

ФИЛЬТРАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ ДВУХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЫ

© 2019 г. Т. П. Ивлева^{а,*}

^аФедеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения им. А.Г. Мерджанова РАН, Московская обл. 142432, Черноголовка, Россия

* e-mail: tanja@chgnnet.ru

Поступила в редакцию 26.06.2018 г.

После доработки 16.07.2018 г.

Принята к публикации 11.09.2018 г.

Рассмотрена система, состоящая из двух слоев с различной пористостью. (Верхняя и нижняя границы рассматриваемой области, в отличие от границы между слоями, непроницаемы для тепла и газа.) Один из слоев способен к химическому взаимодействию с газом, фильтрующимся через оба торца системы. Зажигание производится на одном из торцов. В предположении линейной зависимости проницаемости порошков от их пористости численными методами исследована двухмерная математическая модель горения двухслойного образца. Показаны закономерности движения потоков газа и объяснены причины изменения скорости фронта горения при его движении. Проведено сравнение скоростей горения реакционно-способного порошкообразного реагента в зависимости от толщины горючего слоя, от проницаемости порошкообразного реагента и от степени уплотнения горючего.

Ключевые слова: фильтрационное горение, пористость, проницаемость, уплотнение пористого материала, численные расчеты

DOI: 10.1134/S0044453719050157

При взаимодействии порошкообразного реагента с активным газом происходит потребление газа в зоне реакции, и, следовательно, снижение давления газа в этой зоне. Возникающий перепад давлений способствует фильтрации газа по пористой среде. Горение такого типа называется фильтрационным [1]. Практическая значимость фильтрационного горения обусловлена его активным использованием в СВС.

До сих пор фильтрационное горение исследовалось теоретически в предположении однородности пористой массы [2, 3]. При этом рассматривался пористый образец с либо непроницаемой, либо открытой поверхностью. Во втором случае предполагалось, что на границе давление газа постоянно и соответствует давлению окружающей среды [3]. Однако в экспериментах зачастую в процессе горения пористая смесь утрачивает однородность, а доступ к пористой смеси из окружающей среды затруднен. Так, в [4] показано, что при горении засыпки в ней образуются трещины и сквозные каналы, по которым происходит распространение большей части фильтрующегося газового потока, что влияет на скорость протекания процесса. При экспериментальном исследовании в [5] над слоем пористого реагента оставался газовый слой, доступ окислителя в который лимитировался тем, что прямоугольная

лодочка, в которой находилась засыпка, накрывалась кварцевым стеклом, оставлявшим небольшую щель для доступа воздуха. В [6] изучалось горение гранулированных составов. В этом случае поступление окислителя в зону реакции определялось условиями фильтрации газа между гранулами.

В данной работе предполагается определить роль размеров области вне порошкообразного реагента на характеристики горения.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим модель, состоящую из двух слоев. Нижний слой сформирован из реакционно-способного порошкообразного реагента (рис. 1). В верхнем слое, имитирующем трещину, реакция не идет, но течение газа происходит по законам фильтрации из-за наличия инертного наполнителя. В безразмерных переменных L , R_0 , R_m — длина образца, толщина образца и толщина слоя реакционно-способного компонента. Ширину образца считаем достаточно большой, чтобы можно было пренебречь третьей координатой и рассматривать задачу в двумерной постановке. ξ , ζ — безразмерные координаты (продольная и поперечная соответственно). Оба торца открыты для фильтрации газа, на левом торце поддерживается

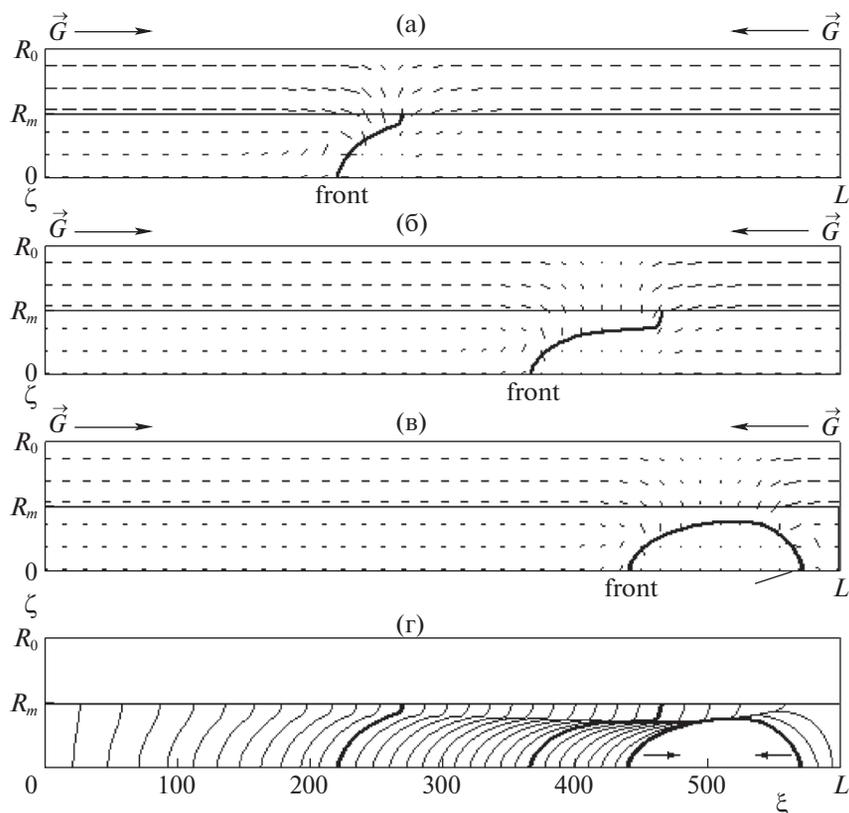


Рис. 1. Изменение потоков газа (а, б, в) и структуры фронта (г), положения которого показаны через шаг по времени $\Delta\tau = 500$. Жирными линиями показаны положения фронта, которым соответствуют потоки газа (а–в).

безразмерное давление P_{left} , на правом — P_{right} . Зажигание производится на левом торце.

Поскольку предполагается провести исследование влияния пористости на характеристики горения, использовать при введении безразмерных параметров меняющуюся плотность металла ρ_m^0 нецелесообразно. Поэтому при обезразмеривании используется ρ_{mon} — плотность активного металла при нулевой пористости, т.е. $\rho_m^0 = \rho_{mon}(1 - \Pi_{ac})$, где Π_{ac} — пористость химически активного слоя. Соответственно, инертный слой (“шель”) имеет пористость Π_{in} . Предполагается, что пористости в процессе горения не изменяются.

Определение взаимосвязи пористости и проницаемости сред проводились при исследованиях по разработке месторождений и добыче нефти. Интенсивное изучение этого вопроса показало, что прямой зависимости между проницаемостью и пористостью нефтяных коллекторов не существует. Однако на основании среднестатистических данных можно говорить, что более пористые породы, как правило, и более проницаемые [7–10]. Исходя из этого, будем считать, что проницаемость вещества пропорциональна пористости.

Задача решалась в безразмерных переменных. При переходе к безразмерным переменным в соответствии с [7] использованы характеристические величины. Выбор масштабной температуры $T_* = 2400$ К обусловлен тем, что процессы СВС протекают, как правило, при температурах 2000–2500 К, а также удобством для проведения расчетов. Соответственно, по [7], определены размерные ха-

рактеристическое время $t_* = \frac{RT_*^2 c_m}{E Q k_0} \exp\left(\frac{E}{RT_*}\right)$ и

длина $x_*^2 = \frac{t_* \lambda_{ac}}{c_m \rho_{mon}}$. Таким образом, получены безразмерные величины:

$$\beta = \frac{RT_*}{E}; \quad \gamma = \frac{RT_*^2 c_m}{E Q}; \quad \theta = \frac{T - T_*}{\beta T_*};$$

$$\theta_0 = \frac{T_0 - T_*}{\beta T_*}; \quad \theta_{ign} = \frac{T_{ign} - T_*}{\beta T_*}; \quad \tau = \frac{t}{t_*};$$

$$\tau_{ign} = \frac{t_{ign}}{t_*}; \quad c_1 = \frac{c_g}{c_m}; \quad \rho = \frac{\rho_g}{\rho_{mon}}; \quad \lambda = \frac{\lambda_{in}}{\lambda_{ac}};$$

$$\eta = 1 - \frac{\rho_m}{\rho_m^0}; \quad Kf_{ac} = \frac{P_{left} t_*^2}{x_*^2} k f_{ac}; \quad Kf_{in} = \frac{P_{left} t_*^2}{x_*^2} k f_{in};$$

$$c_p = \frac{R\rho_{mon}T^*}{p_{left}\mu}; \quad \xi = \frac{z}{x^*}; \quad L = \frac{z_0}{x^*}; \quad \zeta = \frac{r}{x^*};$$

$$R_0 = \frac{r_0}{x^*}; \quad R_m = \frac{r_m}{x^*}; \quad P = \frac{p}{1 \text{ atm}};$$

$$P_{left} = \frac{p_{left}}{1 \text{ atm}}; \quad P_{right} = \frac{p_{right}}{1 \text{ atm}}.$$

При условии постоянства динамической вязкости газа и предположении, что проницаемость вещества пропорциональна пористости, безразмерные коэффициенты фильтрации активного и инертного слоев можно записать так: $Kf_{ac} = Ckf\Pi_{ac}$ и $Kf_{in} = Ckf\Pi_{in}$, где Ckf – коэффициент пропорциональности, безразмерная постоянная величина. При введении безразмерных переменных использованы размерные переменные: t, t_{ign} – время (текущее и зажигания); z, z_0 – продольная координата и длина рассматриваемой области; r, r_0, r_m – поперечная координата, толщина рассматриваемой области и толщина химически активного слоя; T, T_0, T_{ign} – температура (текущая, начальная и зажигания); $\lambda_{ac}, \lambda_{in}$ – теплопроводности активного и инертного слоя соответственно; $\rho_g, \rho_m, \rho_m^0, \rho_{mon}$ – плотности газа, металла (текущая, исходная и при нулевой пористости); p, p_{left}, p_{right} – давление в системе, давление на левом и на правом ее торцах; c_g, c_m – теплоемкости газа и металла; E, Q, k_0, R – энергия активации, тепловой эффект взаимодействия металла с газом, предэкспоненциальный множитель реакции, универсальная газовая константа, c_p – безразмерный коэффициент в уравнении состояния в безразмерных переменных.

Постановка задачи в безразмерных переменных имеет вид.

В химически активном слое $0 \leq \zeta \leq R_m$:

$$\begin{aligned} (c_1\rho + (1 - \Pi_{ac})(1 + c_1\mu\eta)) \frac{\partial\theta}{\partial\tau} &= \left(\frac{\partial^2\theta}{\partial\xi^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial\zeta^2} \right) + \\ &+ Kf_{ac}c_1\rho \left(\frac{\partial P}{\partial\xi} \frac{\partial\theta}{\partial\xi} + \frac{\partial P}{\partial\zeta} \frac{\partial\theta}{\partial\zeta} \right) + \frac{1 - \Pi_{ac}}{\gamma} \frac{\partial\eta}{\partial\tau}; \\ \frac{\partial\rho}{\partial\tau} &= Kf_{ac} \left[\frac{\partial}{\partial\xi} \left(\rho \frac{\partial P}{\partial\xi} \right) + \frac{\partial}{\partial\zeta} \left(\rho \frac{\partial P}{\partial\zeta} \right) \right] - \mu(1 - \Pi_{ac}) \frac{\partial\eta}{\partial\tau}; \\ \frac{\partial\eta}{\partial\tau} &= \begin{cases} \gamma \exp \frac{\theta}{1 + \beta\theta} & \text{при } P > 0 \text{ и } \eta < 1, \\ 0, & \text{при } P = 0 \text{ или } \eta = 1; \end{cases} \\ P &= \frac{c_p}{\Pi_{ac}} \rho(1 + \beta\theta). \end{aligned}$$

В инертном слое $R_m < \zeta \leq R_0$:

$$\begin{aligned} (c_1\rho + (1 - \Pi_{in})) \frac{\partial\theta}{\partial\tau} &= \\ &= \lambda \left(\frac{\partial^2\theta}{\partial\xi^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial\zeta^2} \right) + Kf_{in}c_1\rho \left(\frac{\partial P}{\partial\xi} \frac{\partial\theta}{\partial\xi} + \frac{\partial P}{\partial\zeta} \frac{\partial\theta}{\partial\zeta} \right); \\ \frac{\partial\rho}{\partial\tau} &= Kf_{in} \left[\frac{\partial}{\partial\xi} \left(\rho \frac{\partial P}{\partial\xi} \right) + \frac{\partial}{\partial\zeta} \left(\rho \frac{\partial P}{\partial\zeta} \right) \right]; \\ P &= \frac{c_p}{\Pi_{in}} \rho(1 + \beta\theta). \end{aligned}$$

На границах:

$$\tau = 0: \quad 0 \leq \xi \leq L, \quad 0 \leq \zeta \leq R_0:$$

$$P = \sqrt{P_{left}^2 + (P_{right}^2 - P_{left}^2) \frac{\xi}{L}}, \quad \theta = \theta_0,$$

$$0 \leq \xi \leq L, \quad 0 \leq \zeta \leq R_m: \quad \eta = 0;$$

$$\tau > 0: \quad \xi = 0, \quad 0 \leq \zeta \leq R_0: \quad P = P_{left},$$

$$\begin{cases} \theta = \theta_{ign} & \text{при } \tau \leq \tau_{ign}, \\ \lambda \frac{\partial\theta}{\partial\xi} = c_1\rho Kf \frac{\partial P}{\partial\xi} (\theta - \theta_0) & \text{при } \tau > \tau_{ign}, \end{cases}$$

$$\xi = L, \quad 0 \leq \zeta \leq R_0: \quad P = P_{right},$$

$$\begin{cases} \frac{\partial\theta}{\partial\xi} = 0 & \text{при } \frac{\partial P}{\partial\xi} \leq 0, \\ \lambda \frac{\partial\theta}{\partial\xi} = c_1\rho Kf (\theta_0 - \theta) & \text{при } \frac{\partial P}{\partial\xi} > 0, \end{cases}$$

где $\lambda = \frac{\lambda_{in}}{\lambda_{ac}}$, $\lambda = 1$, $Kf = Kf_{ac}$ при $0 \leq \zeta \leq R_m$;

$Kf = Kf_{in}$ при $R_m < \zeta \leq R_0$,

$$0 \leq \xi \leq L, \quad \zeta = 0 \quad \text{или} \quad \zeta = R_0:$$

$$\frac{\partial P}{\partial\zeta} = 0, \quad \frac{\partial\theta}{\partial\zeta} = 0,$$

$$0 \leq \xi \leq L, \quad \zeta = R_m:$$

$$\left. \frac{\partial\theta}{\partial\zeta} \right|_{\zeta-} = \lambda \left. \frac{\partial\theta}{\partial\zeta} \right|_{\zeta+}, \quad \theta|_{\zeta-} = \theta|_{\zeta+};$$

$$K_{ac}\rho \left. \frac{\partial P}{\partial\zeta} \right|_{\zeta-} = K_{in}\rho \left. \frac{\partial P}{\partial\zeta} \right|_{\zeta+}, \quad P|_{\zeta-} = P|_{\zeta+}.$$

Здесь использованы безразмерные $\theta, \theta_0, \theta_{ign}$ – температуры (текущая, начальная и зажигания), η – глубина взаимодействия металла с газом; μ – стехиометрический коэффициент реакции по окислителю; ρ и P – плотность и давление газа, τ, τ_{ign} – время (текущее и зажигания), Kf – коэффициент фильтрации, Π – пористость, λ – отношение размерных теплопроводностей слоев. Индексы ac и in относятся к активному и инертному

слоям соответственно. β и γ – малые параметры теории горения [7].

Известно, что значения многих параметров при горении системы меняются из-за изменения теплофизических характеристик горючей среды. Поэтому для расчетов выбраны усредненные значения теплофизических параметров, характерных для горения порошка титана в азоте. Значения давления на входе и выходе в системе соответствуют используемым в [6]. Геометрические размеры выбирались из удобства расчета, так как размеры щели могут быть самыми разными.

Приведенные ниже результаты получены при следующем наборе постоянных параметров: $P_{left} = 2$, $P_{right} = 1$, $c_p = 16000$, $Ckf = 5000$, $Kf_{in} = 4000$ (т.е. $\Pi_{in} = 0.8$), $\beta = 0.14$, $\gamma = 0.16$, $\theta_{ign} = -1$, $\tau_{ign} = 400$, $L = 600$, $R_0 = 32$, $c_1 = 0.83$, $\mu = 0.3$. Изменяемыми параметрами, влияние которых исследовалось, были толщина реакционно-способного слоя R_m и его пористость Π_{ac} (или $Kf_{ac} = Ckf\Pi_{ac}$).

СТРУКТУРА И СКОРОСТЬ ФРОНТА ГОРЕНИЯ

Сначала рассмотрим, как структура волны горения и ее скорость меняются по мере продвижения фронта горения вдоль образца для $R_m = 16$ и $\Pi_{ac} = 0.5$, т.е. $Kf_{ac} = 2500$. На рис. 1а–1в показаны потоки газа \vec{G} с координатами $-rKf \frac{\partial P}{\partial \xi}$,

$$-rKf \frac{\partial P}{\partial \xi}, \quad \text{т.е.} \quad \vec{G} \left(-rKf \frac{\partial P}{\partial \xi}, -rKf \frac{\partial P}{\partial \xi} \right), \quad \text{где}$$

$$Kf = \begin{cases} Kf_{in} & \text{при } R_m < \zeta \leq R_0, \\ Kf_{ac} & \text{при } 0 \leq \zeta \leq R_m, \end{cases} \quad \text{при различных}$$

положениях фронта, которые выделены на рис. 1г. За фронт принимается множество точек с половинной глубиной превращения металла, т.е. $\eta = 0.5$. Можно видеть, что во всех показанных случаях газ фильтруется через оба торца внутрь образца. Газ станет вытекать через правый торец (так как $P_{left} > P_{right}$) только после прекращения потребления газа из-за полного превращения металла. На начальном этапе горения поток газа от левого торца достаточно большой, поэтому фронт горения практически плоский (рис. 1г). Текущий по “щели” газ фильтруется через границу $\zeta = R_m$ в районе фронта горения, т.к. там падает давление из-за потребления газа. Поэтому фронт искривляется (рис. 1а): его зона около границы слоев опережает более удаленные от этой границы части фронта. По мере удаления зоны реакции от левого торца все более значительную роль играет поток газа от правого торца (рис. 1б). В какой-то момент на правом торце станет

$\eta > 0.5$ и возникнет фронт, движущийся в сторону левого торца (рис. 1г). Последнему положению фронта на рис. 1г соответствуют потоки газа, показанные на рис. 1в.

Величина потока газа зависит от плотности газа, проницаемостей слоев и перепадов давлений, которые существенно отличаются в слоях. Фильтрующийся через продукты газ потребляется в зоне реакции. Это объясняет течение газа к фронту реакции, где давление падает. А в некоторой области, прилегающей к $\zeta = 0$, есть зона с $P \approx 0$.

Естественно, что к металлу в зоне $\zeta = R_m$ газ поставляется в первую очередь, вследствие чего скорость горения на границе сред больше, чем на значительном от нее удалении, особенно при $\zeta = 0$.

Итак, на рис. 1 рассмотрено горение двухслойной системы для конкретного набора параметров. Дано объяснение изменению скорости фронта и его структуры при движении по образцу. В довольно широком диапазоне параметров качественные закономерности протекания процесса аналогичны.

ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ОТ ШИРИНЫ “ЩЕЛИ”

В данной работе предметом исследования являются ширина “щели” и проницаемость слоя горючего. На рис. 2 показано изменение скоростей распространения фронта горения при различных значениях R_m . Как и на предыдущих рисунках, параметры расчетов соответствуют указанным в начале статьи. При $R_m = R_0$ горение протекает в фильтрационном режиме, при котором активный газ поступает к плоскому фронту горения от обоих торцов образца. График скорости движения волны горения в этом случае (кривая 1 на рис. 2) лежит ниже всех остальных. При горении образцов с меньшими значениями R_m , т.е. с более широкой “щелью”, скорость горения увеличивается, а образец сгорает быстрее, так как больше газа поступает в более тонкий реагирующий слой. Фронт горения искривлен, так как в первую очередь реагирует металл на $\zeta = R_m$, а при удалении от границы сред догорание происходит по мере фильтрации газа сквозь продукты, как это показано на рис. 1.

ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ОТ ПРЕНИЦАЕМОСТИ ПОРИСТОГО СЛОЯ

Чтобы определить влияние величины проницаемости реакционно-способного слоя на скорость горения, рассмотрим образцы с фиксированным соотношением поперечных размеров горючего и инертного слоев, но при различной

проницаемости порошкообразного реагента. Рисунок 3 демонстрирует достаточно очевидный результат: уменьшение проницаемости порошкообразного горючего уменьшает скорость распространения волны горения.

СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ ПРИ УПЛОТНЕНИИ ПОРИСТОГО СЛОЯ

Выше было показано, что образцы с “щелью” большей ширины сгорают быстрее, а образцы с меньшей проницаемостью, наоборот, горят медленнее. Важно выяснить, какой из этих факторов значительнее сказывается на скорости волны.

Рассмотрим уплотнение слоя пористого вещества фиксированной массы. Пусть Π_h – пористость при гомогенной засыпке, т.е. при совпадении свойств слоев, что можно рассматривать, как горение одного слоя при $R_m = R_0$, $\Pi_h = \Pi_{ac}$. Тогда при уплотнении пористого горючего, т.е. при $R_m < R_0$ верно выражение $R_m(1 - \Pi_{ac}) + (R_0 - R_m)(1 - \Pi_{in}) = R_0(1 - \Pi_h)$, или

$$\Pi_{ac} = \Pi_{in} + (\Pi_h - \Pi_{in}) \frac{R_0}{R_m}. \quad (1)$$

Поскольку $\Pi_{ac} \geq 0$, очевидно, что $R_m \geq \frac{\Pi_{in} - \Pi_h}{\Pi_{in}} R_0$.

Учитывая соотношение (1) (или равноценное

$Kf_{ac} = Kf_{in} + (Kf_h - Kf_{in}) \frac{R_0}{R_m}$), определим скорости горения при уплотнении реакционно-способного пористого слоя (уменьшении Π_{ac}) за счет расширения “щели” (уменьшения R_m). Следует принять во внимание, что уплотнение горючего (увеличение ширины “щели” при уменьшении проницаемости пористой среды) ведет не только к увеличению массы поставляемого к фронту горения окислителя (как на рис. 2), но и к уменьшению расстояния для фильтрации окислителя от $\zeta = R_m$ к $\zeta = 0$. Этим объясняется, почему при уменьшении Π_{ac} и R_m в соответствии с (1) скорость сгорания образца увеличивается (рис. 4, кривые 1–3). Однако очевидно, что полное отсутствие пор воспрепятствует доступу окислителя к металлу, и, следовательно, протеканию реакции. Именно по этой причине при превышении какой-то степени уплотнения порошка металла скорость горения начнет падать. В приведенном на рис. 4 случае максимальная скорость сгорания образца достигается при $R_m \approx 12$ (рис. 4, кривая 3).

Таким образом, численными экспериментами показано, что скорость фронта горения существенно зависит от расстояния от торцов образца, через которые окислитель поступает в образец. По мере удаления от левого торца, где инициируется горение, скорость распространения фронта

показано, что скорость фронта горения существенно зависит от расстояния от торцов образца, через которые окислитель поступает в образец. По мере удаления от левого торца, где инициируется горение, скорость распространения фронта

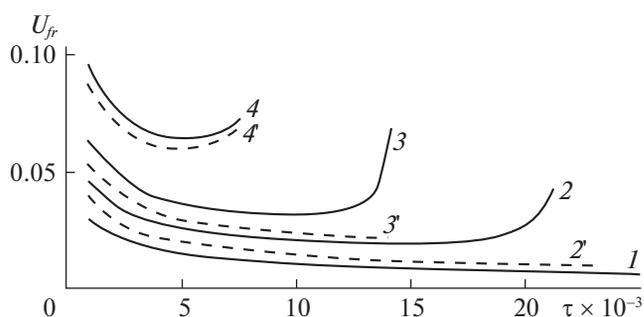


Рис. 2. Скорость волны горения при $\Pi_{ac} = 0.5$ на $\zeta = R_m$ (сплошные кривые) и на $\zeta = 0$ (пунктирные кривые). Тонкая линия (1) показывает скорость при $R_m = R_0$; 2 и 2' соответствуют $R_m = 24$, 3 и 3' – $R_m = 16$, 4 и 4' – $R_m = 8$.

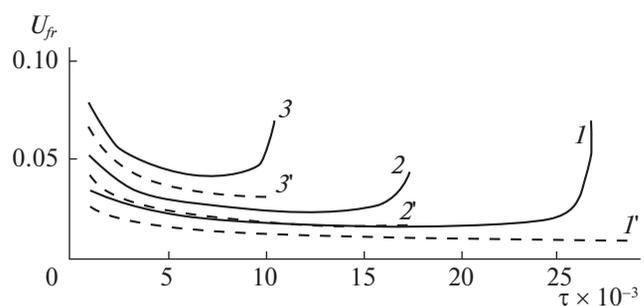


Рис. 3. Скорость волны горения при $R_m = 16$ на $\zeta = R_m$ (сплошные кривые) и на $\zeta = 0$ (пунктирные кривые). Линии (1 и 1') показывают скорость при $\Pi_{ac} = 0.2$; 2 и 2' соответствуют $\Pi_{ac} = 0.4$, 3 и 3' – $\Pi_{ac} = 0.6$.

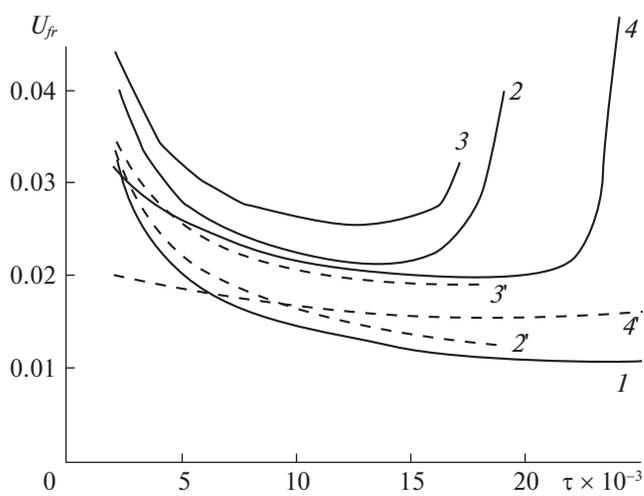


Рис. 4. Изменение скорости фронта при $\zeta = R_m$ (сплошные линии) и при $\zeta = 0$ (пунктирные линии) при различных R_m и уплотнении порошкообразного реагента: 1 – $R_m = 32$, $\Pi_{ac} = 0.6$; 2, 2' – $R_m = 24$, $\Pi_{ac} = 0.53$; 3, 3' – $R_m = 12$, $\Pi_{ac} = 0.27$; 4, 4' – $R_m = 9$, $\Pi_{ac} = 0.09$.

горения сначала уменьшается, но при приближении к правому торцу роль газа, поступающего через правый торец, становится все более значимой, и скорость фронта горения растет. Увеличение ширины трещины или канала способствует росту скорости распространения горения. Уменьшение проницаемости горючего замедляет скорость сгорания образца из-за затруднения фильтрации газа к зоне горения. Уплотнение пористого горючего при сохранении его массы на начальном этапе уплотнения увеличивает скорость горения, т.е. увеличение потока газа по расширяющейся щели играет более важную роль, чем снижение пористости горючего. Однако при существенном уплотнении горючего начинает превалировать влияние снижения проницаемости. Поэтому существует оптимальное значение ширины трещины и соответствующей пористости горючего, при которых скорость сгорания образца будет максимальной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мержанов А.Г., Боровинская И.П., Володин Ю.Е. О механизме горения пористых металлических образцов в азоте // Докл. АН СССР. 1972. Т. 206. № 4. С. 905.
2. Алдушин А.П., Мержанов А.Г., Сеплярский Б.С. К теории фильтрационного горения металлов // Физика горения и взрыва. 1976. Т. 35. № 3. С. 323.
3. Грачев В.В., Ивлева Т.П. Двумерные режимы фильтрационного горения // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35. № 2. С. 16.
4. Кислов В.М., Пилипенко Е.Н. Пределы устойчивости пористой засыпки частиц при фильтрации газа // Сборник докладов второй конференции по фильтрационному горению. 11–15 октября, Черногловка, 2010. С. 65.
5. Костин С.В., Кришеник П.М., Озерковская Н.И., Фирсов А.Н., Шкадинский К.Г. Ячеистые режимы фильтрационного горения пористого слоя // Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48. № 1. С. 3.
6. Сеплярский Б.С., Тарасов А.Г., Кочетков Р.А. Экспериментальное исследование горения “безгазового” гранулированного состава Ti + 0.5C в спутном потоке аргона и азота // Физика горения и взрыва. 2013. Т. 49. № 5. С. 55.
7. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука. 1987.
8. Гиматудинов Ш.К. Физика нефтяного и газового пласта. М.: Недра, 1971.
9. Росляк А.Т. Физика пласта. Курс лекций. Томск, 2008. 131 с.
10. Фык М.И., Горелик С.И., Раевский Я.А. Петрофизика нефтегазовых коллекторов и флюидопоров: учебное пособие для студентов образовательного уровня магистр направления “Геология” и “Добыча нефти и газа”. Харьков: ТО Эксклюзив, 2015.