» [5]. В данной работе представлен краткий обзор и анализ современного состояния исследований режима звуковых скоростей.

КЛАССИФИКАЦИЯ СТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ГАЗОВ

Пористые среды являются простейшими модельными системами с гидравлическим сопротивлением. К модельным также можно отнести узкие каналы. Горение газов в однородных пористых средах, как правило, описывается минимальным числом параметров — одним масштабом поровых каналов, одним параметром пористости и т. д. Шероховатые трубы, трубы с периодическими препятствиями и другие системы с сопротивлением требуют дополнительных характеристик для корректного описания процессов горения. Сравнивая известные стационарные режимы ФГГ по скоростно-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 090300865).

© Бабкин В. С., 2012.

му признаку, их можно расположить в следующем порядке [2].

В режиме низких скоростей (РНС) существуют две моды. В РНС-1 горение газа происходит в поровых каналах диаметром меньше критического, $d < d_{cr}$ [6], в РНС-2 — при $d > d_{cr}$ [7]. Оба режима характеризуются сильным межфазным теплообменом, создающим условия для распространения волн горения со скоростями порядка 10^{-4} м/с и для рекуперации тепла из зоны продуктов горения в зону подогрева. Именно благодаря рекуперации тепла в зону подогрева преодолеваются трудности встречного распространения волны горения, обусловленные в РНС-1 кондуктивным гашением пламени в трубах с $d < d_{cr}$, а в РНС-2 — газодинамическим (стретч-эффектом) гашением пламени в трубах с $d > d_{cr}$. В режимах низких скоростей характеристики волн определяются не только физико-химическими свойствами горючей смеси, но и теплофизическими свойствами пористой среды. В РНС скорость фильтрации газа — важный фактор, определяющий все основные характеристики волны горения.

В режиме высоких скоростей (РВС) процесс горения 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. Процесс горения может протекать в отсутствие фильтрационного потока. Именно этот случай, $u = 0$, исследован наиболее подробно, тогда как случай $u \neq 0$ требует более детальных исследований [7–9].

Среди первых экспериментальных исследований режима звуковых скоростей (РЗС) следует назвать работы [5, 10–14]. К. И. Щёлкин характеризует этот режим как «распространение горения посредством турбулентности без воспламенения от удара волны о шероховатость» [5, 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 горение протекает в адиабатических условиях, то в РВС процесс можно считать изобарическим, а в РЗС — изохорическим.

Режим низкоскоростной детонации (НСД) интересен тем, что в механизме распространения тепловой волны имеются признаки дето-

нации — индукционное воспламенение горючей смеси с короткой задержкой при отражении ударной волны от препятствий на ее пути, и признаки дефлаграции — последующее за воспламенением сгорание смеси в турбулентном пламени. Режим обнаружен К. И. Щёлкиным в шероховатых трубах [5]. На основе этих экспериментальных данных Я. Б. Зельдовичем был предложен упомянутый выше механизм распространения волны в режиме НСД [15]. Экспериментальное подтверждение этого механизма при визуализации процесса получено в [10] для шероховатых труб и в [16] для труб с пористой средой. Яркая особенность режима — большой дефицит скорости детонационной волны. Анализ влияния трения на скорость детонации в системах с гидравлическим сопротивлением выявил возможность снижения скорости до 50 % [17]. В [18] показано, что при совместных потерях на трение и в результате теплообмена в шероховатых трубах скорость детонации может снижаться до $40 \div 50$ %.

Режим нормальной детонации (НД) в системах с сопротивлением, по-видимому, не имеет принципиальных отличий от идеальной детонации. В шероховатой трубе, как показывает визуализация процесса, переход от НСД к НД имеет четкий характер с образованием ретонационной волны [10]. Теоретический и наблюдаемый дефицит скорости нормальной детонационной волны не более 20 % [18, 19].

Вопрос классификации режимов ФГГ остается дискуссионным. Такое состояние связано с рядом трудностей. Во-первых, некоторые режимные переходы не наблюдаются в эксперименте или происходят непрерывно, без скачка скорости. Во-вторых, разные авторы используют различные принципы классификации — по скорости, механизму воспламенения смеси, механизму распространения химической реакции и др. Наконец, разные системы с сопротивлением дают неодинаковые и «смазанные» условия переходов.

Д. Ли [20], выполнивший большую серию работ по горению газов в трубах с периодическими перегородками, имеющими центральное отверстие, предложил классификацию стационарных режимов с оценкой скорости пламени. Классификация включает пять режимов: самогашение, слабая турбулентная дефлаграция (скорость несколько десятков метров в секунду), звуковой режим или режим «дресселирования» (со скоростью, близкой к скорости зву-

ка в продуктах сгорания), квазидетонация (дефицит скорости до 50 % от скорости детонации Чепмена — Жуге D_{CJ}) и нормальная детонация Чепмена — Жуге. Условия существования режимов определяются на основе величины λ/d , где λ — размер детонационной ячейки, d — диаметр отверстия в перегородке. Распространение пламени в режиме «дресселирования» контролируется термодинамикой. Скорость пламени в этом режиме близка к скорости звука в продуктах сгорания [20].

Позднее Д. Чао и Д. Ли [21] предложили иную классификацию режимов горения в системах с сопротивлением. Для исследований была использована квадратная труба сечением 30×30 см со стержнями диаметром $d = 3.4$ см, расположенными в поперечных сечениях трубы. Новая классификация включала медленную турбулентную дефлаграцию (скорость пламени $D \ll a_0$, где a_0 — скорость звука в свежей смеси), высокоскоростную турбулентную дефлаграцию (скорость в диапазоне $a_0 \div 0.5D_{CJ}$) и квазидетонацию (скорость в интервале $0.5D_{CJ} \div D_{CJ}$). В [21] отмечается, что в метановоздушных смесях стехиометрического состава наблюдалась высокоскоростная турбулентная дефлаграция, режим который ранее интерпретировался как режим «дресселирования» в круглой трубе с препятствиями, имеющими центральное отверстие. В обсуждаемой работе сделано предположение, что механизм распространения пламени в высокоскоростном режиме дефлаграции подобен режиму квазидетонации. Авторы [21] считают, что режим «дресселирования» является уникальным только для труб, содержащих перегородки с отверстием. Трудно согласиться с этой точкой зрения, поскольку режим «дресселирования», или «запирания», обусловлен не геометрией, а величиной гидравлического сопротивления системы.

ФОРМИРОВАНИЕ РЕЖИМА ЗВУКОВЫХ СКОРОСТЕЙ

Формирование каждого высокоскоростного установившегося режима при распространении пламени от закрытого конца трубы включает несколько нестационарных процессов: воспламенение смеси, ускорение пламени, образование ударных волн, режимные переходы и др. Завершается формирование стационарного режима стадией стабилизации скорости.

Эти тенденции динамики пламени отражают два важных свойства, присущих системам с гидравлическим сопротивлением: ускорять и замедлять различные элементарные процессы, в результате которых происходят смена режимов горения, изменение состояния газа в зоне пламени, стабилизация или гашение пламени на различных этапах распространения. Используемые в литературе названия установившихся скоростей — стационарные, терминальные, квазистационарные и др. — отражают асимптотический характер динамики пламени, стабилизацию скорости на одной из стадий горения, от медленного (ламинарного) до наиболее быстрого, детонационного. Обычно стационарная скорость имеет флуктуационный характер. В пространственных структурах с большими характерными геометрическими размерами флуктуации могут достигать $20 \div 30$ % от среднего значения скорости. При этом стационарная скорость не имеет тенденции к ускорению или замедлению процесса распространения тепловой волны.

Ускорение пламени. Существует ряд первичных и вторичных причин ускорения пламени, достижения высоких скоростей в системах с сопротивлением.

Согласно К. И. Щёлкину [5], основной причиной ускорения пламени в шероховатых трубах является турбулизация движущегося свежего газа перед фронтом пламени, возникающая при расширении сгорающей смеси. Турбулизация увеличивает поверхность пламени вследствие пульсаций. Существует несколько конкретных причин турбулизации смеси: развитие неустойчивости фронта пламени, вихреобразование, автотурбулизация и др. При наличии ударных волн турбулентность генерируется также тангенциальными разрывами, образующимися при взаимодействии ударных волн с препятствиями.

Согласно Я. Б. Зельдовичу [15], достижение высоких скоростей пламени происходит «за счет торможения прилегающих к стенке струй газа и связанных с этим ускорением центральных струй, несущих пламя вперед». Другими словами, причина ускорения пламени — «увеличение различия между максимальной и средней скоростью потока газа перед пламенем».

По нашему мнению, наиболее вероятным механизмом ускорения пламени в системах с сопротивлением является механизм К. И. Щёлкина (генерация турбулентности).

Реализацию механизма Я. Б. Зельдовича можно ожидать при слабой турбулентности. В обсуждаемых условиях сильной турбулентности продольные и поперечные компоненты пульсационной скорости сопоставимы по величине. В многочисленных наших опытах с шероховатыми трубами не наблюдалось сильно вытянутого вперед конуса пламени с вершиной, направленной по движению потока. Обычно пламя имело полусферическую форму, максимально вытянутый вперед фронт составлял не более полутора диаметров трубы [10]. При этом не отрицается роль шероховатости в турбулизации смеси впереди пламени, приводящей к увеличению скорости сгорания. В [10] предложен другой путь влияния шероховатой стенки на ускорение пламени — посредством задержания исходной смеси в пристеночном слое с последующим ее догоранием за фронтом лидирующего пламени. Даже при очень больших скоростях вблизи стенок существует слой газа, скорость которого во много раз меньше максимальной скорости потока на оси трубы. Догорание этих объемов приводит к увеличению общей поверхности пламени, т. е. к увеличению скорости сгорания. Автор подтверждает реальность этого механизма ускорения пламени на собственном эксперименте. Эта идея недавно подтверждена в численном эксперименте [22].

Существуют и другие факторы, способствующие в конкретных условиях развитию быстрых процессов горения, в том числе и детонации. Среди них — увеличение температуры и давления смеси перед фронтом пламени [23], участие волн сжатия и ударных волн, возникновение новых режимов горения, безударных механизмов развития детонации [24] и др. Названные механизмы ускорения пламени в системах с сопротивлением взаимосвязаны и взаимообусловлены.

Стабилизация скорости пламени. В режиме звуковых скоростей горение происходит в турбулизованном газе. Природа наиболее вероятного стабилизирующего фактора связана с локальным гашением химической реакции вследствие интенсивного теплообмена в зоне турбулентного пламени [25]. Можно предположить, что если характерное время тепловой релаксации (или деформации) зоны пламени станет меньше, чем характерное время химического превращения, то пламя погаснет. Так как турбулентный поток содержит спектр мгновенных скоростей газа, то погаснут те части пламени,

которые движутся с максимальными скоростями. А эти максимальные скорости определяют общую скорость процесса. Таким образом, скорость стабилизируется на уровне максимальных пульсаций, допустимых по условию гашения пламени.

В качестве аргумента в поддержку изложенной точки зрения сошлемся на зависимость скорости турбулентного горения u_t от интенсивности турбулентности u' в водородовоздушных смесях [26]. Как видно из рис. 1, турбулентная скорость u_t сначала почти линейно растет с увеличением u' , достигает максимума, затем падает и при некотором критическом значении u' весь очаг пламени гаснет полностью. Этот сценарий стабилизации пламени хорошо согласуется с экспериментальными данными по скорости распространения пламени в РЗС в пористых средах.

В системах с периодическими препятствиями концепция регулирования скорости распространения пламени наиболее быстрыми пульсациями имеет особенность. Здесь скорость должна определяться скоростью центральной струи как лидера движения пламени вперед. Следовательно, стабилизация скорости означает стабилизацию струйного течения в

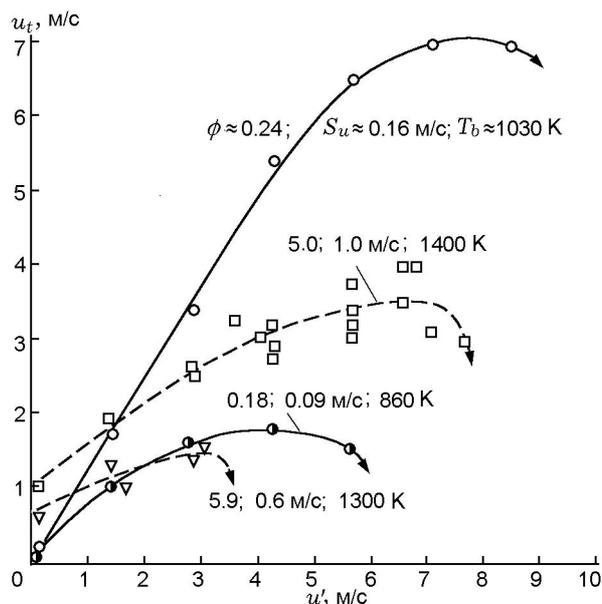


Рис. 1. Зависимость скорости турбулентного горения от интенсивности турбулентности в водородовоздушных смесях:

ϕ — коэффициент избытка топлива, S_u — нормальная скорость пламени, T_b — температура горения

узости под действием ограничивающих факторов: критических условий истечения, ограничения перепада давления между двумя соседними сосудами, гашением пламени в области сужения с последующими периодом индукции, реиницированием и распространением пламени. В следующей камере процесс повторяется. При таком механизме горения тормозящим фактором распространения пламени может оказаться период индукции [27–30].

ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА ЛЬЮИСА НА СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

Влияние числа Льюиса на скорость распространения пламени в РЗС связано с особенностями этого режима. РЗС — высокоскоростной режим горения в условиях сильного воздействия на поток различных препятствий (шероховатых стенок, пористой среды, перегородок и т. д.). Поэтому он является режимом интенсивного турбулентного горения при повышенных давлениях и температурах. Скорость распространения турбулентного пламени можно представить как $u_t = ku'_m + S_u$, где u'_m — максимальные пульсации в спектре пульсаций на фронте турбулентного пламени, k — константа. Согласно [25] u'_m — определяющие скорость пульсации (лидирующие точки пламени), разрешенные по условиям гидродинамического гашения пламени. Такое гашение — сложный процесс, в котором участвуют, кроме собственной деформации пламени, взаимодействующие процессы теплообмена и селективной диффузии в условиях искривленного пламени и больших скоростей нестационарных потоков. При этом необходимо использовать результаты не только тепловой ($Le = 1$), но и диффузионно-тепловой ($Le \neq 1$) теории ламинарного пламени [31, 32], а также результаты анализа процесса гашения ламинарного пламени на пределах его существования, где упомянутые факторы (деформация, кривизна, селективная диффузия) проявляются особенно сильно.

Известно, что на пределе, согласно Я. Б. Зельдовичу [33], при $Le = 1$ число Пекле постоянно ($Pe = \text{const}$). В действительности эта константа может меняться в пределах одного порядка. В этой связи представляет интерес поиск корреляции Pe с числом Льюиса Le_{eff} , построенным с использованием эффективного коэффициента диффузии D_{eff} . В зависимости от задач величину D_{eff} можно

задавать а priori [32], или определять как глобальный параметр методом решения обратной задачи о ламинарном пламени [31], или рассчитывать на основе чисел Льюиса топлива (Le_f) и окислителя (Le_{ox}) [34]. Была построена зависимость Pe_N от Le_{eff} для трех групп данных по этим числам (здесь $Pe_N = Pe/Pe_{st}$, где Pe_{st} — критическое число Пекле для стехиометрической смеси). Для первой группы использованы экспериментальные значения $Pe_N(\phi)$ для большого массива литературных данных и значения $Le_{eff}(\phi)$ из [31], для второй группы — литературные экспериментальные данные $Pe_N(\phi)$ и расчетные значения $Le_{eff}(\phi)$ [34], третья группа представляет расчетные данные [32]. В результате для большого массива данных по $Pe_N(\phi)$ и $Le_{eff}(\phi)$ получена зависимость $Pe_N(\phi) = Le_{eff}(\phi)$, соответствующая предельным условиям.

Обобщенная зависимость $Pe_N = Le_{eff}$ свидетельствует о существовании некоторой универсальности в структуре, механизмах распространения и гашения пламени на пределах. Элементами этой универсальности являются: определяющая роль лидирующих точек пламени в формировании скорости, некоторая «автомодельность» структуры пламени в критических условиях, например, знак и величина кривизны фронта, однообразие проявлений эффектов кривизны в бедных и богатых смесях и однообразие эффектов селективной диффузии и деформации фронта пламени [35].

Позднее [36] был развит метод учета эффектов числа Льюиса на основе гипотезы о селективной диффузии топлива и окислителя. Было показано, что для большого массива экспериментальных данных независимо от состава смесей $Pe^c = (S_u^c d)/k = \text{const}$ в соответствии с тепловой теорией гашения пламени при стандартном отклонении 30 %. Здесь S_u^c — нормальная скорость, скорректированная на состав смеси в лидирующих точках пламени.

Аналогичная процедура корректировки была выполнена для РВС и РЗС. После корректировки экспериментальные данные для различных систем и смесей объединяются зависимостями с эмпирическими константами $Re = 6 \cdot 10^{-4} Pe^3$ для РВС и $Re = 120 Pe^{4/3}$ для РЗС [37].

ОБЛАСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ

Границы области существования различ-

Скорости ударной волны, инициирующей низкоскоростную детонацию

Смесь			D , м/с	Смесь			D , м/с
H ₂ , %	O ₂ , %	N ₂ , %		H ₂ , %	O ₂ , %	N ₂ , %	
21.75	22.45	55.80	890	40.00	17.20	42.80	1 065
22.70	22.20	55.10	925	44.25	16.00	39.75	1 066
24.25	21.73	54.02	930	45.85	15.53	38.62	1 090
25.00	21.50	53.50	935	50.60	14.18	35.22	1 152
30.80	19.88	49.32	990	54.15	13.15	32.70	1 380

ных стационарных режимов в системах с гидравлическим сопротивлением обусловлены рядом причин: изменением механизмов воспламенения и распространения волн горения, потерей основных режимных свойств, гашением химической реакции, термодинамическими ограничениями и другими факторами. Что касается РЗС, то очевидно, что нижняя параметрическая граница режима связана с вырождением РЗС в РВС, т. е. с потерей основного свойства режима — ослаблением и исчезновением барической волны.

С целью анализа появления барической волны в зоне горения была рассмотрена задача о горении газа в модельной системе с сопротивлением — трубе, заполненной пористой средой с характерным размером поровых каналов d . В результате решения уравнения Эйлера для стационарного движения идеального газа с учетом квадратичной формулы фильтрации получено условие роста давления в волне РЗС [37]

$$\sigma = \frac{S_{u,t}(E-1)\sqrt{\xi+1}}{a} > 1.$$

Здесь E — коэффициент расширения продуктов, $S_{u,t}$ — турбулентная нормальная скорость горения, a — скорость звука, $\xi = (\gamma\lambda L)/d$ — параметр сопротивления, $\gamma = c_v/c_p$, c_v , c_p — удельная теплоемкость при постоянных объеме и давлении, λ — коэффициент сопротивления, L — длина участка, на котором происходит «запирание» каналов пористой среды. Формула может быть применена к различным системам с сопротивлением — с периодическими препятствиями, каналами переменного сечения и т. д. Из формулы следует, что РЗС может существовать при скоростях пламени меньше скорости звука в свежей смеси.

Что касается верхней границы области существования РЗС, то ее можно определить

как нижнюю границу режима низкоскоростной детонации, т. е. режима «с воспламенением при столкновении ударной волны с шероховатостью» (по определению К. И. Щёлкина [5, с. 97]). Эта граница хорошо определяется экспериментально оптическими методами. В таблице приведены значения скорости ударной волны, при которой реализуется переход РЗС в НСД в ряде смесей водорода с воздухом и с воздухом, обогащенным кислородом до 28.7 % [10, 38]. Из таблицы видно, что значения скорости ударной волны находятся в диапазоне $890 \div 1380$ м/с. Переход РЗС в НСД осуществляется быстро, в течение не более $30 \div 50$ мкс [38]. В [39] сделано предположение, что воспламенение смеси при отражении ударной волны происходит при определенном соотношении двух времен — периода индукции и характерного времени спада температуры за отраженной волной. В [40] получено подтверждение этой гипотезы.

РЗС на нижней границе области существования ограничен относительно узкой переходной зоной, обусловленной вырождением барической волны и переходом РЗС в РВС. Переходы типа РВС → РЗС, РЗС → НСД и обратно могут происходить самопроизвольно в нестационарных условиях, когда текущие параметры смеси изменяются непрерывно. Таковы, например, условия при горении газа в бомбе постоянного объема [41]. Обычно режимные переходы имеют пороговый характер (рис. 2) [2, 20, 42]. Иногда они совершаются непрерывно (по скорости) [14]. В некоторых случаях наблюдаются гистерезисные явления. Область существования РЗС включает две подобласти: $M < 1$ и $M > 1$. Подобласть с $M > 1$ исследована в меньшей степени. Здесь структура потока более сложная. В этой подобласти важную роль играют падающие и отраженные волны и их взаимодействие [38, 43].

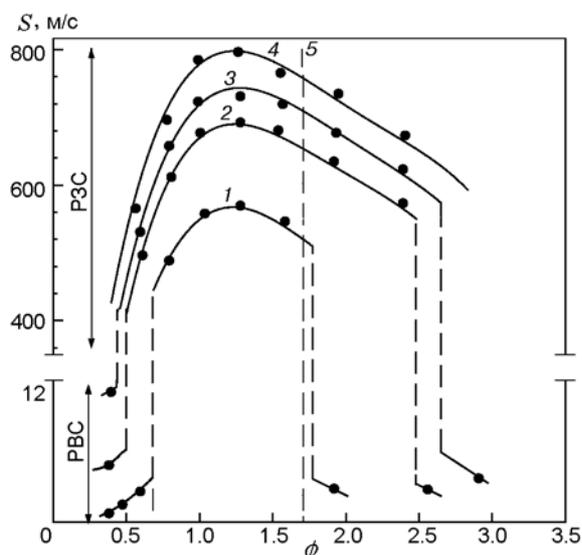


Рис. 2. Зависимость скорости распространения пламени от коэффициента избытка топлива для водородовоздушных смесей в пористой среде из гранул полиэтилена ($d_{\text{пор}} = 0.1$ см) при различных начальных давлениях:

1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 0.3, 4 — 0.5 МПа, 5 — положение максимума нормальной скорости ламинарного пламени [2]

Теория детонации допускает существование стационарного режима — «дефлаграция Чепмена — Жуге» со скоростью около $0.5D_{\text{СД}}$, т. е. соответствует границе режимного перехода РЗС — НСД. Пока трудно решить, к какому из этих режимов относится дефлаграция Чепмена — Жуге. Действительно, скорость дефлаграции Чепмена — Жуге — величина термодинамическая. С другой стороны, оба режима имеют кинетические определяющие параметры: РЗС — нормальную скорость, НСД — температуру воспламенения. Отличие теоретической модели от реальности в том, что модель одномерна, а реальные процессы — многомерны. Однако в обоих режимах, РЗС и НСД, передача химической реакции обычно происходит конвективным путем.

СТРУКТУРА ЗОНЫ ГОРЕНИЯ

Структура зоны горения в РЗС подробно исследована в линейной системе, состоящей из 19 сосудов длиной 130 мм, диаметром 115 мм, соединенных перегородкой с центральным отверстием диаметром 17, 24 и 34 мм ($BR = 0.982, 0.956, 0.913$) [27]. Каждый сосуд имел датчик давления, а каждая перегородка — фо-

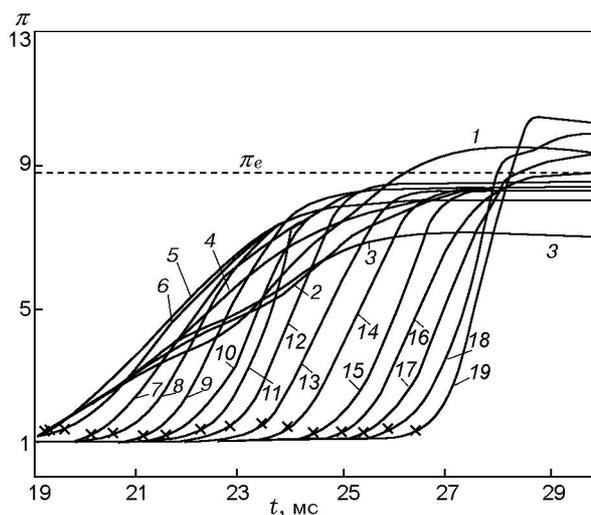


Рис. 3. Зависимость относительного давления $\pi = p/p_0$ от времени:

цифры около кривых — номера сосудов; кресты — моменты появления пламени в сосуде; π_e — максимальное относительное давление при горении газа в одиночном закрытом сосуде

тодиод для регистрации момента перехода пламени из сосуда в сосуд. Эксперименты выполнены с пропановоздушными смесями при комнатной температуре и начальном давлении $0.02 \div 0.4$ МПа. На рис. 3 приведена динамика давления в описанной системе с параметрами $BR = 0.956, \phi = 1, p_0 = 0.1$ МПа. Видно, что на стадии формирования стационарного состояния (первые шесть или семь сосудов) профили давления $p(t)$ сильно изменяются от сосуда к сосуду. В следующих сосудах (7–16) профили давления инвариантны. Максимальные давления p_{max} остаются одинаковыми и близкими к p_{max} при сгорании газа при постоянном объеме в одиночном сосуде. Эта фаза горения соответствует стационарному распространению волны. В последних двух-трех сосудах процесс нестационарен из-за влияния закрытого конца системы.

В стационарной фазе горения градиенты давления в продуктах сгорания малы и можно считать, что процесс горения адиабатический, а продукты сгорания практически неподвижны. Некоторые релаксационные явления обусловлены концевыми условиями системы и нестационарными процессами — ускорением пламени в первых сосудах и завершающим процессом в последнем сосуде.

С другой стороны, из рис. 3 видно, что проскок пламени в очередной сосуд при стационарном горении происходит при небольшом поджати свежей смеси — $0.02 \div 0.04$ МПа. Это позволяет считать, что так же, как и в продуктах сгорания, в свежей смеси перед фронтом пламени движение газа практически отсутствует.

Интересно отметить, что динамика давления в стационарной фазе распространения пламени подобна динамике температуры в зоне ламинарного пламени: в обоих случаях наблюдается плавный подъем давления и температуры в зоне горения. Но, в отличие от ламинарного пламени, где выгорание смеси начинается вблизи максимальной температуры, в РЗС этот процесс начинается на начальных стадиях роста давления, что обусловлено ранней передачей зажигания из соседнего сосуда.

Можно предположить, что горение в каждом сосуде происходит в режиме «запирания», и, как следствие, перепад давления на каждой перегородке будет приблизительно равен 0.2 МПа. Поскольку в данном случае $p_{\max} \approx 0.88$ МПа, ширина зоны горения должна составлять 3–4 длины сосуда. Из рис. 3 видно, что протяженность этой области около шести длин сосуда, т. е. близка к расчетной. Таким образом, если действительно зона горения — каскадный процесс с «запиранием», то ширина зоны горения данной смеси в различных монодисперсных системах, независимо от характерного размера поры, будет одинаковой в единицах характерных размеров. Рост давления в зоне горения в режимах быстрого горения отмечался в ряде других работ [11, 21, 42, 44].

МЕХАНИЗМЫ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ПЕРЕДАЧИ РЕАКЦИИ

В режиме звуковых скоростей, по-видимому, возможны разные механизмы воспламенения смесей и передачи химической реакции в пространстве. Обычно наблюдаемый механизм — конвективный, в форме турбулентного переноса тепла и вещества. В пористой среде механизм стохастический, струйный, а в системе с периодическими препятствиями с центральным отверстием — аксиально-радиальный: быстро распространяющийся вдоль оси центральный газовый поток, переносящий пламя в соседний сосуд, и относительно медленный радиальный фронт пламени, одновременно распространяющийся

в нескольких сосудах [27, 43]. В [27] показано, что переход пламени из одного сосуда в другой происходит на начальных стадиях роста давления в зоне горения, когда отсутствует условие для воспламенения за счет сжатия смеси. Как отмечалось выше, в системах с периодическими препятствиями, возможен не только конвективный, но и комбинированный механизм горения: при переходе фронта пламени через узость иногда происходит гашение пламени с последующим его реиницированием после некоторого периода индукции.

В ряде теоретических работ [45–47] показана возможность распространения самоподдерживающейся волны горения в гомогенной газовой смеси в инертной пористой среде, ведомой диффузией давления (пъезодиффузией). Волна горения существует в до- и сверхзвуковых областях с линейной и квадратичной зависимостью силы трения от скорости газового потока. Режим горения в этих работах имеет разные названия: ползучая детонация, низкоскоростная детонация, волна, движимая бародиффузией. Но по сути в этих работах рассматривается РЗС с генерацией волны давления в зоне горения. В частности, допускается возможность воспламенения горючей смеси в результате адиабатического сжатия в барической волне. Выделяющееся тепло поддерживает волну, распространяющуюся с равномерной скоростью. По-видимому, здесь можно провести параллель с фронтальной и объемной моделями сгорания смеси со «стуком» в бомбе постоянного объема [48] и в двигателе внутреннего сгорания [49]. Как отмечалось выше, РЗС с объемным (индукционным) типом воспламенения, по-видимому, возможен, но в особых конструктивных и параметрических условиях сгорания.

Обычно, по нашему мнению, в РЗС смесь воспламеняется и турбулентное пламя распространяется посредством струй продуктов сгорания и максимальных пульсаций фронта пламени. Барическая волна в зоне пламени РЗС — принципиальная, яркая особенность этого режима. В адиабатических условиях повышение давления, температуры смеси и интенсивности турбулентности приводит к увеличению турбулентной ($u_t \approx p^{0.1 \div 0.3}$ [27, 50]) и нормальной ($S_u \approx T^{1.5 \div 2}$) скоростей горения. Поэтому скорость пламени в РЗС существенно выше, чем в изобарическом процессе РВС. Действительно,

из-за высоких температуры и давления свежего газа в зоне горения РЗС соответствующая зависимость для скорости распространения турбулентного пламени располагается на диаграмме турбулентных режимов Борги существенно выше области турбулентного горения, в области полного гашения пламени. Однако при учете эффектов повышения давления и температуры, что ведет к существенному увеличению скорости сгорания, зависимость для скорости пламени опускается вниз и располагается вблизи области турбулентного горения [25]. Таким образом, в режиме звуковых скоростей гидравлическое сопротивление — основная причина существования волны сжатия в зоне пламени. Волна сжатия является причиной быстрого горения в объеме сосудов, а градиент давления — быстрого распространения пламени в узости между сосудами. Этот конвективный перенос зоны горения является определяющим скоростью процессом при распространении волны горения. Характеристики волны горения, как было показано, зависят от коэффициента гидравлического сопротивления. Если в ламинарных и «холодных» (цепных) пламенах их скорость определяется теплопроводностью смеси и диффузией активных центров, то в РЗС скорость определяется коэффициентом пьезопроводности, зависящим от коэффициента гидравлического сопротивления или коэффициента фильтрации системы [45, 46].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Парадоксально, что при анализе режима звуковых скоростей используются представления о фильтрационных процессах, которые обычно связывают с низкоскоростными потоками жидкостей и газа. Это одна из особенностей данного режима, на основании которой он отнесен к фильтрационным режимам горения [2]. Этот режим занимает широкую нишу в скоростном спектре режимов фильтрационного горения с числом Маха $1 < M < 1$. Принципиальная его особенность — наличие барической волны в зоне горения с максимальным давлением, соответствующим давлению при сгорании газа при постоянном объеме. Режим звуковых скоростей может наблюдаться в системах с различными структурами, создающими гидравлическое сопротивление. Последнее приводит к тому, что выделяющаяся при горении энергия переходит не в кинетическую, а в потенциальную энергию сжатого газа и, кроме

того, ведет к появлению эффекта «запирания» канала и росту давления в зоне горения.

Повышение давления и температуры горючей смеси имеет следствием интенсивное турбулентное горение, которое поддерживает давление в волне на постоянном уровне. Такая самоподдерживающаяся волна движется с равномерной скоростью. Хотя режим звуковых скоростей экспериментально наблюдался давно, понимание его физикохимии достигнуто только в последние два десятилетия. Сейчас можно говорить о новом уникальном типе волны горения. Физический смысл величины σ есть отношение двух характерных длин — зоны горения к зоне фильтрации. Величину σ можно рассматривать как турбулентный аналог фильтрационного критерия, введенного А. П. Алдушиным [51] применительно к процессам горения, определяемым коэффициентами теплопроводности и пьезопроводности. При увеличении сопротивления можно достичь порога $\sigma > 1$; физически это означает не только начало роста давления в зоне горения, что было рассмотрено выше, но и смену механизма распространения волны горения.

Остается вопрос, какая форма химической реакции будет поддерживать тепловую волну — фронтальная (турбулентное пламя) или объемная (индукционное воспламенение). Выше приведен ряд аргументов в поддержку точки зрения турбулентного горения (дефлаграции): это эффекты числа Льюиса, характерные для ламинарных и турбулентных пламен; это хорошее согласие экспериментальных и теоретических зависимостей для скорости режима звуковых скоростей, полученных на основе представления о турбулентном горении. Однако принципиально не исключена возможность индукционного воспламенения в особых условиях эксперимента (малые теплотери, низкая температура самовоспламенения и др.). Интерес представляет экспериментальное подтверждение индукционного механизма воспламенения и сгорания смеси в режиме звуковых скоростей, выявление общих закономерностей и особенностей этого режима в разных системах с сопротивлением.

Таким образом, режим звуковых скоростей — уникальный новый тип волны горения, в котором гидравлическое сопротивление является первопричиной ускоренного сгорания смеси. Этот факт подтверждает концепцию К. И. Щёлкина о перспективности газодина-

мического пути управления процессами горения [5].

Автор благодарит Алексея Коржавина, Валерия Бунева, Юрия Лаевского и Ярослава Козлова за сотрудничество при подготовке этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бабкин В. С., Дробышев В. И., Лаевский Ю. М., Потытняков С. И. Фильтрационное горение газов // Физика горения взрыва. — 1983. — Т. 19, № 2. — С. 17–26.
2. 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.
3. Доброго К. Б., Жданок С. А. Фильтрационное горение газов. — Минск: ИТМО им. А. В. Лыкова, 2002.
4. Распространение тепловых волн в гетерогенных средах / под ред. Ю. Ш. Матроса. — Новосибирск: Наука, 1988.
5. Щелкин К. И. Быстрое горение и спиновая детонация газов. — М.: Воениздат, 1949.
6. Бабкин В. С., Дробышев В. И., Лаевский Ю. М., Потытняков С. И. О механизме распространения волн горения в пористой среде при фильтрации газа // Докл. АН СССР. — 1982. — Т. 265, № 5. — С. 1157–1161.
7. Замашиков 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.
8. 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. — Черногловка: ИХФ АН СССР, 1980. — С. 87–89.
9. 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.
10. Бабкин В. С., Козаченко Л. С. Возникновение детонации в газах в шероховатых трубах // ПМТФ. — 1960. — № 3. — С. 165–174.
11. 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. — Черногловка: ИХФ АН СССР, 1980. — С. 106–110.
12. Субботин В. А., Кузнецов А. Я. Режимы сгорания взрывчатых газовых смесей в каналах переменного сечения // Динамика многофазных сред. — 1984. — Т. 68. — С. 124–130.
13. Lee J. H. S., Knystautas R., Freiman A. High speed turbulent deflagrations and transition to detonation // Combust. and Flame. — 1984. — V. 56. — P. 227–239.
14. Лямин Г. А., Пинаев А. В. Исследование неидеальной газовой детонации и ее пределов в плотной пористой среде // Динамика многофазных сред. — 1984. — Т. 68. — С. 99–105.
15. Зельдович Я. Б. Теория горения и детонации газов. — М., Л.: Изд-во АН СССР, 1944.
16. 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.
17. Рыбанин С. С. К теории детонации в шероховатых трубах // Физика горения и взрыва. — 1969. — Т. 5, № 3. — С. 395–403.
18. 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.
19. Зельдович Я. Б. К теории распространения детонации в газообразных системах // ЖЭТФ. — 1940. — Т. 10, № 5. — С. 542–568.
20. 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 Publishing Company, 1986. — P. 345–378.
21. Chao J., Lee J. H. S. The Propagation mechanism of high speed turbulent deflagrations // Shock Waves. — 2003. — V. 12. — P. 277–289.
22. Valiev D., Bychkov V., Akkerman V., Law C. K., Eriksson L.-E. Flame acceleration in channels with obstacles in the deflagration-to-detonation transition // Combust. and Flame. — 2010. — V. 157. — P. 1012–1021.
23. Соколик А. С. О механизме преддетонационного ускорения пламени // ЖЭТФ. — 1951. — Т. 21, вып. 10. — С. 1164–1171.
24. Зельдович Я. Б., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. О переходе к детонации в предварительно прогретом газе // ПМТФ. — 1970. — № 2. — С. 76.
25. 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.
26. Корпов В. П., Соколик А. С. Пределы воспламенения в турбулизованных газовых смесях // Докл. АН СССР. — 1961. — Т. 141, № 2. — С. 393–396.
27. Abdullin R. N., Borisenko A. V., Babkin V. S. Dynamics of flame propagation in multichamber 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).
28. **Абдуллин Р. Х., Бабкин В. С., Сеначин П. К.** Горение газа в сообщающихся сосудах // Физика горения и взрыва. — 1988. — Т. 24, № 2. — С. 3–12.
 29. **Yamaguchi S., Ohiva N., Hasegava T.** Ignition and burning proucess in a divided chamber bomb // Combust. and Flame. — 1987. — V. 59, N 2. — P. 177–187.
 30. **Thibault P., Lin Y. K., et al.** Transmission of an explosion through on orifice // Proc. Combust. Inst. — 1982. — V. 19. — P. 599–606.
 31. **Sun C. J., Sung C. J., He L., Law C. K.** Dynamics of weakly stretched flames: quantitative description and extraction of global flame parameters // Combust. and Flame. — 1999. — V. 118. — P. 108–118.
 32. **Kurdyumov V. N., Fernandez-Torrazo E.** Lewis number effect on the propagation of premixed laminar flames in narrow ducts // Combust. and Flame. — 2002. — V. 128. — P. 382–394.
 33. **Зельдович Я. Б.** Теория предела распространения тихого пламени // ЖЭТФ. — 1941. — Т. 11, вып. 1. — С. 159–169.
 34. **Jolin G., Mitani T.** Linear stability analysis of two-reactant flames // Combust. and Flame. — 1981. — V. 40, N 3. — P. 235–246.
 35. **Кузнецов В. Р., Сабельников В. А.** Турбулентное горение. — М.: Наука, 1986.
 36. **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.
 37. **Бабкин В. С., Коржавин А. А., Лаевский Ю. М.** О множественности режимов фильтрационного горения газов // Докл. АН. — 2011. — Т. 336, № 6. — С. 756–759.
 38. **Бабкин В. С., Козаченко Л. С.** Механизм преддетонационного распространения пламени в шероховатых трубах // Докл. АН СССР. — 1960. — Т. 131, № 3. — С. 591–592.
 39. **Thomas G. O., Ward S. M., Willias R. L., Vambrey B. R. J.** On the critical condition for detonation initiaton by shock reflection from obstacles // Shock Waves. — 2002. — V. 12. — P. 111–119.
 40. **Медведев С. П., Поленов А. Н., Хомик С. В., Гельфанд Б. Е.** Переход горения в детонацию воздушных смесей бинарных горючих в канале с препятствиями // Хим. физика. — 2010. — Т. 29, № 1. — С. 58–63.
 41. **Korzhavin A. A., Bunev V. A., Babkin V. S.** Dynamics of gas combuston in closed systems with inert porous medium // Combust. and Flame. — 1997. — V. 109, N 163. — P. 507–529.
 42. **Лямин Г. А., Пинаев А. В.** О режиме быстрого дозвукового горения газов в инертной пористой среде с плавным подъемом давления в волне // Физика горения и взрыва. — 1987. — Т. 23, № 4. — С. 27–30.
 43. **Ciccarelli G., Johansen C. T., Parraveni M.** The role of shock-flame interaction on flame acceleration in an obstacles laden channel // Combust. and Flame. — 2010. — V. 157. — P. 2125–2136.
 44. **Moен I. O., Lee J. H. S., Hjertager B. H., Fuhve K., Eekhoff R. K.** Pressure development due to turbulent flame propagation in large-scale methane-air explosions // Combust. and Flame. — 1982. — V. 47. — P. 31–52.
 45. **Gol'dshtain V., Shreiber I., Sivashinsky G.** On creeping detonation in filtration combustion // Shock Waves. — 1994. — V. 4, N 1. — P. 109–112.
 46. **Brailovsky I., Goldshtein V., Shreider I., Sivashinsky G.** On combustion waves driven by diffusion of pressure // Combust. Sci. and Technol. — 1997. — V. 124. — P. 145–165.
 47. **Goldfarb I., Gol'dshtain V., Kuzmenko G.** Pressure driven flame in porous media // Phys. Lett. — 1999. — V. 251. — P. 394–403.
 48. **Сеначин П. К., Бабкин В. С.** Самовоспламенение газа перед фронтом пламени в закрытом сосуде // Физика горения и взрыва. — 1982. — Т. 18, № 1. — С. 3–8.
 49. **Сеначин П. К., Бабкин В. С., Борисенко А. В.** Самовоспламенение смеси перед фронтом пламени в поршневых двигателях с искровым зажиганием // Физика горения и взрыва. — 1997. — Т. 33, № 6. — С. 3–13.
 50. **Карпов В. П., Соколик А. С.** О влиянии давления на скорость ламинарного и турбулентного горения // Докл. АН СССР. — Т. 132, № 6. — С. 1341–1343.
 51. **Алдушин А. П.** Фильтрационное горение металлов // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах / под. ред. Ю. Ш. Матроса. — Новосибирск: Наука, 1988.