

УДК 544.452:544.427

РАСТЯЖЕНИЕ И СЖАТИЕ КВАЗИИЗОБАРИЧЕСКОГО ФИЛЬТРАЦИОННОГО ФРОНТА ГОРЕНИЯ ПОРИСТЫХ СРЕД

© 2023 г. П. М. Кришеник^{1*}, С. В. Костин¹, С. А. Рогачев¹

¹Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения
им. А.Г. Мерджанова Российской академии наук, Черноголовка, Россия

*E-mail: petr@ism.ac.ru

Поступила в редакцию 07.07.2022;
после доработки 13.09.2022;
принята в печать 20.09.2022

Предложена математическая модель для анализа эффекта сжатия и растяжения фронта при горении высокопористых металлических образцов в фильтрационном режиме. Экспериментально исследованы процессы структурированности квазиизобарической волны горения слоя порошка титана при изменении его поперечного размера в направлении движения фронта.

Ключевые слова: фильтрационное горение, квазиизобарический поток, ячеистые структуры, устойчивость горения, сжатие и растяжение фронта.

DOI: 10.31857/S0207401X23090042, EDN: EDGSVA

ВВЕДЕНИЕ

Экзотермическое химическое взаимодействие пористых конденсированных сред с активным газовым реагентом с образованием конденсированных продуктов используется для высокотемпературного синтеза неорганических материалов. Процесс горения таких систем представляет собой сложный механизм взаимосвязанных процессов теплообмена, переноса газового реагента и гетерогенной макрокинетики химического превращения. При горении пористых сред в фильтрационном режиме потеря устойчивости стационарной волной может привести к другим волновым режимам — неоднородным, спиновым и ячеистым. Для анализа процессов структурированности фильтрационного плоского фронта горения, формирования и распространения неоднородных и ячеистых волн в работах [1–3] были предложены многомерные математические модели. Показано, что такие волновые режимы формируются при потере устойчивости плоского фронта, а их распространение и структура существенно зависят не только от кинетических параметров, но и от геометрических и масштабных характеристик пористого состава.

Инициирование и распространение очаговых режимов при потере устойчивости волны в процессе горения октогена было исследовано в работе [4]. В работе [5] изучалась связь локальных тепловых взрывов в прогретом слое при переходе к

очагово-пульсирующему режиму горения гомогенных энергетических материалов. Получен безразмерный критерий перехода к пульсирующему режиму горения. Влияние размерного фактора на стабилизацию фильтрационного фронта было рассмотрено в работе [6] в ходе экспериментального анализа горения гранулированной смеси.

Гипотеза о гидродинамической природе формирования неоднородных (пальцеобразных) структур при спутной фильтрации газового компонента теоретически и экспериментально развивалась в работах [7, 8]. При постоянной скорости продува газа исследовалось формирование волновой конфигурации, подобной границе раздела между вытесняемой и вытесняющей жидкостями в проблеме Саффмана–Тэйлора. Влияние геометрических характеристик на режимы горения безгазовых составов исследовано в работе [9]. Изучено влияние растяжения и сжатия фронта на критические условия существования и распространения горения.

В работе [10] предложена математическая модель для анализа распространения волны горения вдоль границы контакта гетерогенных слоев с учетом плавления и кристаллизации слоев. Исследовано влияние толщины слоев на характер пульсаций температуры в зоне реакции и пределы горения, получены условия формирования и распространения неоднородных волновых структур.

В работах [2, 3, 11, 12] представлен экспериментальный анализ горения слоя порошка титана

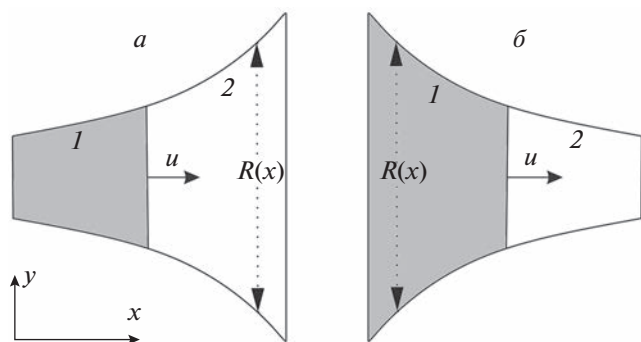


Рис. 1. Схема горения слоев: u — скорость фронта, 1 — продукты горения, 2 — непрореагировавшая смесь, стрелки — направление распространения горения; а — зона реакции растягивается, б — сжимается.

при регулируемой естественной фильтрации газа в зону реакции. Показано, что в условиях неустойчивости горения и дефицита массы активного газа могут устанавливаться различные неоднородные режимы распространения горения, в том числе ячеистые. Дана трактовка полученных результатов в рамках модели теплофильтрационной устойчивости фронта горения. Исследование формирования и распространения волны фильтрационного горения пористого конденсированного реагента проводилось в условиях фильтрации воздуха вдоль щели между пористой гетерогенной средой и плоской стенкой. Высокая проницаемость гетерогенной среды обеспечивала фильтрационное горение в условиях слабовозмущенного поля давления, т.е. в квазиизобарических условиях. Для теоретического анализа горения пористых слоев в квазиизобарических условиях фильтрации газа в работах [13, 14] были предложены одномерные математические модели.

На устойчивость и характеристики фронта горения гетерогенных сред большое влияние оказывает возможное сжатие или растяжение зоны реакции. Сжатие (расширение) фронта при квазиизобарическом горении пористой среды происходит в системах, когда горение распространяется по пористому образцу с переменным поперечным сечением в направлении движения горения. Изменение размерных характеристик поверхности горения влияет на величину избыточной энтальпии во фронте, а значит — на структуру и устойчивость горения.

В представленной работе исследовано влияние сжатия и растяжения зоны реакции на распространение квазиизобарического фильтрационного фронта горения пористого образца. Изучены пределы существования горения в волновом режиме, которые обусловлены растяжением зоны ре-

акции. Экспериментально исследованы инициирование и распространение ячеистых режимов слоя порошка титана при изменении поперечного размера слоя в направлении движения горения.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

На рис. 1 схематически представлен пористый образец с переменным поперечным сечением размером $R(x)$. При инициировании горения формируется волна, которая движется с постоянной скоростью u вдоль оси образца. Предполагается, что длина образца значительно превышает масштабы волны горения, а $R(x)$ изменяется незначительно на масштабе ширины зоны прогрева фильтрационного фронта. Температурный градиент в направлении распространения горения превышает градиент температур по толщине слоя. Для анализа горения пористого образца с переменным поперечным сечением воспользовались подходами, которые были предложены для горения безгазовых систем [9].

Фронт горения в системах с большой проницаемостью и теплопроводностью при относительно малых поперечных сечениях образцов обладает рядом особенностей. При горении таких систем задача о фильтрационном горении сводится к экзотермическому превращению гетерогенной среды с пористостью m , когда давление газа p в порах в процессе экзотермического превращения совпадает с внешним давлением p_0 (квазиизобарическое приближение).

Система уравнений, описывающая горение пористой среды с переменным поперечным размером, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} [m\rho + \rho_s(1-m)(c_s + v\epsilon\eta)] \frac{\partial T}{\partial t} = \\ = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \\ + \rho_s(1-m)(Q + v\epsilon T_0) \frac{\partial \eta}{\partial t}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$W = (1 - \eta) Z \exp(-E/R_g T), \quad (2)$$

$$p = \frac{R_g \rho T}{\mu} = p_0. \quad (3)$$

Здесь T — температура среды; T_0 — начальная температура; E , Z и Q — соответственно энергии активации, предэкспоненциальный множитель и тепловой эффект реакции; R_g — универсальная газовая постоянная; t и x — время и пространственная координата; $\lambda = \lambda(\eta)$ — эффективное значение коэффициента теплопроводности пористой

среды; c_s и ρ_s — теплоемкость и плотность конденсированной фазы; c и ρ — теплоемкость и плотность газа; η — глубина превращения конденсированной компоненты; μ_0 — молекулярная масса газа; R_g — универсальная газовая постоянная; v — параметр, характеризующий изменение конденсированной компоненты в процессе экзотермического превращения.

Система уравнений (1)–(3) описывает процесс горения в условиях фильтрации газа извне. Массообмен с внешней средой регулируется интенсивным потреблением газового реагента в зоне химической реакции с образованием конденсированного продукта реакции. Втекающий в область зоны реакции газ в пористой среде нагревается до температуры продуктов. Так как массы конденсированной компоненты и поступающего газового реагента сопоставимы по величине, то система уравнений учитывает теплообмен между конденсированной компонентой и газом в общем тепловом балансе.

Система уравнений (1)–(3) допускает стационарное волновое решение при $R(x) = R_0 \exp(-\delta x)$. Величина δ характеризует степень сжатия ($\delta > 0$) или растяжения ($\delta < 0$) пламени. В предположении того, что в рассматриваемой системе возможно распространение фронта со скоростью u , система уравнений (1)–(3) принимает вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x}\right) [mcpT + \rho_s(1-m)(c_s + vc\eta)T] + \delta \lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \rho_s(1-m)(Q + vcT_0) \frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} = (1-\eta)k \exp\left(\frac{E}{RT}\right), \quad (5)$$

$$p = \frac{R\rho T}{\mu} = p_0. \quad (6)$$

Начальные условия:

$$T = T_0, \quad \eta = \eta_0, \quad p = R_g \rho T / \mu = p_0 \quad \text{при} \quad t = 0.$$

Граничные условия определяются процессами тепломассопереноса между пористым слоем и окружающим слой газовым реагентом. Предположение о сильной зависимости скорости химической реакции от температуры, т.е. о том, что зона превращения исходного пористого вещества “узкая” по сравнению с шириной зоны подогрева, дает возможность определить температуру горения T_b :

$$T_b = T_0 + \frac{u}{u + \delta} (T_{b0} - T_0), \quad (7)$$

где $T_{b0} = T_0 + Q/c_s(1 + vc/c_s)$, a_s — температуропроводность конденсированной компоненты.

При горении пористого слоя в условиях квазиизобарического переноса газа температура в зоне реакции зависит от степени растяжения или сжатия слоя, δ , и параметра v , который характеризует изменение массы конденсированной компоненты в зоне реакции. Предположение о высокой активности экзотермической реакции ($RT_b/E \ll 1$) позволяет применить асимптотический метод Зельдовича–Франка–Каменецкого [15, 16] и получить выражение для скорости распространения горения. В уравнениях (4), (5) можно пренебречь химическим тепловыделением перед и за фронтом реакции. Пространственная область разбивается на три зоны — непрореагировавшего вещества, продуктов горения и реакции. В первых двух зонах можно пренебречь тепловыделением, в зоне реакции справедлива связь глубины превращения и градиента температуры: $1 - \eta \approx \lambda/(\rho_s Qu) dT/dx$. Для пористых сред $\rho c/\rho_s c_s \ll 1$, и для характерных значений $m \sim 0.5$ можно пренебречь теплоемкостью газовой фазы. Для волновых процессов поток тепла

$$q(T) = \lambda \frac{dT}{dx} = c_s \rho_s u (T - T_0).$$

Применяя метод асимптотических разложений, получим уравнение, определяющее внутреннее решение:

$$q/u + \rho_s(1-m)(Q + vcT_0)(\eta - 1).$$

При получении этого решения пренебрегалось относительно малыми конвективными и теплообменными членами в зоне реакции. Из равенства температур и тепловых потоков на границе зон следует выражение для скорости волны:

$$u^2 \approx (a_s/\lambda)Z \left(\frac{RT_b^2}{EQ} \right) \exp\left(-\frac{E}{RT_b} \right).$$

При растяжении зоны реакции фронта ($\delta > 0$) температура горения с ростом δ падает, при сжатии ($\delta < 0$) с увеличением $|\delta|$ температура растет. Падение температуры при растяжении зоны реакции может приводить к срыву горения. Механизм срыва квазиизобарического фронта имеет ту же природу, что и срыв горения в условиях теплопотерь пористых сред [17]. Критическое значение температуры T_b^* , при которой происходит срыв горения, есть $T_b^* = T_{b0} - 2RT_{b0}^2/E$; скорость фронта на пределе в e раз меньше, чем скорость волны при $\delta = 0$.

Критическое значение параметра δ_* равно $\delta_* = 2/eZe$, где $Ze = E(T_{b0} - T_0)/RT_{b0}^2$ — число

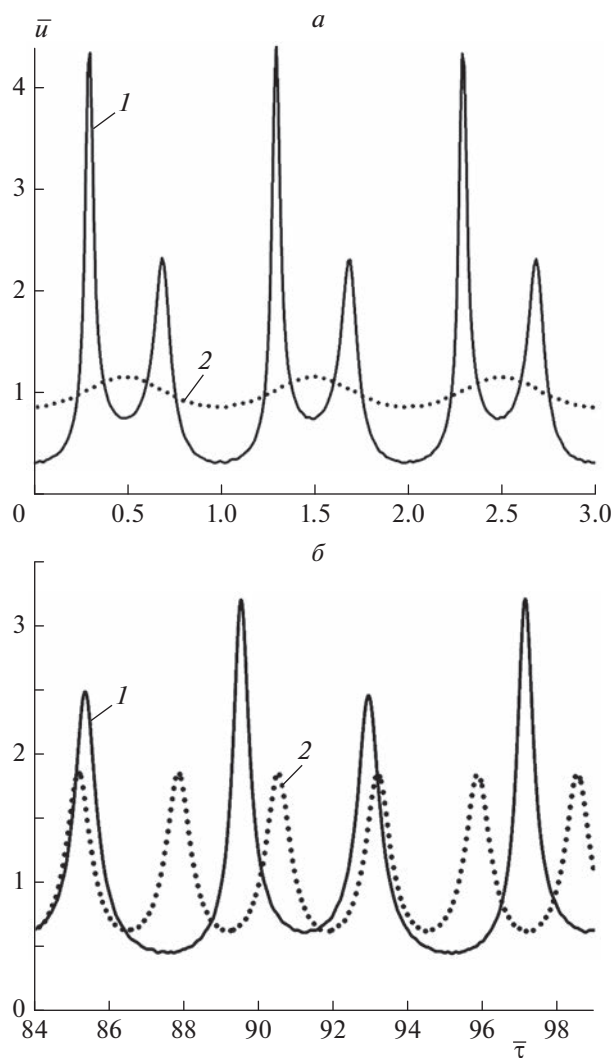


Рис. 2. Структура колебаний скорости фронта при удалении от границы устойчивости для системы с параметрами $\gamma = 0.106$, $\beta = 0.119$, $\theta_0 = -7.0$ (а) при фиксированном значении $\delta = -0.007$: кривая 1 – $v = 0.35$, кривая 2 – $v = 0.65$; с параметрами $\gamma = 0.113$, $\beta = 0.123$, $\theta_0 = -6.83$ (б) при фиксированном значении $v = 0.3$: кривая 1 – $\delta = -0.01$, кривая 2 – $\delta = -0.017$.

Зельдовича. Для изучаемых систем число $Ze \gg 1$, т.е. срыв горения происходит при малых значениях δ . Высокая чувствительность горения к степени растяжения зоны реакции обнаружена при численном анализе безгазового горения в клине [18].

При горении гетерогенных систем важной характеристикой его устойчивости является избыточная энтальпия ΔH . Избыточная энтальпия при распространении фронта образуется уже в процессе инициирования горения. При выходе на стационарный режим избыточное тепло перемещается вместе с фронтом. Полная избыточная энталь-

пия, отнесенная к единице поверхности волны, равна

$$\Delta H(v) = \int_{-\infty}^{\infty} [\rho_s(1-m)(c_s + v\epsilon\eta)] \times \\ \times [(T - T_0) - Q/(c_s + v\epsilon\eta)] dx.$$

В рассматриваемой системе избыточная энтальпия ΔH зависит не только от v , но и от δ . Численный анализ показал, что с увеличением v растет избыточная энтальпия $\Delta H(v)$, а рост энтальпии во фронте является фактором, способствующим потере устойчивости волны [19]. При сжатии зоны реакции ΔH падает, фронт становится более устойчивым как к одномерным, так и к пространственным возмущениям.

Для анализа влияния параметров v и δ на устойчивость горения проведен нестационарный анализ задачи (1)–(3) в безразмерном виде. С этой целью проведено масштабирование независимых переменных и функции тепловыделения, как в работе [10]: $\theta = E(T - T_*)/RT_*^2$ – температура, $t_* = RT_*^2 k^{-1} \exp(E_1/RT)/Q_1 E_1$ – время, $x_* = [(\lambda/c_s \rho_s) t_*]^{0.5}$ – длина, $T_* = T_0 + Q/c_s(1 + v\epsilon/c_s)$ – характерная температура процесса, $\gamma = RT_*^2 c_s/EQ$, $\beta = RT_*/E$; предполагалось, что $c = c_s$. На рис. 2а представлено изменение нормированной скорости $\bar{u}$ во времени; $\bar{u}$ – отношение мгновенной нестационарной скорости к средней скорости фронта $u_{ср}$. Последняя определялась по движению изолинии температуры $\theta_0 + 0.02/\gamma$ в процессе горения. При $v = 0.34$ фронт распространяется с постоянной скоростью, с увеличением v ($v = 0.35$) формировался автоколебательный режим, а при $v = 0.65$ колебания скорости $\bar{u}$ приобретали релаксационный характер.

Нестационарное горение при различных степенях расширения слоев представлено на рис. 2б. Существует критическое значение $|\delta|$, при превышении которого происходит срыв горения. При автоколебательном режиме горения срыв происходит во время депрессии, т.е. в низкотемпературном временном интервале экзотермического превращения вещества. Для данных параметров системы критическое значение $\delta_* = -0.019$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЯЧЕЙСТЫХ ВОЛНОВЫХ СТРУКТУР ПРИ ГОРЕНИИ СЛОЯ ПОРОШКА ТИТАНА С УЧЕТОМ РАСТЯЖЕНИЯ ИЛИ СЖАТИЯ ФРОНТА

Для анализа влияния масштабных факторов на формирование и распространение ячейчатых волн при горении слоя порошка титана используется слой порошка с меняющимся поперечным сечением в направлении движения фронта. Для этого использовалась стальная кювета размером 120×64 мм с высотой бортика 12 мм. Порошок титана насыпался тонким слоем на дно металлической кюветы клиновидной формы.

На рис. 3 представлена фотография экспериментальной сборки: угол в вершине клина — 30° , ширина основания клина — 52 мм, порошок титана насыпной плотности 1.47 г/см^3 . Толщина слоя порошка титана марки ПТМ-1 — 5 мм, размер частиц — менее 100 мкм. Боковые края клиновидного слоя ограничивались керамическими стержнями диаметром 5 мм, и тем самым уменьшался теплоотвод во внешнюю среду. Воздушный зазор между поверхностью слоя порошка и кварцевым стеклом составлял несколько миллиметров и, как правило, был околокритическим: при дальнейшем уменьшении зазора горение слоя прекращалось сразу после инициирования. В представленных ниже экспериментах толщина зазора равна 7 мм. Сверху кювета закрывалась кварцевым стеклом размером 100×100 мм с опорой на боковые бортики. Около торцов кювета оставалась открытой, тем самым образовывался сквозной воздушный канал над слоем порошка титана. Динамика и механизмы взаимодействия слоя порошка титана с воздушной смесью при ее фильтрации вдоль зазора изложены в работах [11, 12]. Взаимодействие порошка титана с воздухом характеризуется стадийным характером, наличием обратимых реакций, связанных с адсорбцией и десорбцией газов (водорода). В таких системах горение сопровождалось аккумуляцией в окрестностях зоны горения водорода, паров воды и инертного газа аргона. Эти газы препятствовали подводу в зону горения химически активных газовых реагентов — кислорода и азота, что приводило к потере устойчивости горения.

Растяжение квазиизобарического фильтрационного фронта при горении слоя титана. Для анализа влияния растяжения зоны реакции на режимы и устойчивость горения порошок титана марки ПТМ-1 насыпной плотности поджигался в вершине клина (область 1 на рис. 2). Инициирование горения приводило к формированию фронта. При удалении от острия клина происходила трансформация плоской волны и зона реакции приоб-

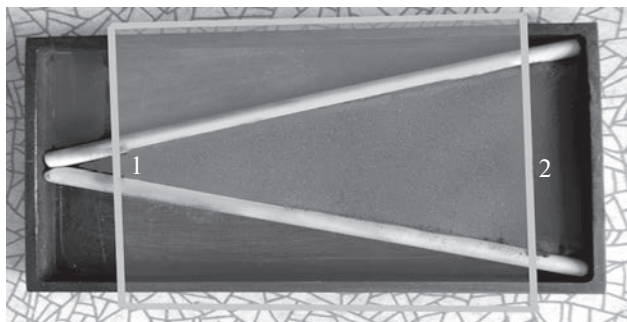


Рис. 3. Кювета для экспериментального исследования фильтрационного горения слоя порошкообразного реагента: место инициирования горения для анализа растяжения (1) и сжатия (2) зоны реакции.

ретала дугообразную форму. Опережающее горение по краям клиновидного слоя связано с лучшими условиями газообмена между парогазовой средой в зоне горения и воздушной смесью окружающей среды. В зафронтальной зоне аккумуляровались инертные и примесные газы. Зона реакции, где расходовались газообразные реагенты, стала стоком для окружающей газовой смеси, в том числе и для инертного и примесного газов из зафронтальной области.

Недостаток активных газовых компонент (азота и кислорода) в зоне реакции с ростом поперечного размера слоя приводил к тому, что фронт горения терял устойчивость и распадался на три ячейки, которые двигались в сторону открытого зазора, а не обратно — по несгоревшему прогретому слою позади ячеек (рис. 4). Такой характер горения указывал на разбавление газовой фазы позади ячеек накопившимися инертными и примесными газами. Ячейки распространялись в автоколебательном режиме. Растущий недостаток активного газа и падение температуры в реакционных зонах приводили к удалению волны горения от границы устойчивости. После сгорания слоя и остывания кюветы появлялась возможность изучить нелинейное движение ячеек по остывшим продуктам и установить длину волны при пульсирующем характере распространения ячеек. След каждой ячейки характеризовался наличием поперечных периодических полос, расстояние между которыми отражало длину волны. При удалении от места зажигания длина волны колебаний ячеек уменьшалась, а частота росла. С приближением ячеек к зазору интенсивность переноса воздушной смеси в зону реакции увеличивалась, но колебательный характер горения ячеек сохранялся до полного сгорания слоя в кювете. Длина волны колебаний при подходе к зазору росла, частота колебаний уменьшалась.

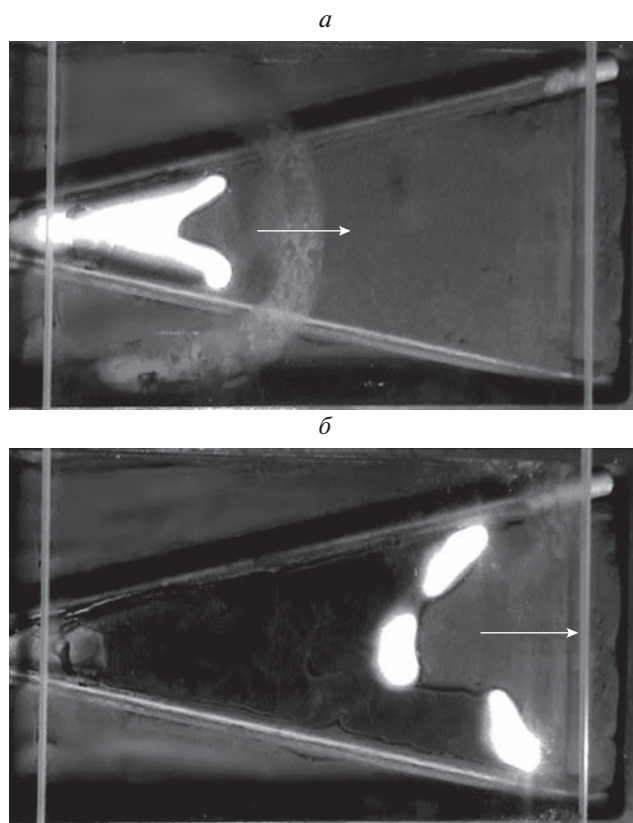


Рис. 4. Распространение горения в клине слоя порошка титана: относительная влажность воздуха — 72%, температура воздуха — 23.5°C. Стрелкой указано направление движения фронта. Время $t = 0$ — начало инициирования горения: $a - t = 21$ с, $b - t = 172$ с.

Анализ продуктов горения показал, что они имели слоистое строение. Верхний слой состоял из твердого ненасыщенного раствора кислорода в α -титане с вкраплениями нитрида и оксинитрида титана, ниже находился слой пористого нитрида. Несмотря на дефицит газа и теплотопери в подложку, исходный порошок догорал на всю толщину слоя. Средняя скорость движения ячеек на порядок меньше, чем при распространении плоского фронта горения, который формировался при увеличении газового зазора с 7 до 9 мм. Увеличение воздушного зазора приводило к более медленному заполнению газовой фазы инертным газом с соответствующим увеличением массопереноса химически активного газа извне в зону реакции и формированию высокоскоростного поверхностного фронта. Горение при этом характеризовалось значительным недогоранием титана. Уменьшение газового зазора до 6 мм приводило к тому, что в процессе формирования фронта происходил срыв горения.

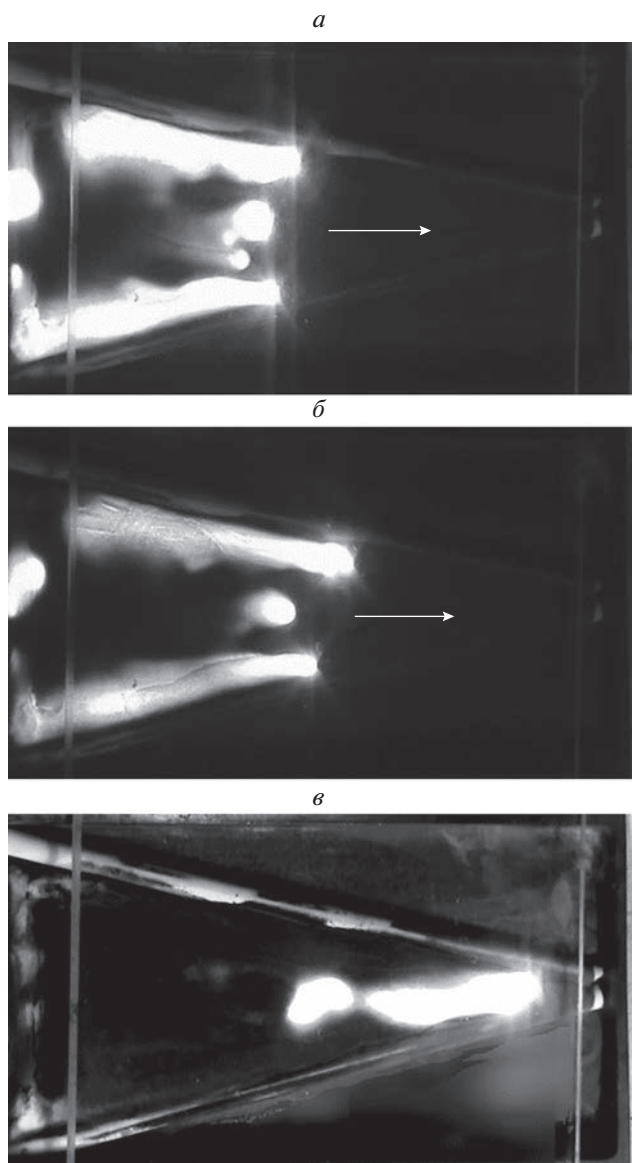


Рис. 5. Распространение горения в клине слоя порошка титана: относительная влажность воздуха — 69%, температура воздуха — 22.5°C. Стрелкой указано направление движения фронта. Время $t = 0$ — начало инициирования горения: $a - t = 14$ с, $b - t = 21$ с, $в - t = 49$ с.

Трансформация волны горения при сжатии зоны реакции. После инициирования горения со стороны основания клина потеря устойчивости горения приводила к формированию ячейчатых волн (рис. 5а). Две ячейки занимали положение по краям клина, где есть преимущество по газообмену с внешней средой, и одна — в центре кюветы. За зонами реакций ячеек наблюдался высокотемпературный “хвост” — яркий след догорания порошка по мере поступления газообразного реагента в толщу реагирующего слоя. Догорание несгоревшей части слоя указывало на высокую

концентрацию примесных газов как в зоне реакции, так и в зоне продуктов. Сформировавшаяся ячейка в центральной части кюветы заметно пульсировала. Большая кривизна поверхности этой ячейки создавала благоприятные условия для переноса газового реагента в зону реакции и росту интенсивности реагирования титана с воздушной смесью. В ячейке формировались высокотемпературные очаги, что в дальнейшем привело её делению на несколько ячеек. Размеры отделившихся ячеек были незначительные, что вскоре привело к их гибели от теплопотерь и растущего дефицита активного газа (рис. 5б). С приближением горения к острию клина непрореагировавшая область, разделяющая ячейки, уменьшалась. Химическая реакция охватила всю ширину слоя, пристеночные ячейки и центральная ячейка объединились. В кювете сформировалась плоская волна с широкой зоной догорания. Протяженность этой зоны зависела от скорости тепло- и газообмена с окружающей средой (рис. 5в). Визуальный анализ поверхности прореагировавшего слоя позволил установить, что все ячейки до слияния распространялись в колебательном режиме.

Перестройка ячеистых волн в однородный режим происходила только после достижения слоем критической толщины R_{cr} . Для данных параметров задачи $R_{cr} \approx 1.6$ см. При сверхкритической толщине слоя потеря устойчивости горения приводила к формированию ячеистых волновых структур, которые распространялись в колебательном режиме. Изменение характера горения при распространении фронта в кювете с меняющейся шириной происходило не скачком, а постепенно по мере увеличения диаметра слоя.

Таким образом, при распространении квазиизобарического плоского фронта горения пористых сред дефицит газа в зоне реакции приводит к потере устойчивости плоского фронта. При превышении критической толщины слоя возможно формирование ячеистых волновых структур. Сжатие фронта обеспечивает стабилизацию горения, растяжение зоны реакции приводит к падению температуры горения в ней и потере устойчивости плоского фронта. Потеря устойчивости и формирование ячеистых волновых структур в пористых средах происходит в параметрической области развитых двумерных возмущений. Размер слоя является одним из параметров, который влияет на формирование неоднородных режимов горения при потере его устойчивости горения. Этот факт можно использовать для дополнительного контроля процессов синтеза при фильтрационном горении пористых сред и получения однородного продукта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Неустойчивость квазистационарного квазиизобарического фильтрационного фронта приводит к формированию и распространению неоднородных режимов горения, эволюция которых определяется не только кинетическими параметрами, фильтрационным переносом газового реагента в активную зону химической реакции, механизмами теплообмена, но и геометрическими характеристиками слоя. Сжатие фронта обеспечивает рост температуры в зоне реакции и стабилизацию неустойчивого горения. Растяжение фронта может привести к потере устойчивости плоского фронта и инициированию ячеистых волновых структур, которые распространяются в автоколебательном режиме. Существует критический диаметр слоя, при превышении которого возможно формирование ячеистых структур. Потеря устойчивости плоского фронта и развитие неустойчивости происходят в мягком режиме. Ячеистые волны формируются по мере удаления горения в неустойчивую область при увеличении поперечного размера слоя в направлении движения фронта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Озерковская Н.И., Фирсов А.Н., Шкадинский К.Г. // Физика горения и взрыва. 2010. Т. 46. № 5. С. 28.
2. Костин С.В., Кришеник П.М., Озерковская Н.И., Фирсов А.Н., Шкадинский К.Г. // Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48. № 1. С. 3.
3. Кришеник П.М., Костин С.В., Озерковская Н.И., Шкадинский К.Г. // Хим. физика. 2019. Т. 38. № 2. С. 45; <https://doi.org/10.1134/S0207401X19020092>
4. Маршаков В.Н., Крупкин В.Г., Рашковский С.А. // Хим. физика. 2020. Т. 39. № 11. С. 23; <https://doi.org/10.31857/S0207401X20110114>
5. Крупкин В.Г., Мохин Г.Н. // Хим. физика. 2019. Т. 38. № 1. С. 62; <https://doi.org/10.1134/S0207401X19010096>
6. Сеплярский Б.С., Абзалов Н.И., Кочетков Р.А., Лисина Т.Г. // Хим физика. 2020. Т.40. № 3. С. 25.
7. Алдушин А.П., Браверман Б.Ш. // Хим. физика. 2010. Т. 29. № 10. С. 47.
8. Алдушин А.П., Ивлева Т.П. // Физика горения и взрыва. 2015. Т. 51. № 1. С. 125.
9. Aldushin A.P., Matkowsky B.J. // Intern. J. Self-Propag. High-Temp. Synsth. 1995. V. 4. № 1. P. 5.
10. Рогачев С.А., Шкадинский К.Г., Кришеник П.М. // Хим. физика. 2022. Т. 41. № 7. С. 73; <https://doi.org/10.31857/S0207401X22030098>
11. Костин С.В., Кришеник П.М., Шкадинский К.Г. // Физика горения и взрыва. 2014. Т. 50. № 5. С. 58; <https://doi.org/10.1134/S0010508214010055>

12. *Kostin S.V., Krishenik P.M.* // Intern. J. Self-Prop. High-Temp. Synth. 2017. V. 26. № 2. P. 106; <https://doi.org/10.3103/S106138621702008X>
13. *Кришеник П.М., Рогачев С.А., Шкадинский К.Г.* // Хим. физика. 2014. Т. 33. № 3. С. 52; <https://doi.org/10.7868/S0207401X1403008X>
14. *Кришеник П.М., Шкадинский К.Г.* // Хим. физика. 2010. Т. 29. № 7. С. 22.
15. *Франк-Каменецкий Д.А.* Диффузия и теплопередача в химической кинетике М.: Наука, 1987.
16. *Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М.* Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
17. *Алдушин А.П.* // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах / Под ред. Матроса Ю.Ш. Новосибирск: Наука, 1988. С. 52.
18. *Кришеник П.М., Костин С.В., Рогачев А.С.* // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 1. С. 24; <https://doi.org/10.31857/S0207401X21010076>
19. *Шкадинский К.Г., Хайкин Б.И., Мержанов А.Г.* // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7. № 1. С. 19.