

ФИЛЬТРАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ ГАЗОВ

В. С. Бабкин, Ю. М. Лаевский
(Новосибирск)

Под фильтрационным горением газов (ФГГ) будем понимать процессы распространения зоны газовой экзотермической реакции в инертной пористой среде при фильтрационном подводе газообразных реагентов к зоне химического превращения. Эти процессы представляют новый малоизученный вид гетерогенного горения, имеющий важное научное и практическое значение. Они относятся к гетерогенному виду не по типу химической реакции, а вследствие активного участия двух фаз — твердой пористой среды и реагирующего газа в механизме распространения воли горения. Наличие двух, а в ряде случаев и трех фаз предопределяет многопараметричность процессов, разнообразие межфазных взаимодействий, проявление фильтрационных и других эффектов гетерогенности. В результате в этих системах реализуются многочисленные стационарные и нестационарные тепловые режимы горения, разнообразные условия протекания химического превращения, волны горения с необычной структурой, свойствами и механизмами распространения. Богатая физика горения сочетается с относительно простой формой тепловыделения — гомогенной газовой реакцией, идущей в химически пассивном твердом каркасе. Яркие явления, специфические свойства, закономерности и особенности, присущие фильтрационному горению газов, позволяют классифицировать его как самостоятельный вид гетерогенного горения. Вместе с тем некоторые его черты характерны для других видов горения: фильтрационного горения конденсированных сред [1—6], тепловых волн в слое катализатора [7, 8], внутрисластового горения, в которых фильтрационные потоки веществ играют определяющую роль. Эти обстоятельства, в свою очередь, позволяют объединить названные предметные области в одну научную проблему — фильтрационное горение. Наконец, благодаря своей специфике фильтрационное горение газов открывает возможности установления интегративных связей между разными видами фильтрационного горения, рассматривая их как частные случаи более общих волновых процессов с параллельно-последовательными газо- и гетерофазными химическими реакциями.

В этой связи в последние годы в Институте химической кинетики и горения СО АН СССР в сотрудничестве с Вычислительным центром СО АН СССР предпринимаются комплексные исследования проблемы фильтрационного горения газов [9—18]. Основные исследования были направлены на получение данных о стационарных режимах горения, скоростных и структурных характеристиках тепловых волн. Исследовались предельные явления, характер взаимодействия тепловых и газодинамических процессов в волнах горения. На рис. 1 приведены некоторые схемы движения волн и газовых потоков относительно пористой среды, которые реализованы в эксперименте. Слева от фронта волны находится свежий газ, справа — продукты горения; v_0 — скорость фильтрации свежего газа; u — скорость волны; v_p — скорость продуктов горения. Рис. 1 демонстрирует большое разнообразие условий, в которых могут протекать процессы ФГГ. Каждой конкретной схеме движения соответствуют волны, имеющие определенные области параметров, в которых они реализуются, свои характеристики и особенности в механизме распространения. В результате изучения этих волн установлено существование двух дозвуковых стационарных режимов горения — с низкими (РНС) и высокими (РВС) скоростями распространения. Из-за важной роли относительного движения в системе пористая среда — газ указанные процессы получили общее название: фильтрационное горение газов.

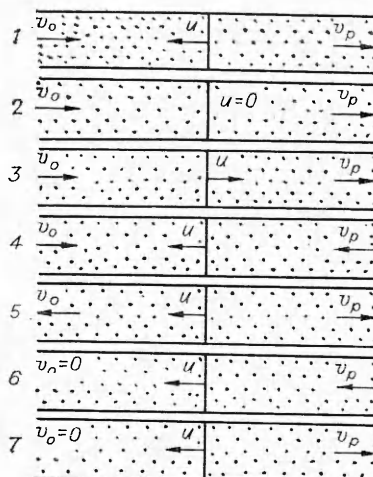


Рис. 1. Схемы движения волн и газовых потоков при фильтрационном горении газов.

Модель фильтрационного горения газов

Основу теоретического изучения процесса ФГГ составляет система одномерных уравнений распространения тепла в инертной среде и газе, переноса массы недостающего компонента, сохранения полного количества вещества в потоке и уравнение состояния идеального газа. Рассматривается течение с пренебрежимо малым градиентом давления:

$$\begin{aligned} c_{\Theta} \rho_{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial l} \lambda_{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial l} + \frac{\alpha_0 S_{yd}}{1-m} (T - \Theta) + \frac{\alpha_{0,e}}{1-m} (T_0 - \Theta), \\ c_T \rho_T \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial l} \lambda_T \frac{\partial T}{\partial l} - c_T \rho_T v \frac{\partial T}{\partial l} - \frac{\alpha_0 S_{yd}}{m} (T - \Theta) + Q \rho_T w(\eta, T), \\ \rho_T \frac{\partial \eta}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial l} \rho_T D \frac{\partial \eta}{\partial l} - \rho_T v \frac{\partial \eta}{\partial l} - \rho_T w(\eta, T), \\ \frac{\partial \rho_T}{\partial t} &= - \frac{\partial \rho_T v}{\partial l}, \quad \rho_T T = \text{const}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь Θ и T — температуры инертной среды и газа; η — относительная массовая концентрация недостающего компонента; v — скорость фильтрации; ρ_{Θ} , ρ_T — плотности инертной среды и газа; c_{Θ} , c_T — удельные теплоемкости; коэффициенты: λ_{Θ} , λ_T — теплопроводности, D — диффузии, α_0 — теплообмена, $\alpha_{0,e}$ — теплоотдачи во внешнюю среду; m — пористость; Q — тепловой эффект реакции. Рассматривается необратимая реакция первого порядка:

$$w(\eta, T) = k_0 \eta e^{-E/RT},$$

где E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная; k_0 — предэкспонент. Под λ_{Θ} понимается некоторая эффективная теплопроводность инертной среды, слабо зависящая от теплопроводности собственно пористого материала [19, 20].

Изучение стационарных волн ФГГ сводится к анализу стационарных решений системы (1) на бесконечном интервале при $t \rightarrow \infty$, записанной относительно переменных t и $x = l - ut + \text{const}$ (u — постоянная скорость волны). После такой замены из стационарного уравнения неразрывности следует: $G = \rho_T(v - u) = \text{const}$. Тогда система стационарных уравнений представляет собой три обыкновенных дифференциальных уравнения второго порядка и два алгебраических соотношения. При этом выполняются условия:

$$x = -\infty: \Theta = T = T_0, \quad \eta = 1, \quad \rho_T = \rho_{T_0}, \quad v = v_0$$

в исходной смеси,

$$x = \infty: \frac{d\Theta}{dx} = \frac{dT}{dx} = 0, \quad \eta = 0$$

в продуктах. Значения T_0 , ρ_{T_0} и v_0 однозначно определяют G и константу в уравнении состояния.

Введем безразмерные переменные и параметры: $\xi = \frac{x}{L}$, $L = \frac{m \lambda_{T_{\max}} + (1-m) \lambda_{\Theta_{\max}}}{m c_T G}$, $\lambda_{T_{\max}}$ и $\lambda_{\Theta_{\max}}$ — коэффициенты теплопроводности при $T = T_{\max}$, $T_{\max}$ — максимальная температура в газе,

$$\begin{aligned} y &= \frac{T - T_0}{T_{\max} - T_0}, \quad z = \frac{\Theta - T_0}{T_{\max} - T_0}, \quad y_b = \frac{Q}{c_T (T_{\max} - T_0)}, \\ \kappa_{\eta} &= \rho_{T_{\max}} D / GL, \quad \kappa_T = \lambda_T / c_T GL, \quad \kappa_{\Theta} = (1-m) \lambda_{\Theta} / m c_T GL, \\ \alpha &= \alpha_0 S_{yd} L / m c_T G, \quad \alpha_e = \alpha_{0,e} L / m c_T G, \\ \omega &= \frac{v_0 - (1 + \sigma_0) u}{v_0 - u}, \quad \sigma_0 = \frac{(1-m) c_{\Theta} \rho_{\Theta}}{m c_T \rho_{T_0}}, \end{aligned}$$

$$\tau = \frac{L\rho_T}{G} k_0 \exp(-1/\beta), \quad \beta = RT_{\max}/E,$$

$$w(\eta, y) = \eta \exp\left[\frac{1}{\gamma} \frac{y-1}{1+\delta(y-1)}\right], \quad \delta = \frac{T_{\max}-T_0}{T_{\max}}, \quad \gamma = \beta/\delta.$$

Тогда система уравнений, описывающая стационарные волны ФГГ, примет вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\xi} \kappa_\Theta \frac{dz}{d\xi} - (\omega - 1) \frac{dz}{d\xi} + \alpha(y - z) - \alpha_e z &= 0, \\ \frac{d}{d\xi} \kappa_T \frac{dy}{d\xi} - \frac{dy}{d\xi} - \alpha(y - z) + y_b \tau w(\eta, y) &= 0, \\ \frac{d}{d\xi} \kappa_\eta \frac{d\eta}{d\xi} - \frac{d\eta}{d\xi} - \tau w(\eta, y) &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

с краевыми условиями:

$$\begin{aligned} \xi = -\infty: z = y = 0, \quad \eta &= 1, \\ \xi = \infty: \frac{dz}{d\xi} = \frac{dy}{d\xi} &= 0, \quad \eta = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

В адиабатическом случае ($\alpha_e = 0$) условие выгорания $\eta = 0$ дает при $\xi = \infty$ $y = z = y_e$, $y_e = y_b/\omega$. При рассмотрении адиабатических волн предполагается, что $y_e > 0$ (равновесная температура выше температуры исходной смеси). Из этого предположения следует $\omega > 0$, и очевидное условие $G > 0$ приводит к неравенству $u < v_0/(1 + \sigma_0)$. Кроме того, предполагается высокая температурная чувствительность скорости химической реакции, т. е. выполнение условия $\beta \ll 1$. Это позволяет при анализе различных ситуаций применять такие стандартные для теории горения приемы, как метод узкой реакционной зоны и преобразование Франк-Каменецкого функции скорости реакции в окрестности значения $y = 1$, т. е. заменить функцию $w(\eta, y)$ на

$$w_0(\eta, y) = \eta \exp\left(\frac{y-1}{\gamma}\right).$$

В адиабатическом случае задача (2), (3) изучалась в [16]. Отдельно рассмотрена предельная ситуация $\alpha = \infty$, представляющая самостоятельный физический интерес. При помощи метода сращиваемых асимптотических разложений получено уравнение для определения скорости волны:

$$2\tau_{\max}(\gamma/\omega)^2 = \kappa_{\eta_{\max}} + 2\gamma/\omega. \quad (4)$$

Значение максимальной температуры в газе, которая в данном случае совпадает с равновесной температурой, определяется из равенства $y_b = \omega$. Особенность уравнения (4) состоит в его равномерной пригодности при любом значении $\kappa_{\eta_{\max}}$, которое играет здесь роль эффективного числа Льюиса системы. В частности, (4) включает в себя известные формулы нормальной скорости пламени при ламинарном горении газов и горения конденсированных веществ. Уравнение (4) также может быть получено применением метода встречной экстраполяции — модификации метода, предложенного Я. Б. Зельдовичем, суть которого в экстраполяции решения из зоны прогрева в зону химической реакции и использования проэкстраполированных значений в общем балансе тепла (см., например, [24]). Модификация метода состоит в использовании в качестве проэкстраполированных значений полусуммы решений в зонах прогрева и продуктов, что приводит к уточнению коэффициента в формуле для скорости горения. При помощи такого подхода проанализирован случай произвольных α и получено уравнение для определения скорости волны горения

$$2\tau_{\max}e^2 = \kappa_{\eta_{\max}} + 2e, \quad (5)$$

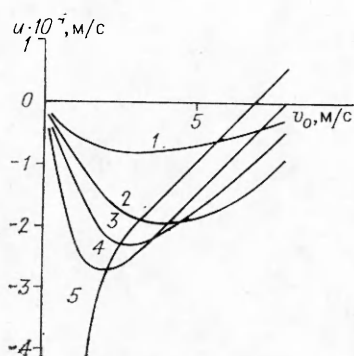


Рис. 2. Зависимость $u(v_0)$ при значениях d , м:

1 — $1 \cdot 10^{-10}$, 2 — $5 \cdot 10^{-4}$, 3 — 10^{-3} , 4 — $2 \cdot 10^{-3}$, 5 — $5 \cdot 10^{-3}$.

где $\varepsilon = \frac{\gamma}{dy_-/d\xi}(0)$; $y_-(\xi)$ — безразмерная температура газа в зоне прогрева. В (5), как частный случай, входит выражение (4).

На рис. 2 приведены зависимости $u(v_0)$ при различных значениях d — характерного диаметра порового канала, однозначно связанного с α . Кривая 1 получена из (4), а 2—5 — из (5). При достаточно больших d при уменьшении v_0 происходит переход из РНС в РВС. Если $v_0 \geq S_u$ (S_u — нормальная скорость ламинарного пламени), РВС невозможен, так как высокоскоростная волна должна двигаться в направлении продуктов, что противоречит выписанному выше ограничению на u . В плоскости параметров v_0 , d существуют области, где реализуются РНС либо РВС, а также существует область неединственности, где возможна реализация обоих режимов.

Наряду с рассмотренной для РНС исследована модель, в которой полагалось $\kappa_T = \kappa_\eta = 0$ (нет диффузии и теплопроводности в газе). Отсутствующий в ней механизм распространения волны, основанный на кондуктивном прогревании зоны перед фронтом пламени, заменен на механизм воспламенения горючей смеси при наличии теплообмена с пористой средой, аналогичный случаю неадиабатического теплового взрыва. При помощи такой модели изучен вопрос о тепловых пределах распространения стационарных волн ФГГ в РНС. Уравнение для определения скорости волны в этом случае имеет вид

$$y_b \tau_{\max} \Phi'(z_{\max}) e^{\frac{1}{\gamma} \Phi(z_{\max}) + 1} = \gamma \alpha, \quad (6)$$

где $\Phi(y) = \frac{y-1}{1+\delta(y-1)}$; y_b определяется через характеристики решения в зонах прогрева и продуктов. Анализ рассмотренной модели показал существование $\alpha_{0,e}^*$ такого, что при $\alpha_{0,e} > \alpha_{0,e}^*$ решение (6) отсутствует. Это обуславливает существование предела распространения волны горения. Более подробный анализ приведен в работе [15].

Фильтрационное горение в режиме низких скоростей

Обнаруженный в 1817 г. Х. Дэви эффект высокотемпературного разогрева платиновой проволоки в метановой смеси положил начало исследованию активной роли поверхности твердых тел в процессах окисления и горения. Дальнейшее изучение этого вопроса привело к постановке опытов по горению газовых смесей на поверхностях различных твердых тел, в слое зернистого огнеупорного материала, в порах монокристаллических тел. В результате исследований этого процесса, получившего название «поверхностного» или «беспламенного» горения, созданы различные нагревательные устройства: тигельные и муфельные печи, радиационные излучатели, туннельные горелки и др. Однако, несмотря на внедрение поверхностного горения в практику, физическая ясность в этом процессе отсутствовала [22]. Из-за господствовавшей длительное время точки зрения о решающей роли поверхности исследования этого вида горения в дальнейшем фактически свелись к изучению каталитических свойств поверхностей различных веществ и каталитическому горению. Вместе с тем уже в 50-х годах был поставлен вопрос «о возможности широкого применения в технологических печах рекуперативного подогрева воздуха» [22].

Это обстоятельство, а также проблемы утилизации низкокалорийных

смесей и повышения стабильности работы топочных устройств на форсированных режимах подготовили почву для формирования идеи сжигания топлива с избытком энтальпии. Суть идеи состоит в подогреве исходной горючей смеси теплом, отобранном от продуктов горения. В результате повышается температура в зоне реакции и соответственно ее скорость. Наиболее яркое выражение эта идея получила в работах Ф. Вайнберга с сотрудниками, которые предложили ряд практических схем, реализующих эту идею, и показали ее перспективность для сжигания низкокалорийных смесей [23—25].

Развивая идею пламени с избытком энтальпии, Т. Такено с сотрудниками предложили использовать для рекуперации тепла не внешний теплообменник, как у Ф. Вайнберга, а внутренний, в виде пористого тела конечной длины, помещаемого в зону пламени [26]. В серии последующих теоретических и экспериментальных исследований проанализировано влияние длины тела, массового расхода газа и теплотеря на характеристики стабилизированных на пористом теле пламени [27—29]. Этот цикл работ фактически означает возврат к проблеме поверхностного горения с иных физических позиций — акцентирование внимания на газофазной реакции, как главном источнике тепловыделения, и на рекуперации тепла в зоне пламени, как способе повышения эффективности горения.

Однако в упомянутых работах по поверхностному горению и пламени с избытком энтальпии проблема горения газа в инертных пористых средах оставалась ограниченной рамками стабилизированных пламени. Возникает вопрос: возможны ли в таких системах волновые режимы с газофазной реакцией и, в частности, стационарные режимы? Этот вопрос сформулирован и исследован недавно в [11—17], основные результаты которых излагаются ниже.

Стационарность и скорость волны. Свойства стабилизированных пламени обычно рассматривают в условиях ограниченного пространства, формулируя граничные условия на холодном и горячем концах пламядержателя, длина которого, как правило, соизмерима с характерными зонами горения. При этом появляется определяющий параметр, содержащий длину пламядержателя. В отличие от стабилизированных, распространяющиеся пламена и их волновые свойства исследуются в пространственно неограниченных условиях, поскольку заранее не известны характер распространения волны, длительность и пространственный масштаб процессов выхода волны на стационарный режим. Наконец, для установления факта стационарного состояния необходимы свидетельства инвариантности структуры волны относительно любых пространственно-временных сдвигов. На практике часто оказывается, что последнее требование трудно выполнимо из-за малых размеров лабораторных установок и больших зон горения. Такая ситуация характерна для многих процессов в многофазных системах.

В случае горения газа в пористой среде при наличии фильтрационного потока проблема стационарности волны имеет свои особенности. Во-первых, из-за трения газа на границе фаз во всей области течения реально существует градиент давления. Во-вторых, при горении образуется волна давления, характеристики которой зависят от скорости горения, параметров среды и газа. По этой причине состояние газа перед тепловым фронтом горения отличается от состояния на бесконечности, и процесс горения, строго говоря, носит нестационарный характер. Однако в определенной области параметров градиенты давления как естественные, так и порожденные процессом горения, могут быть малыми и не приводить к существенным изменениям структуры и скорости волны на исследуемой пространственной базе. Это обстоятельство позволяет на первом этапе исследований фильтрационного горения упростить теоретический и экспериментальный анализ явления и использовать термин «стационарный режим» для описания процесса с практически постоянными во времени характеристиками.

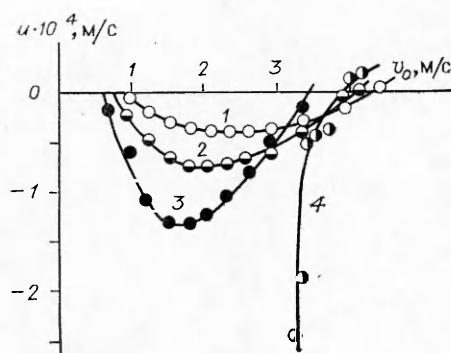


Рис. 3. Зависимость $u(u_0)$ для фракций SiC 0,25—0,41 (1), 0,41—0,63 (2), 1—1,25 (3) и металлических шаров с $d = 3$ мм (4). 1—3 — 65% H_2 + воздух; 4 — 60% H_2 + воздух. Диаметр трубки 27 мм.

Возбуждение волн ФГГ и их выход на стационарное распространение производилось следующим образом [12]. В трубку, содержащую инертный зернистый материал, с одного конца подводилась горючая смесь, с другого конца поджигалась. Через некоторое время на конце поджига пористая среда разогревалась и формировалась плоская волна горения, которая затем распространялась навстречу потоку. Исследования на воздушных смесях водорода и пропана во всей концентрационной области распространения гомогенных газовых пламен в трубках диаметром 5—60 мм и длиной до 30 калибров показали, что скорости волн горения в пределах точности измерений 5—10% постоянны на всей длине реакционной трубки, исключая стартовый участок в несколько миллиметров. В зависимости от значений начальных параметров возможны распространение волн горения по потоку, против потока и состояние стоячей волны. Имеются и теоретические доказательства стационарного распространения низкоскоростных волн ФГГ по изобарическому фону [13].

Приведенная на рис. 3 зависимость скорости волны от скорости потока для различных фракций инертной засыпки имеет характерный U-образный вид¹. По мере увеличения u_0 скорость встречной волны сначала увеличивается (по абсолютной величине), проходит максимум, а затем уменьшается до нулевого значения. Достигается состояние стоячей волны. При дальнейшем росте скорости потока волна меняет направление распространения. Таким образом, последовательно реализуются схемы волн 1, 2, 3 (см. рис. 1). Исследование влияния состава смеси показало, что более быстрое встречное движение волны соответствует смесям с большим теплосодержанием.

Таким образом, теплофизические и структурные характеристики пористой среды, реакционная способность горючего газа (скорость и тепловой эффект реакции), скорость потока — важные параметры, определяющие скорость волны фильтрационного горения.

Под структурой стационарной волны ФГГ в общем случае будем понимать совокупность тепловых, концентрационных и барической волн, поддерживаемых химическим превращением и сохраняющих свои пространственные профили во времени. В рассматриваемом случае наибольший интерес представляют тепловые и концентрационные волны. Барическая волна из-за больших коэффициентов фильтрации слабо выражена, и в первом приближении ее влиянием на характеристики горения можно пренебречь.

Оптические наблюдения показывают, что при встречном движении фронт волны отчетливо виден, стабилен, перпендикулярен оси реакционной трубки. Вдали от пределов поперечные градиенты температур невелики и можно считать распределение температуры практически плоским [17].

На рис. 4 приведены характерные продольные распределения температур в волне горения. За начало координат принято положение максимальной температуры на профиле $T(x)$. Целесообразно выделить тепловые зоны ($\Delta_1 - \Delta_4$): 1) подогрева (от точки равенства температур фаз T_{eq} до $(T_{eq} - T_0)/e$); 2) от T_{eq} до T_{max} ; 3) внутренней тепловой релаксации от T_{max} до Θ_{max} ; 4) внешней тепловой релаксации от Θ_{max}

¹ Результаты получены совместно с С. И. Потытняковым и В. И. Дробышевичем.

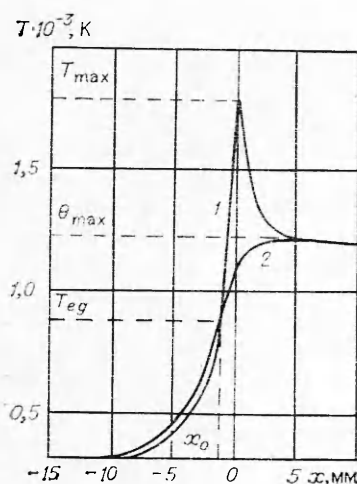


Рис. 4. Зависимости $T(x)$ (1) и $\Theta(x)$ (2). Пористая среда, фракция SiC 1—1,25 мм; газовая смесь 65% H_2 + воздух; $v_0 = 1,5$ м/с, $d = 26$ мм.

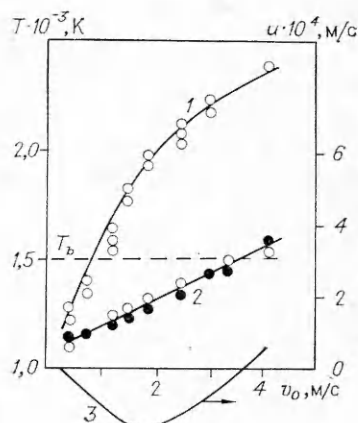


Рис. 5. Зависимости $T_{\max}(v_0)$ (1), $\Theta_{\max}(v_0)$ (2), $u(v_0)$ (3). Пористая среда, фракция SiC 1—1,25 мм, газовая смесь 65% H_2 + воздух; $d = 26$ мм.

до $\Theta_{\max}/e$. В зоне 1 ($-4 \leq x \leq -1$ мм) температура газа T меньше температуры пористой среды Θ и, следовательно, тепловой поток направлен из твердого каркаса в газ. Во второй зоне ($-1 \text{ мм} \leq x \leq 0$) $T > \Theta$. После достижения $T_{\max}$ при $x = 0$ температура газа резко снижается за счет внутреннего межфазного теплообмена ($0 \leq x \leq 4$ мм), а Θ соответственно повышается и достигает $\Theta_{\max}$. В зонах 2—4 тепловой поток направлен из газа в каркас. Далее, в зоне внешней тепловой релаксации ($x > 4$ мм) обе температуры постепенно приближаются к температуре окружающей среды. Заметим, что в условиях этого опыта $T_{\max} = 1800$ К, $\Theta_{\max} = 1200$ К, температура гомогенного пламени $T_b = 1480$ К.

На рис. 5 приведены скорость волны, максимальные температуры газа и среды в зависимости от скорости фильтрации. Видно, что при v_0 , соответствующих максимальной скорости волны против потока и состоянию стоячей волны, существенных изменений в зависимостях $T_{\max}$ и $\Theta_{\max}$ не наблюдается: они монотонно возрастают при увеличении v_0 . В состоянии стоячей волны $v_s = 3,7$ м/с, $T_{\max} \approx 2270$ К, $\Theta_{\max} = 1485 \pm \pm 15$ К. Наибольшие значения температур в этой серии опытов получены при спутном движении волны: $T_{\max} \approx 2400$ К, $\Theta_{\max} = 1530$ К, $v_0 = 4,2$ м/с.

Таким образом, структуре волны фильтрационного горения в РНС присущи такие специфические особенности, как температурная гетерогенность, наличие аномально высокого температурного пика в зоне химической реакции и двух характерных зон с противоположными знаками тепловых потоков на границе фаз. Максимальные температуры газа и пористой среды зависят от значений начальных параметров, включая скорость фильтрации, и могут принимать значения ниже, выше или равные температуре гомогенного газового пламени.

Пределы распространения. Существенным свойством неадиабатической волны горения является поперечная передача тепла, приводящая к формированию поперечного распределения температуры и появлению зоны внешней тепловой релаксации. Своеобразие тепловой ситуации при фильтрационном горении в РНС состоит в принципиальной возможности отвода тепла из зоны реакции по газу или твердому каркасу в условиях существенной разницы их температур. В результате взаимодействия продольно-поперечных процессов тепловая структура волны вблизи пределов существенно перестраивается, превращаясь из одномерной в двумерную.

В [15] показано, что выход на критическое (предельное) состояние волны горения возможен при уменьшении скорости фильтрации, диаметра реакционной трубки, обеднении горючей смеси и вариации других параметров. При приближении к пределу ослабевает свечение волны, уменьшается ее скорость (по абсолютной величине), резко падают максимальные температуры газа и пористой среды, а также их разность. Параллельно сильно сокращается зона внешней тепловой релаксации. Критический диаметр трубки зависит от скорости фильтрации и свойств пористой среды. Фиксированному диаметру отвечает критическая скорость фильтрации. Последняя на пределе отлична от нуля, тогда как $u \approx 0$. Следовательно, скорость тепловыделения на пределе также отлична от нуля. Заметим, что при фильтрационном горении она неоднородно связана со скоростью волны. Поэтому в отличие от гомогенного горения величина u не является достаточной характеристикой предельных условий. На основании полученных теоретических и экспериментальных результатов сделан вывод, что срыв горения есть гашение химической реакции в результате охлаждения зоны реакции из-за теплопотерь в окружающее пространство.

Механизм распространения. Две фазы с сильно отличающимися теплофизическими свойствами, относительное их движение, газопористая неизоэнтальпическая реакция в поле с большими градиентами температур и, наконец, сильный, но конечный теплообмен создают в волне ФГГ удивительное многообразие условий для протекания различных внутренних элементарных процессов, их взаимодействия и, как результат, проявления целого ряда интересных ярких эффектов.

Одним из них является температурная гетерогенность — существенное различие в температурах фаз, достигающее нескольких сотен градусов. Это различие исчезает в предельном случае очень интенсивного межфазного теплообмена. При этом двухтемпературная структура волны вырождается в однотемпературную. В случае очень слабого теплообмена РНС переходит в РВС, в котором твердая фаза практически не оказывает теплового влияния на химическую реакцию. Этот принципиально двухтемпературный предельный режим, идущий с большими линейными скоростями, рассматривается ниже.

Другой характерный эффект ФГГ — рекуперация тепла в зоне горения, необычный по форме возврат части тепла из области продуктов горения в область свежего газа, приводящий к избыточной энтальпии в зоне химической реакции. Рассмотрим это явление в простейшем случае стоячей волны. Благодаря высокой теплопроводности тепло эффективно передается по каркасу в зону подогрева, где посредством межфазного теплообмена переходит из каркаса в газ. Далее тепло переносится в зоны химической реакции и внутренней тепловой релаксации. Здесь оно возвращается в каркас.

В результате рекуперации тепла энтальпия газа в области реакции (включая химическую составляющую) оказывается выше, чем вдали от фронта. Это приводит к более высоким температурам и скоростям химической реакции, чем в соответствующем гомогенном пламени. Поэтому не удивительно, что при ФГГ даже в состоянии стоячей волны массовая скорость сгорания в несколько раз превышает скорость гомогенного горения, хотя в обоих случаях равновесные температуры равны. Интересно отметить, что способность инертной пористой среды увеличивать скорость горения сохраняется при $\alpha_0 \rightarrow \infty$. Можно показать, что

$$\frac{v_{0,\alpha \rightarrow \infty}}{v_{0,\alpha \rightarrow 0}} = \left(\frac{\lambda_{эфф} Le + 2\gamma}{\lambda_T \kappa_\eta + 2\gamma} \right)^{1/2} \approx 6,3, \quad \lambda_{эфф} = \lambda_T + \frac{1-m}{m} \lambda_\Theta.$$

Рассмотрим подробнее вопрос об иницировании и протекании химической реакции в волне горения. Ранее отмечалось, что в волне можно выделить две зоны подогрева: относительно широкую, где $\Theta > T$, и узкую, где $T > \Theta$. В первой газ нагревается в основном при передаче

тепла от каркаса, во втором — благодаря его теплопроводности в условиях больших градиентов температуры и тепловыделения в химической реакции. Такая особенность тепловой ситуации допускает два подхода к вопросу о воспламенении газа в волне ФГГ. При одном из них вопрос о температуре начала активного реагирования решается как в задаче о гомогенном пламени, но с учетом межфазного теплообмена [16]. При другом приоритетное значение придается не теплопроводности газа, а межфазному теплообмену, и характер протекания реакции рассматривается как процесс зажигания движущегося газа горячей неизотермической стенкой — некоторый аналог динамического режима теплового взрыва. Здесь возможны два предельных случая.

При относительно слабом внутреннем теплообмене в температурной эволюции движущегося элемента газа наступает момент, когда скорость тепловыделения становится выше скорости поступления тепла от каркаса. Реакция перестает «чувствовать» каркас и далее протекает в условиях адиабатического теплового взрыва (см. рис. 4). Максимальная температура в значительной степени определяется энтальпией реагирующего газа.

В случае сильного межфазного теплообмена скорость химической реакции лимитируется теплообменом и непрерывно растущая температура элемента газа не может оторваться от температуры каркаса. Реакция вынуждена протекать при его температуре. Из-за сравнительно низких температур в этом случае следует ожидать более широкие зоны химической реакции. На практике, по-видимому, могут реализоваться промежуточные режимы, в которых реакция не завершается при $T_{\max}$ [16].

Реверсионное движение волн без изменения направления фильтрационного потока — один из наиболее ярких и сложных эффектов ФГГ. При всей своей наглядности это явление оказывается трудно объяснимым простыми причинно-следственными связями. Поясним необходимость движения волн в том или ином направлении.

Уравнение баланса тепла для каркаса в адиабатическом случае перепишем в виде

$$-u = \frac{a_{\Theta} (d^2\Theta/dx^2) + \alpha_{\Theta} (T - \Theta)}{d\Theta/dx},$$

где $a_{\Theta} = \lambda_{\Theta}/c_{\Theta}\rho_{\Theta}$; $\alpha_{\Theta} = \alpha_0 S_{\text{гд}}/(1-m)c_{\Theta}\rho_{\Theta}$. Поскольку градиент температуры в волне всегда положителен, то направление движения волны определяется знаком числителя. В стоячей волне оба члена в числителе всюду по зоне равны по величине и противоположны по знаку. При движении волны появляется зона, расположенная между точкой перегиба на профиле $\Theta(x)$ и точкой $\Theta = T_{eq}$, в которой оба члена в числителе имеют одинаковые знаки. Когда они положительны, каркас нагревается и волна движется против потока, когда отрицательны, каркас остывает и волна движется по потоку. Так как при движении волны требуется постоянно знака числителя по всей зоне волны, то существование зоны с одинаковыми знаками означает необходимое условие для движения волны. В противном случае должна существовать точка, в которой оба члена были бы равны по абсолютной величине и противоположны по знаку, что невозможно.

С движением волны и особенно сменой ее направления связана качественная и количественная перестройка внутренних процессов по отношению к стоячей волне. В рекуперативном цикле появляется новый конвективный тепловой поток, обусловленный относительным движением твердой фазы. При спутном движении он совпадает по направлению с кондуктивным потоком в каркасе и таким образом способствует рекуперативному переносу тепла в свежий газ; при встречном движении, наоборот, препятствует, так как направления указанных потоков противоположны. Таким образом, при переходе от встречного движения к спутному эффективность рекуперативного цикла увеличивается (см. рис. 5). Из сказанного следует важный вывод: стабилизированные пла-

мена менее эффективны с точки зрения достижения максимальной скорости реакции, чем пламена, движущиеся по потоку. Для обсуждаемого типа внутреннего теплообменника в стабилизированных пламенах избыток энтальпии принципиально ограничен тепловым эффектом реакции. При спутном движении пламени он не ограничен. Другое важное следствие движения волны ФГГ — низкие в сравнении с гомогенным пламенем массовые скорости горения газа при малых скоростях фильтрации. Эти эффекты связаны с возможностью реализации очень низких температур (см. рис. 5, $T_{\max}, \Theta_{\max} < T_b$) и отмеченного выше температурного торможения химической реакции.

В отличие от гомогенного горения при ФГГ равновесная температура определяется не только термодинамическими свойствами газа, но и свойствами пористой среды, и скоростью фильтрации. Из условия сохранения энергии в волне следует

$$T_e = T_0 + \frac{Q}{c_T} \frac{v_0 - u}{v_0 - (1 + \sigma_0) u} \quad (7)$$

Отсюда видно, что T_e зависит от u , которая, в свою очередь, определяется различными начальными параметрами, включая переносные и структурные характеристики пористой среды. Это обстоятельство отражает тот факт, что волна ФГГ не только генерирует тепло, преобразуя химическую энергию в тепловую, но и распределяет последнюю между фазами. При встречном движении часть тепловой энергии газа идет на прогрев каркаса, при спутном, наоборот, часть энергии каркаса идет на нагрев газа. Таким образом, каркас играет роль аккумулятора: при встречном движении он заряжается, при спутном — разряжается. В результате такой необычной функции волны горения ее равновесная температура может быть ниже, выше или равна температуре гомогенного газового пламени.

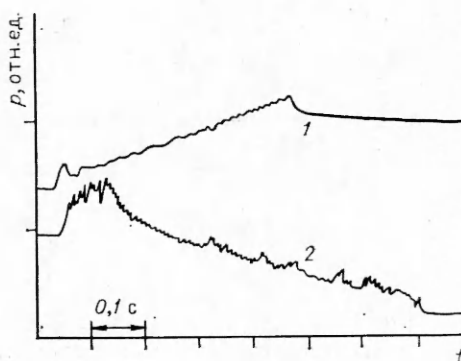
Фильтрационное горение в режиме высоких скоростей

Появление теории распространения гомогенного газового пламени [30] поставило вопрос о пределах его распространения. Вскоре этот вопрос был детально исследован: установлены определяющие факторы и общий механизм срыва горения, сформулировано понятие о критическом диаметре и найдены условия гашения пламени в узких каналах [31]. Выводы теории, подтвержденные многочисленными опытами [32], легли в основу разработок промышленных насадочных огнепреградителей [33]. Исследования [34], выполненные в связи с этой проблемой, показали, что в пористых средах некоторые газовые пламена могут ускоряться до 10 м/с. Недавно установлена возможность стационарного распространения пламени в таких системах [9, 18]. Было показано, что стационарные режимы реализуются в средах с низкой и высокой пористостью, при низких и высоких давлениях, в смесях с различной реакционной способностью. Доказательство факта существования стационарных режимов позволило провести систематические исследования скоростных и структурных характеристик волн в различных экспериментальных условиях, механизма их распространения [10, 18].

Важное следствие выполненных в последние годы исследований состоит в факте признания режима РВС — одним из многих при горении газов в пористых средах. Поэтому изучение характера и условий перехода с режима на режим приобретает принципиальное значение. Рис. 3 иллюстрирует переход РНС в РВС. Для пористой среды (металлические шары, $d = 3$ мм) существует критическая скорость фильтрации $v_0 = 3,1$ м/с, выше которой реализуется РНС, ниже — РВС. Переход происходит скачком, скорость пламени изменяется на 3—4 порядка. Смена режимов связана с коренным изменением механизма передачи химической реакции. В зоне реакции теряется тепловая связь с каркасом, и ведущий процесс распространения тепла происходит только в газе, как

Рис. 6. Зависимость $p(t)$.

1 — стехиометрическая смесь C_3H_8 + воздух, $p_0 = 0,132$ МПа, ППУ; 2 — стехиометрическая смесь CH_4 + воздух, $p_0 = 0,5$ МПа, металлические шары, $d = 6$ мм.



в гомогенном пламени. В этом случае не требуется непрерывного подвода химической энергии к единичной поре посредством фильтрации. Для горения достаточно энергии неподвижного газа, находящегося в единичной поре. Поэтому исследования РВС можно проводить не в потоке,

а в закрытых сосудах, заполненных пористой средой и горючим газом.

Явления, наблюдаемые в закрытом сосуде. Опыты проводили в удлиненной камере объемом около 7 л [9, 10, 18]. Закрытую трубу квадратного сечения длиной 2—3 м с пористой средой (стальные шары или пенополиуретан с открытой пористостью (ППУ)) заполняли смесью метана или пропана с воздухом. Пламя инициировали электрической искрой у конца трубы. С помощью датчиков давления, фотоумножителей и термопар определяли давление в процессе, скорость распространения пламени, время химической реакции, ширину зоны пламени и зоны тепловой релаксации.

На рис. 6 показано изменение давления в камере с металлическими шарами и ППУ. Резкое, но небольшое (3—4% от p_0) увеличение давления на начальном участке записи $p(t)$ обусловлено процессом формирования волны горения. После формирования и начального прироста на величину Δp давление изменяется по ходу процесса в обоих случаях практически линейно. В шарах оно падает и движение газовых потоков соответствует схеме 4 (см. рис. 1), в ППУ, наоборот, давление растёт, движение потоков соответствует схеме 5.

На фоне общего повышения или понижения давления наблюдаются колебания с частотами 20—300 Гц и амплитудой до 2% от p_0 . Процесс горения существенно дозвуковой и в широком диапазоне начальных условий имеет устойчивый характер без заметных ускорений или замедлений волны горения. Результаты измерений скорости пламени удовлетворительно воспроизводятся от опыта к опыту. На основании этого сделан вывод о стационарности режима распространения пламени [9]. В дальнейшем вывод подтвержден в специальных опытах с $p_0 = \text{const}$ по ходу процесса, в которых отсутствовало движение свежего газа перед фронтом пламени [18]. Важная особенность РВС — неполное выгорание свежего газа во фронте пламени.

Скорость и структура волны. Для измерения скорости волны относительно свежего газа (скорости горения) опыты проводили при $p_0 = \text{const}$ в течение процесса. Для этого к реакционной трубе со стороны продуктов горения присоединяли ресивер большого объема с инертным газом. Свежий газ перед фронтом пламени покоится и пространственная скорость распространения S равна скорости горения S_{ut} . Направления движения волн и продуктов в этих экспериментальных условиях соответствуют схеме 6 для металлических шаров и схеме 7 для ППУ (см. рис. 1).

На рис. 7 приведены скорости распространения волн горения, измеренные в трубе с ресивером ($p_0 = \text{const}$) и без ресивера ($V = \text{const}$). Зависимость $S(p_0)$ существенно зависит от состава смеси. В стехиометрических смесях метана и пропана с воздухом она растет при увеличении p_0 . В бедных метано-воздушных смесях S практически не зависит от p_0 [9].

В закрытом сосуде встречное движение свежего газа уменьшает скорость волны, а спутное — увеличивает [18]. Эти факты свидетельству-

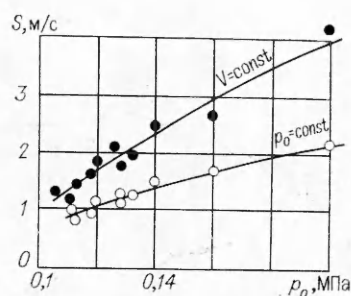


Рис. 7. Зависимость $S(p_0)$. Пористая среда — ППУ, стехиометрическая смесь $C_3H_8 +$ + воздух.

1 — $V = \text{const}$; 2 — $p_0 = \text{const}$.

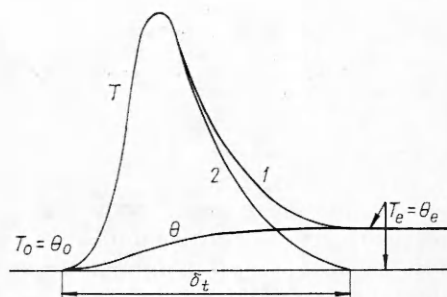


Рис. 8. Схема тепловой структуры волны горения в РВС. Пористая среда — ППУ (1), металлические шары (2).

ют о том, что в РВС фильтрационный поток свежего газа играет важную роль в процессе горения. Однако причины его возникновения и характер влияния на горение в РВС иные, чем в РНС. В закрытых сосудах фильтрационные потоки возникают в результате самого процесса горения (саморегулируемая фильтрация), имеют пространственно-временное распределение скоростей и зависят от скорости горения, свойств пористой среды и других факторов. Роль фильтрационного потока в РВС не сводится только к переносу зоны горения в пористой среде, хотя этот фактор существенный. Поток генерирует турбулентность, увеличивая скорость горения на 10—15% [18].

Но фильтрационный поток — не единственная и не главная причина турбулентного характера горения. Действительно, опыты с ресивером свидетельствуют о том, что в отсутствии поступательного движения свежего газа скорость горения может возрастать с увеличением p_0 , а ее значения превышать на 1—2 порядка нормальную скорость пламени. Следовательно, необходим учет других возможных механизмов появления турбулентности. Во-первых, дополнительная турбулентность может генерироваться при горении в зоне пламени в результате расширения и сжатия газов при одновременном взаимодействии их с пористой средой. Во-вторых, отсутствие направленного движения газа в опытах с ресивером не исключает возможности турбулизации свежего газа вне зоны пламени. Как отмечалось, горение, особенно в стехиометрических смесях, сопровождается пульсациями давления во всем свободном объеме реакционного сосуда. Хотя амплитуды пульсаций относительно невелики, они способны генерировать сильную турбулентность без направленного потока.

Схематично тепловую структуру волны можно изобразить в виде импульса некоторой средней температуры в газе и плавного небольшого по величине подъема температуры в пористой среде (рис. 8). Передний фронт импульса обусловлен тепловыделением в химической реакции, протекающей в турбулентном пламени, задний — завершением химической реакции и охлаждением газа в результате теплового взаимодействия с пористой средой.

Экспериментально определены время турбулентного горения (время существования химической реакции) t_z и длительность теплового импульса (время существования тепловой волны) t_z^* . Оказалось, что $t_z = t_z^*$ [10]. Этот результат становится понятным, если учесть, что время тепловой релаксации t_h на порядок меньше t_z . Так, для стехиометрической метано-воздушной смеси при $p_0 = 0,2 \div 1,5$ МПа, $t_z = 10^{-2} \div 5 \cdot 10^{-2}$ с при длине зоны горения 3—5 см. Время тепловой релаксации в этих условиях (стальные шары, $d = 6$ мм) не превышает 10^{-3} с. Таким образом, протяженность тепловой зоны горения определяется не тепловой релаксацией, а химической реакцией, протекающей в условиях турбулентного пламени.

Механизм распространения. Сопоставление РВС и РНС показывает, что оба режима имеют одно важное общее свойство — сильное межфазное взаимодействие в волне горения. Однако совокупность элементарных физико-химических процессов, участвующих в этом взаимодействии, их роль и значение в механизме распространения волны горения существенно различны.

В отличие от РНС в высокоскоростном режиме более существенно газодинамическое взаимодействие среды и газа. Скорость горения в РВС зависит не только от свойства и термодинамического состояния свежего газа, но и от газодинамической обстановки в зоне пламени, прежде всего от уровня турбулентности. Действительно, экспериментальные факты (большая протяженность зоны горения в сравнении с толщиной ламинарного пламени, скорости пламени, на 1—2 порядка превышающие нормальные, положительная зависимость $S(p)$, высокочастотные колебания, сопровождающие процесс, и ряд других) свидетельствуют о высокоинтенсивном турбулентном характере горения. На этом основании можно полагать, что в РВС механизм передачи химической реакции такой же, как при гомогенном турбулентном горении, т. е. за счет турбулентных переносных свойств газа. Но существенное различие состоит в источнике турбулентности и, видимо, в ее специфических особенностях, обусловленных условиями ее генерации в пористой среде. В РВС турбулентность может возникать вследствие направленных фильтрационных потоков газа, из-за пульсирующего характера горения в отсутствии направленных потоков, в результате локальных процессов сжатия и расширения газов в зоне горения. По этим причинам турбулентные характеристики газа и соответствующие скорости горения оказываются зависящими от свойств пористой среды и газа, а в нестационарных процессах — дополнительно от схемы организации процесса горения, размера реакционного сосуда и других факторов.

Характерная особенность РВС состоит в том, что в описанных экспериментах неизменно выполняется условие $t_z > t_h$. Отсюда следует ряд важных заключений. Зона горения в этом случае должна включать в себя как свежую смесь, так и холодные продукты горения. Очаги химической реакции перемежаются с очагами охлажденных продуктов. При этом общее охлаждение продуктов горения заканчивается практически в том же сечении, где исчезают последние очаги химической реакции. Таким образом, температурные и концентрационные поля в зоне горения крайне неоднородны. Далее, приведенное выше неравенство может выполняться только в том случае, если существует еще один элементарный процесс — собственно химическое превращение с характерным временем $t_{bt} < t_h$. В противном случае невозможно образование в зоне пламени очагов с высокой температурой, достаточной для протекания эффективной химической реакции. Наконец, соседство горячих и холодных очагов в зоне пламени в условиях интенсивного турбулентного смешения создает благоприятные условия для локального гашения химической реакции, что, в свою очередь, ведет к существенной неполноте выгорания, обычно наблюдаемой в РВС.

Установление пространственно-временных размеров зоны турбулентного горения позволило корректно подойти к вопросу формирования стационарной волны. Из физических соображений можно ожидать, что пространственный масштаб выхода волны на стационарное состояние должен быть порядка зоны пламени. Действительно, в экспериментальных условиях, описанных выше, стартовый участок составляет 5—10 зон турбулентного горения. Это означает, что длина использованных реакционных труб достаточна для наблюдения стационарного распространения волны и исследования ее характеристик в стационарном состоянии.

Вопрос о протяженности зоны горения чрезвычайно важен также при анализе неизобарического сгорания газа в условиях замкнутого сосуда. Очевидно, что в случае большого сосуда $t_z/t_f \ll 1$, и процесс идет в квазистационарном режиме (здесь $t_f = L/S$ — характерное время сгора-

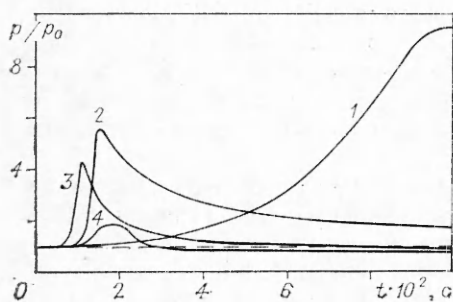


Рис. 9. Зависимость $p(t)$.
1 — горение без шаров; 2 — $d = 12,7$ мм; 3 —
 $d = 6$ мм; 4 — $d = 3,2$ мм; $p_0 = 0,7$ МПа.

ния; L — размер сосуда). В этом случае зона пламени успевает перестраиваться в соответствии с изменяющейся динамической обстановкой в системе. Поэтому можно сделать предположение об узости зоны пламени и рассматривать волну горения как газодинамический разрыв, разграничивающий области свежего газа и продуктов горения. Однако в отличие от аналогичного подхода при гомогенном горении при описании процессов с пористой средой условия на разрыве записываются в ином виде, с учетом дополнительной фазы и тепловой релаксации.

Если сосуд мал, то $t/t_f \gg 1$, и процесс идет в неустановившемся режиме. В этом случае следует ожидать иных закономерностей горения. Вывод иллюстрирует рис. 9, на котором приведена динамика давления при горении стехиометрической метановоздушной смеси в закрытом сферическом сосуде диаметром 183 мм, заполненном металлическими шарами². Видно, что в отличие от большого сосуда (см. рис. 6) картина изменения p совершенно иная: давление не падает в ходе процесса, а растет. Рис. 9 подтверждает и другие отмеченные выше закономерности: зависимости скорости от свойств пористой среды, повышенный уровень скорости горения, интенсивный теплообмен газа с пористой средой.

Процессы тепловой релаксации в волне горения — общее свойство РНС и РВС. Аналогично РНС в РВС тепловая энергия, выделяющаяся в результате химической реакции, перераспределяется между фазами. Но в последнем случае в пористую среду переходит значительно большая часть тепловой энергии газа. Это видно из формулы для равновесной температуры газа (7), которая справедлива и при РВС. Так как в описанных опытах в соответствующих обозначениях $|u| \gg |v_0|$, то из (7) следует, что равновесная температура газа определяется главным образом тепловым эффектом реакции Q и относительной теплоемкостью твердой фазы σ_0 . Чем меньше тепловая емкость среды и больше химической энергии, тем сильнее прогревается среда и тем выше давление, если горение протекает в закрытой системе. Этот вывод иллюстрирует рис. 8: конечная температура для металлических шаров почти равна начальной, а для ППУ — выше начальной на 30–60°C. Из-за большой теплоемкости системы в случае металлических шаров конечная температура оказывается ниже температуры конденсации паров воды в продуктах горения. Волна горения сопровождается волной конденсации, что, в свою очередь, приводит к интересному явлению: конечное давление в системе ниже начального (см. рис. 6).

С точки зрения математической модели ФГГ, описанной выше, РВС означает расщепление системы (2): относительно слабый сток тепла из газа, учитываемый уравнением для пористой среды, практически не оказывает прямого влияния на химическую реакцию и распространение пламени. Это означает, что разрывается цикл рекуперации тепла в схеме продукты горения — пористая среда — свежий газ — продукты горения. Вместе с тем модель процесса не учитывает аэродинамического взаимодействия газа с пористой средой. Поле скоростей газа в поперечных направлениях принимается однородным. Предельному случаю $\alpha_0 \rightarrow 0$ отвечает ламинарное распространение пламени с $S_u = v_0 - u$. В действительности, как показывает опыт, в РВС наблюдается, как правило, не ламинарное, а турбулентное горение при $S_{ut} > S_u$. Учет этого обстоятельства требует модификации уравнений (2) с привлечением, в частности, турбулентных характеристик тепло- и массопереноса в газовой фазе.

² Результаты получены совместно с В. А. Буневым и А. А. Коржавиным.

Сверхзвуковые режимы горения в пористых средах

В начале 40-х годов К. И. Щелкин обнаружил ряд интересных явлений при горении газов в шероховатых трубах [35, 36]. Шероховатость создавалась проволочными спиралями, вставляемыми в гладкую трубу. Оказалось, что в таких системах скорость стационарной детонации может понижаться в сравнении с гладкими трубами до аномально низких значений $\varphi = 0,4 \div 0,5$ ($\varphi = D_{ш}/D_r$, $D_{ш}$, D_r — скорости детонации в шероховатой и гладкой трубах). Величина φ легко регулируется изменением степени шероховатости (шага спирали). В некоторых смесях низкоскоростная детонация реализуется за пределами нормальной детонации.

Пламя в воздушной смеси окиси углерода, распространяющееся в гладкой трубе со скоростью ~ 2 м/с, при наличии спирали резко ускоряется до 950 м/с на длине трубы 150—170 см. Эти факты противоречили существовавшим взглядам на детонацию в газах. Теория одномерной детонации с потерями не допускала падения скорости ниже $\varphi = 0,85 \div 0,9$. Во-вторых, парадоксально выглядел факт расширения пределов детонации при увеличении потерь шероховатостью. Наконец, встал вопрос о механизме столь «драматического» ускорения пламени в мало-активных смесях.

Эти экспериментальные факты вскоре получили объяснение [36—38]. Согласно Я. Б. Зельдовичу, при низкоскоростной детонации с $\varphi = 0,4 \div 0,5$ возможно иное, чем в нормальной детонации, воспламенение газа. Если в нормальной детонации температура газа за ударной волной достаточна для его воспламенения, то при низкоскоростном режиме — нет, и воспламенение происходит локально только у элементов шероховатости при отражении УВ. Возникшее пламя распространяется от стенки трубы к центру, образуя конус с вершиной, обращенной к продуктам горения. Общее время химического превращения, определяющее потери в волне горения, теперь зависит от механизма распространения пламени. Это время слабо связано с периодом индукции химической реакции при локальном самовоспламенении газа. Поэтому появляется возможность распространения волны горения при значительных потерях тепла и импульса.

Что касается механизма ускорения пламени и быстрого горения, когда воспламенение при отражении исключено, то этот вопрос остался дискуссионным. По представлениям К. И. Щелкина, быстрое горение в шероховатых трубах обязано генерации интенсивной турбулентности в свежем газе при взаимодействии шероховатости с потоком газа, порожденным, в свою очередь, процессом горения. По Я. Б. Зельдовичу, в механизме быстрого горения важную роль играет формирование профиля скоростей газа и перенос реакции в той части профиля, где скорость газа максимальна. При этом отдельные участки фронта пламени могут иметь скорость, равную скорости ударной волны.

Прямые доказательства реальности механизма воспламенения газа при отражении УВ от элементов шероховатости и структуры волны низкоскоростной детонации получены в [39—40]. Здесь использовалась высокоскоростная кадровая шпирен-съемка и метод инициирования горения инертной (без химической реакции) УВ варьируемой интенсивности. Это позволило впервые получить снимки описанного выше комплекса ударная волна — пламя, исследовать динамику его развития, определить нижнюю границу скорости УВ, при которой он образуется. Для водородно-воздушных смесей последняя зависит от состава смеси и находится в области 850—900 м/с.

Шероховатые трубы (в том числе родственные системы с периодическими препятствиями, решетками, сужениями) из-за многообразия режимов горения, легкости возбуждения взрывных процессов, разрушительного действия их на практике и, наконец, отсутствия достаточной физической ясности в механизме распространения волн горения неизменно привлекают внимание исследователей [41—46]. С другой стороны, неко-

торые закономерности горения в них характерны для различных дисперсных систем, в том числе и для пористых сред.

Этот вывод подтверждает работа [47], в которой впервые зафиксирована низкоскоростная детонация в пористой среде — пенополиуретане с пористостью 0,96—0,98. В смесях $C_3H_8 + 5O_2 + xN_2$ при $x \leq 8$ получены величины $\varphi = 0,5 \div 0,7$. Интересно, что при $x > 10$ в этой системе горения возбудить не удалось. Используя, аналогично [40], метод инициирования детонации инертной УВ низкой интенсивности, авторы показали, что в наблюдаемых режимах горения воспламенение газа происходит по схеме Я. Б. Зельдовича — при отражении ударной волны от элементов пористой среды.

Дальнейший существенный вклад в решение рассматриваемой проблемы внесли сотрудники Института гидродинамики СО АН СССР [48—51]. Исследования сверхзвуковых режимов горения в низкпористых средах выполнены в [48]. Опыты проводились в трубках диаметром 22 мм, заполненных кварцевым песком (фракции 0,16—0,2; 0,2—0,315 мм) и ацетиленокислородными смесями стехиометрического состава при $p_0 = 0,5 \div 0,9$ атм. Показано, что скорости волновых процессов в этих условиях составляют 600—900 м/с и увеличиваются с ростом p_0 и размера зерна засыпки. Профиль давления в волне — треугольный с амплитудой $p/p_0 = 7 \div 12$, протяженность зоны повышенного давления 3—8 мм. Модельные опыты, проведенные авторами в плоских каналах переменного сечения, выявили два устойчивых скоростных режима горения с $D > 1400 \div 1600$ м/с и $D = 400 \div 800$ м/с.

К настоящему времени режимы сверхзвукового горения газа в пористых средах исследованы в широких диапазонах начальных параметров. Крупнозернистые засыпки исследованы в [52]. Для кислородных смесей H_2 , CH_4 и C_3H_8 при $p_0 = 1 \div 9$ атм в трубах диаметром 12,4 см с керамическими шарами диаметром 38,1 мм и стальными шарами (38,1 и 19,05 мм) получено небольшое понижение скорости детонации ($\varphi > 0,75$). В мелкозернистых засыпках понижение скорости более существенное [49, 50]. Сверхзвуковые режимы горения в кислородных смесях H_2 и C_2H_2 в засыпках из кварцевого песка (60—120 мкм) $D \approx 500 \div 700$ м/с, т. е. $\varphi = 0,2 \div 0,3$. Переход от высокоскоростных режимов к низкоскоростным по мере понижения p_0 происходит непрерывно, вплоть до срыва горения при некотором критическом минимальном давлении p_0^* . Дозвуковые режимы горения в кислородных смесях не реализуются. Интересно, что при срыве сверхзвуковых режимов выполняется критическое условие $Re = 65$, полученное и обоснованное для дозвуковых режимов горения. Ранее этот факт отмечен в [32]. Таким образом, непрерывное понижение скорости волны горения по мере уменьшения p_0 , характерного размера порового пространства и реакционной способности горючего газа — общие закономерности сверхзвуковых режимов горения активных смесей в пористых средах [47—50, 52].

В менее активных средах (кислородные смеси H_2 и C_2H_2 , разбавленные азотом) картина горения иная [51]. При относительно низких давлениях реализуется дозвуковой режим горения (РВС). С увеличением p_0 скорость волны растет, достигая нескольких десятков метров в секунду. При дальнейшем повышении p_0 происходит скачкообразный переход на сверхзвуковой режим с $D \approx 500$ м/с. Смена режимов имеет гистерезисный характер: в зависимости от способа инициирования могут существовать оба режима при одном и том же давлении. Далее D увеличивается с ростом p_0 . Область существования РВС зависит от величины тепловыделения и размера зерна засыпки. При их увеличении область сокращается и исчезает. В очень активных смесях, как уже отмечалось, возбуждаются только сверхзвуковые режимы горения.

Итак, процессы горения в шероховатых трубах (включая системы с периодической структурой) и пористых средах имеют некоторые единые закономерности, обусловленные общими свойствами — повышенным гидравлическим сопротивлением и более интенсивным теплообменом. Вме-

сте с тем очевидны и принципиальные различия, проявляющиеся особенно в высокодисперсных средах с характерным размером порового пространства, меньшим зоны волны горения. Наличие двух фаз, нерегулярность структуры свободного пространства, хаотичность микродвижений, быстрый межфазный обмен — особенности, присущие процессам в пористых средах, порождают разнообразные фильтрационные эффекты. Среди них — появление новых режимов течений, образование простых и ударных волн с необычными свойствами и структурой, зависимость скорости звука от пористости и дисперсности среды и др. [53, 54]. В этих условиях использование терминов сверхзвуковой режим, ударная волна, детонация приобретает условный смысл. По тем же причинам моделирование процессов горения периодическими структурами или узкими гладкими каналами [48, 55, 56] хотя и весьма полезно, но принципиально ограничено: остается неизвестной адекватность явлений, наблюдаемых в этих системах и пористых средах. Несмотря на отсутствие фильтрационного потока впереди волны горения, он существует в самой волне, а межфазные взаимодействия, связанные с ним, играют решающую роль в механизме сверхзвукового горения. Поэтому совместное рассмотрение РНС, РВС и режимов сверхзвукового горения газов в пористых средах в рамках данного обзора представляется логичным.

Заключение

Волны фильтрационного горения газов обладают разнообразными и удивительными свойствами. Они могут менять направление движения, иметь аномально высокие и низкие максимальные температуры, распространяться с сильно различающимися линейными скоростями. В силу этих свойств ФГГ весьма перспективно при решении многих конкретных задач энергетики, химической технологии, экологии, пожаровзрывобезопасности. Можно назвать, кроме отмеченных выше, некоторые новые возможные приложения. С позиций ФГГ удалось, например, объяснить загадочное явление — прогорание насадочных огнепреградителей, устройств, используемых в промышленности для предотвращения передачи горения из одного реактора в другой в аварийных ситуациях [57]. Фильтрационное горение газов лежит в основе нового принципа взрывозащиты закрытого оборудования без локализации пламени [18]. Явление ФГГ может быть полезным при оценке пожаровзрывоопасности наблюдаемых на практике «горячих точек» в слое катализатора и в разработке мер, исключающих аварийный разогрев реактора и создание взрывоопасной ситуации [58]. Сверхзвуковые режимы горения перспективны для дробления смерзшегося каменного угля [52].

С другой стороны, ФГГ отвечает актуальным запросам теории горения. Удачное сочетание богатой физики и относительной простоты, возможность реализации многочисленных режимов ФГГ, не осложненных побочными факторами (химическим взаимодействием, фазовыми переходами, изменением структуры пористой среды и др.), делают процессы ФГГ удобным объектом для изучения различных аспектов гетерогенного горения. Наконец, ФГГ ярко демонстрирует основные характерные закономерности фильтрационных процессов — реверсивность движения волн, важную роль фильтрационных потоков, явление избытка энтальпии в зоне горения, температурную гетерогенность и т. д. В этом смысле ФГГ можно рассматривать как информативный, модельный тип фильтрационного горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Алдушин, А. Г. Мержанов, Ю. И. Хайкин. Докл. АН СССР, 1974, 215, 3.
2. А. П. Алдушин, Т. П. Ивлева и др. — В кн.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975.
3. А. П. Алдушин, А. Г. Мержанов, Б. С. Сеплярский. ФГВ, 1976, 12, 3.
4. А. Д. Лебедев, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1977, 13, 1.
5. Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1979, 15, 1.
6. А. П. Алдушин, Б. С. Сеплярский, К. Г. Шкадинский. ФГВ, 1980, 16, 1.

7. В. В. Барелко, А. Г. Мержанов и др.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем. Черноголовка, 1977.
8. О. В. Киселев, Ю. Ш. Матрос. ФГВ, 1980, 16, 2.
9. В. С. Бабкин, В. А. Бунев, А. А. Коржавин.— В кн.: Горение газов и натуральных топлив. Черноголовка, 1980.
10. А. А. Коржавин, В. А. Бунев и др. ФГВ, 1982, 18, 6.
11. В. С. Бабкин, В. И. Дробышев и др. Докл. АН СССР, 1982, 256, 5.
12. В. С. Бабкин, В. И. Дробышев и др. ФГВ, 1983, 19, 2.
13. Ю. М. Лаевский. ПМТФ, 1983, 6.
14. В. С. Бабкин, С. И. Потытняков и др.— В кн.: Структура газозфазных пламен. Ч. II. ИТПМ СО АН СССР, Новосибирск, 1984.
15. С. И. Потытняков, Ю. М. Лаевский, В. С. Бабкин. ФГВ, 1984, 20, 1.
16. Ю. М. Лаевский, В. С. Бабкин и др. ФГВ, 1984, 20, 6.
17. С. И. Потытняков, В. С. Бабкин и др. ФГВ, 1985, 21, 2.
18. В. С. Бабкин, В. А. Бунев и др. ФГВ, 1985, 21, 5.
19. М. Э. Аэров, О. М. Тодес, Д. А. Наринский. Аппараты со стационарным зернистым слоем. Л.: Химия, 1979.
20. Ю. Ш. Матрос. Нестационарные процессы в каталитических реакторах. Новосибирск: Наука, 1982.
21. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
22. М. Б. Равич. Поверхностное беспламенное горение. М.— Л.: Изд-во АН СССР, 1949.
23. F. J. Weinberg. Nature, 1971, 233.
24. F. J. Weinberg. 15-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Institute. Pittsburgh, 1975.
25. A. R. Jones, S. A. Lloyd, F. J. Weinberg. Proc. Roy. Soc., 1978, A360.
26. T. Takeno, K. Sato. Comb. Sci. and Tech., 1979, 20.
27. T. Takeno, K. Sato. Progress in Astronautics and Aeronautics, 1981, 76, 4.
28. T. Kotani, T. Takeno. 19-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Institute. Pittsburgh, 1982.
29. T. Takeno.— In: Proceedings of workshop on gas flame structure. Part. II. Novosibirsk, 1984.
30. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. ЖФХ, 1938, 12, 1.
31. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, 11, 1.
32. А. И. Розловский. Основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами. М.: Химия, 1980.
33. П. И. Стрижевский, В. Ф. Закаэнов. Промышленные огнепреградители. М.: Химия, 1974.
34. Ю. Х. Шаулов. Распространение пламени через пористые среды. Баку: Изд-во АН АзССР, 1954.
35. В. Дипент, К. И. Щелкин. ЖФХ, 1945, 19, 4—5.
36. К. И. Щелкин. Быстрое горение и спиновая детонация газов. М.: Воениздат, 1949.
37. Я. Б. Зельдович. Теория горения и детонации газов. М.— Л.: Изд-во АН СССР, 1944.
38. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М.: ГИТТЛ, 1955.
39. В. С. Бабкин, Л. С. Козаченко. Докл. АН СССР, 1960, 131, 3.
40. В. С. Бабкин, Л. С. Козаченко. ПМТФ, 1960, 3.
41. С. С. Рыбанин. ФГВ, 1969, 5, 3.
42. I. O. Moen, M. Donato, B. Knystant as e. a. Proc. VIII Int. Collog. on Gasdynamics of Explosions and Reactive Systems. Progress in Astronautics and Aeronautics, 1981.
43. I. O. Moen, J. H. S. Lee, B. H. Hjertager e. a. Comb. Flame, 1982, 47, 1.
44. C. Chan, I. O. Moen, J. H. S. Lee. Comb. Flame, 1983, 49, 1—3.
45. Я. Б. Зельдович, А. А. Борисов и др. Докл. АН СССР, 1984, 279, 6.
46. Я. Б. Зельдович, Б. Е. Гельфанд и др. Хим. физика, 1985, 4, 2.
47. О. Е. Попов, С. М. Когарко, В. А. Фотеев. Докл. АН СССР, 1974, 219, 3.
48. Г. М. Мамонтов, В. В. Митрофанов, В. А. Субботин.— В кн.: Детонация. Черноголовка, 1980.
49. Г. А. Лямин, А. В. Пинаев.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 68. Новосибирск, 1984.
50. Г. А. Лямин, А. В. Пинаев. Докл. АН СССР, 1985, 283, 6.
51. Г. А. Лямин, А. В. Пинаев. ФГВ, 1986, 22, 5.
52. C. W. Kauffman, Chuanjun Yan, J. A. Nicholls. 19-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Institute. Pittsburgh, 1982.
53. В. Е. Накоряков, Б. Г. Покусаев, И. Р. Шрейбер. Распространение волн в газопарожидкостных средах. Новосибирск, 1983.
54. Б. Е. Гельфанд, С. П. Медведев и др. ПМТФ, 1986, 1.
55. А. А. Васильев. ФГВ, 1982, 18, 2.
56. В. А. Субботин, А. Я. Кузнецова.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 68. Новосибирск, 1984.
57. В. С. Бабкин, С. И. Потытняков и др.— В кн.: Пожарная профилактика. М.: ВНИИПО, 1982.
58. В. С. Бабкин, В. И. Дробышев и др.— В кн.: Нестационарные процессы в химических реакторах. Новосибирск, 1982.