

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ГАЗА В НЕОДНОРОДНОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Н. А. Какуткина¹, А. Д. Рычков²

¹Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск, kktk@kinetics.nsc.ru

²Институт вычислительных технологий СО РАН, 630090 Новосибирск

Выполнено математическое моделирование переходов волн фильтрационного горения газа через границу двух пористых сред с различными термодинамическими характеристиками. Рассмотрены закономерности и механизмы изменения структуры волны фильтрационного горения газа и скорости ее распространения при переходе через границу сред. Установлено, что переходный процесс может завершаться не только формированием стационарной волны горения, соответствующей условиям в новой пористой среде, но также стабилизацией волны горения на границе сред или гашением. Показано, что в ряде случаев переход волны фильтрационного горения газа через границу сред сопровождается скачкообразным переносом зоны пламени на несколько миллиметров или даже сантиметров. Из-за тепловой инерционности пористой среды в эксперименте это может выглядеть как распад зоны горения на два сосуществующих очага.

Ключевые слова: фильтрационное горение, горение газов, нестационарное горение.

ВВЕДЕНИЕ

Фильтрационное горение газа (ФГГ) лежит в основе ряда практически важных технологических процессов. Так, например, именно ФГГ в режиме низких скоростей является причиной такого хорошо известного явления, как прогорание огнепреградителей [1, 2]. Внутренняя рециркуляция тепла, реализующаяся при ФГГ, а также дополнительные возможности управления характеристиками горения делают процесс ФГГ привлекательным при разработке энергосберегающих горелочных устройств. Примером такого горелочного устройства является реверс-процесс [3, 4], в котором периодически меняется направление газового потока, что позволяет локализовать высокотемпературную зону, используя в то же время преимущество бегущей спутной волны ФГГ. Как огнепреградители, так и горелки, работающие по принципу ФГГ, часто содержат несколько слоев различных пористых сред, имеющих различное функциональное назначение. При распространении волны ФГГ через такую слоистую систему возникают переходные процессы, сопровождающиеся изменением структуры и характеристик волны горения в окрестности границы сред. Ввиду практической важности

этих сведений были предприняты экспериментальные исследования ФГГ в слоистых пористых средах, которые выявили большое разнообразие поведения волн горения в таких системах [4, 5]. В том числе были отмечены такие явления, как гашение, стабилизация волн горения на границе сред, скачкообразный перенос зоны горения по потоку или против него. В эксперименте переходные процессы определялись по изменению скорости распространения и структуры тепловой волны в пористой среде [5]. Этой информации недостаточно для понимания механизмов реализации конкретных переходных процессов, которые могут сопровождаться также переносом зоны газового горения относительно тепловой волны в пористой среде и изменением характеристик горения газа. Гораздо более информативным является метод численного моделирования переходных процессов, позволяющий оперативно отслеживать любые изменения характеристик волны ФГГ. Попытки численного моделирования фильтрационного горения газа в неоднородной пористой среде были предприняты в [6, 7]. В работе [6] моделировались цилиндрические волны фильтрационного горения газа. Приведенные в [6] результаты касаются только положения стабилизации волны. В частности, показано, что в двухслойной пористой среде положение стабилизации может отличаться от такового в однослойной пористой среде. Закономерности распростране-

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 07-08-00123-а) и комплексного интеграционного гранта СО РАН и ИАНУ (проект № 60, 2009).

ния волн ФГГ в слоистой системе в данной работе не изучались. В [7] моделировались переходы через границу сред. Однако расчетные времена процесса горения в [7] не превышали 14 с. Это очень мало, если учитывать экспериментально измеренные времена переходных процессов [5], составляющие обычно минуты, а в ряде случаев до нескольких часов. Поэтому вопрос о закономерностях распространения волн ФГГ в слоистых пористых средах остается открытым.

Прогнозирование переходного поведения при изменении характеристик пористой среды представляет интерес не только с точки зрения практических применений, но также для развития представлений о ФГГ, в частности о нестационарных процессах ФГГ. Целью настоящей работы является математическое моделирование распространения волн ФГГ в двухслойной пористой среде, установление закономерностей переходных процессов на границе сред и их исходов. Результаты моделирования сопоставлены с полученными ранее экспериментальными данными по переходным процессам в двухслойных пористых средах.

МЕТОД РЕШЕНИЯ

На рис. 1 представлена геометрия моделируемой системы. Труба радиусом R_w полностью или частично заполнена пористой средой (ПС), которая может состоять из нескольких слоев с различными характеристиками. Слева в трубу втекает горючая смесь, а справа выходят продукты сгорания. Волна горения предполагается плоской и одномерной, возможные эффекты искривления фронта не рассматриваются.

Система уравнений, описывающая распространение одномерной нестационарной волны горения в химически инертной ПС, состоит из уравнений переноса тепла по газу (1) и пористой среде (2), переноса массы недостающего компонента газовой смеси (3), сохранения полного количества вещества в потоке (4) и уравнения состояния газа:



Рис. 1. Геометрия моделируемой системы

$$\varepsilon_g \rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_g \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \alpha S_c (T_s - T) + Q \varepsilon_g \rho Y W, \quad (1)$$

$$\rho_s^0 (1 - \varepsilon_g) c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left((1 - \varepsilon_g) \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \right) + \alpha S_c (T - T_s) + 2 \frac{\alpha_w}{R_w} (T_0 - T_s), \quad (2)$$

$$\varepsilon_g \rho \left(\frac{\partial Y}{\partial t} + v \frac{\partial Y}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_g \rho D \frac{\partial Y}{\partial x} \right) - \varepsilon_g \rho Y W, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_g \rho}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon_g \rho v}{\partial x} = 0, \quad (4)$$

$$\rho T = \text{const.}$$

Здесь T и T_s — температуры газа и инертной ПС; Y — относительная массовая концентрация недостающего компонента газовой смеси; v — скорость несущего газа; ρ и ρ_s — плотности газа и материала пористой среды; c_p и c_s — их удельные теплоемкости; λ , λ_s — коэффициенты теплопроводности; ε_g — пористость; α — коэффициент межфазного теплообмена, который рассчитывается как $\alpha = \text{Nu} \lambda / d_{\text{eff}}$, где $d_{\text{eff}} = (2/3)d(1 - \varepsilon_g)/\varepsilon_g$ [8] — эффективный диаметр пор; d — диаметр зерна ПС; $\text{Nu} = 0.395 \text{Re}^{0.64} \text{Pr}^{0.33}$ [8] — число Нуссельта, где Re и Pr — числа Рейнольдса и Прандтля для течения газа в ПС; S_c — удельная поверхность ПС, равная $6(1 - \varepsilon_g)/d$; α_w — коэффициент внешней теплоотдачи; D — коэффициент диффузии недостающего компонента газовой смеси; $Q = c_p(T_b - T_0)$ — тепловой эффект реакции, где T_b — адиабатическая температура горения газовой смеси; $W = k_0 \exp(-E/(RT))$ — скорость обобщенной одностадийной химической реакции, где k_0 — предэкспоненциальный множитель; E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная.

Граничные условия для системы (1) задаются в следующем виде. На левой границе трубы: $v = v_{\text{inp}}(t)$, $T = T_{\text{inp}}$, $Y = Y_{\text{inp}}$, где индексом inp помечены входные значения скорости, температуры газа и концентрации недостающего реагирующего компонента в газовой смеси. На правой границе задаются «мягкие» краевые условия: $\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial Y}{\partial x} = 0$. Начальные условия ($t = 0$): $v = v_0(x)$, $T = T_0(x)$, $T_s = T_{s0}(x)$,

Теплофизические свойства пористых сред

Среда	ρ_s , кг/м ³	c_s , Дж/(кг · К)	$c_s \rho_s (1 - \varepsilon_g)$, Дж/(м ³ · К)	λ_{s0} , Вт/(м · К)	d , м	ε_g	S_c , м ⁻¹
I (керамика)	2 400	1 090	$1.67 \cdot 10^6$	1.0	$6.5 \cdot 10^{-3}$	0.36	553
II (карборунд)	3 100	840	$1.43 \cdot 10^6$	11.7	$3 \cdot 10^{-3}$	0.45	1 000

$Y = Y_0$. Зажигание могло осуществляться «открытым пламенем» или прогретым участком ПС. Тип зажигания задается начальными профилями $T_0(x)$ и $T_{s0}(x)$. В случае зажигания открытым пламенем справа или слева в трубе остается участок, не заполненный ПС.

Метод численного решения системы подробно описан в [2]. Поскольку протяженность зоны горения очень мала, то для достаточно точного расчета параметров течения в ней использовалась неравномерная адаптивная разностная сетка с максимальным сгущением в окрестности максимума функции тепловыделения в уравнении (1). Для переинтерполяции параметров течения применялись локальные В-сплайны.

Верификация программы проводилась путем ее тестирования на нескольких задачах с заведомо известными решениями. В частности, были выполнены тестовые расчеты параметрических зависимостей и абсолютных значений нормальной скорости ламинарного пламени [9] (случай $\varepsilon_g = 1$, $v = 0$), а также параметрических зависимостей и значений скорости стационарных волн ФГГ, которые сопоставлялись с результатами расчета в рамках аналитической модели ФГГ [10]. Тестировалась также кондуктивно-конвективная трансформация во времени первоначально ступенчатого температурного профиля ПС при отсутствии химической реакции ($Q = 0$).

Программа рассчитывает для каждого момента времени профили температур газа и пористой среды, профиль концентрации топлива, скорости газа и определяет координату зоны химической реакции.

Моделировались переходы волн горения между двумя ПС, имитирующими засыпку из керамических шаров диаметром 6.5 мм (среда I) и засыпку из карборунда со средним размером зерна 3 мм (среда II). Выбор пористой среды обусловлен наличием экспериментальных данных по переходным процессам в ней [5]. Данные по теплофизическим свойствам ПС приведены в таблице. Из таблицы следует, что теплоемкость единицы объема пористой среды

$c_s \rho_s (1 - \varepsilon_g)$ мало меняется при смене ПС, поэтому при прочих равных условиях обе пористые среды прогреваются и охлаждаются примерно с одинаковой скоростью. Коэффициент межфазного теплообмена α обратно пропорционален среднему размеру зерна d и, следовательно, больше в мелкой ПС. В этой же среде в два раза больше удельная поверхность. Поэтому межфазный теплообмен в мелкой ПС гораздо эффективнее, чем в крупной. Пористость засыпки из карборунда несколько выше, чем засыпки из шаров. В результате этого на границе сред скорость фильтрации скачком меняется примерно на 20 %.

Теплопроводность карборунда, как видно из таблицы, на порядок выше, чем у керамики. Однако согласно [8] эффективная теплопроводность ПС не определяется теплопроводностью материала твердой фазы и при наличии потока газа примерно выражается соотношением

$$\lambda_s \approx C(10 + 0.1\text{RePr})\lambda.$$

Коэффициент C характеризует отношение продольной (по отношению к потоку газа) теплопроводности к поперечной и примерно равен 3 для среды I и 1.5 для среды II [8]. Так как число Re пропорционально размеру зерна, то эффективная теплопроводность мелкой ПС оказывается меньше, чем крупной, хотя материал мелкой ПС — карборунд гораздо более теплопроводен. Из этих рассуждений следует, что свойства двух пористых сред определяются главным образом средним размером зерен ПС. Имея это в виду, в дальнейшем вместо терминов «среда I» и «среда II» будем использовать термины «крупная ПС» и «мелкая ПС».

Волна ФГГ несимметрична и обладает характерной структурой, схематично показанной на рис. 2. В этой структуре явно выделяются три зоны. В зоне I (при $x < x_1$) газ подогревается от ПС. Основные механизмы, формирующие температурный профиль ПС в этой зоне, — межфазный теплообмен и теплопроводность ПС. В зоне III ($x > x_2$) температурный профиль ПС формируется под действием теплопроводности ПС и внешних теплопотерь. Зо-

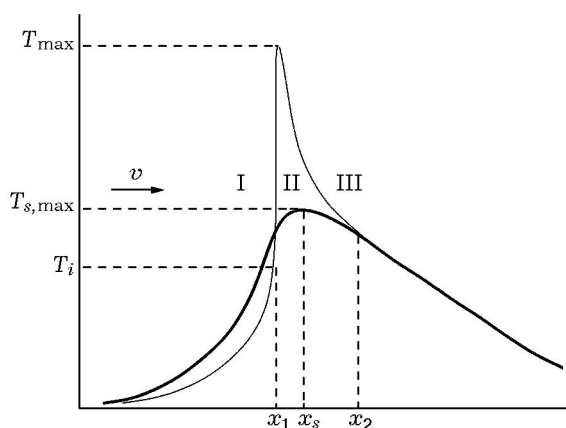


Рис. 2. Структура волны фильтрационного горения газа:

тонкая линия — профиль температуры газа, толстая — пористой среды

ны I и III будем называть соответственно передним и задним фронтами тепловой волны в ПС. Зона II ($x_1 < x < x_2$) — это зона газового пламени. В ней доминирующим механизмом формирования температурного профиля ПС является межфазный теплообмен. Отметим, что координаты x_1 и x_2 в значительной степени условны. Координата x_1 примерно соответствует температуре вспышки газа T_i , а координата x_2 — точке, где температура газа практически сравнивается с температурой ПС. Тем не менее, такое разбиение на зоны удобно с точки зрения анализа, так как позволяет выделить зоны, где преобладают те или иные физические процессы.

Профили переднего и заднего фронтов волны ФГГ определяются разными физическими процессами. Волна горения может распространяться в направлении потока газа (спутная волна) и против потока (встречная волна). Спутная волна ФГГ подходит к границе сред своим задним фронтом, а встречная, наоборот, передним. Кроме того, крупная и мелкая ПС существенно отличаются по интенсивности межфазного теплообмена. Поэтому при переходе из крупной в мелкую ПС межфазный теплообмен интенсифицируется, а при переходе из мелкой в крупную, наоборот, ослабляется. В связи с этим будем различать следующие виды переходных процессов: переходы спутной волны из крупной в мелкую ПС и наоборот и, соответственно, переходы встречной волны из крупной в мелкую ПС и наоборот. Учитывая все вышесказанное, следует ожидать различных законо-

мерностей в четырех выделенных типах переходных процессов.

Переходный процесс будем рассматривать как процесс изменения характеристик волны горения. Волна ФГГ представляет собой комплекс из тепловой волны в ПС и волны газового горения, которую будем отождествлять с пламенем (см. рис. 2). В качестве динамических характеристик волны фильтрационного горения могут быть использованы максимальные значения температуры газа T_{\max} и пористой среды $T_{s,\max}$, координаты, соответствующие максимальным значениям температур газа (x_f) и пористой среды (x_s), их взаимное расположение, а также скорости распространения пламени u и тепловой волны в пористой среде u_s . В качестве координаты пламени в расчетах принималась величина x_f (она не показана на рис. 2, так как практически совпадает с координатой x_1). Значения u и u_s определялись как dx_f/dt и dx_s/dt соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Переходы спутной волны ФГГ из крупной в мелкую ПС

В расчетах использовались следующие численные значения параметров, входящих в модель (1)–(4): $E/R = 26250$ К, $k_0 = 2 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, $\rho = 10^{-3}$ кг/м³, $c_p = 10^3$ Дж/(кг·К), $\lambda = 0.1$ Вт/(м·К), $\alpha_w = 40$ Вт/(м²·К), $R_w = 2.5$ см. Предполагалось также, что число Льюиса $Le = D\rho c_p/\lambda = 1$. Остальные параметры варьировались.

Типичный пример переходного процесса представлен на рис. 3, 4. Рис. 3 демонстрирует изменение температурных профилей газа и ПС в процессе перехода. Шаг по времени составлял 0.01 с. В данном примере граница сред расположена в точке $x_t = 120$ мм. В области $x < x_t$ находится крупная ПС, а справа от x_t — мелкая. Расчеты проведены для газовой смеси при $T_b = 1500$ К и скорости газа в свободном участке трубы до входа в ПС 0.2 м/с. Волна фильтрационного горения инициируется нагретым до 1700 К участком ПС, расположенным между координатами 10 и 50 мм. Через несколько минут после инициирования формируется квазистационарная волна ФГГ, распространяющаяся в ПС с постоянной скоростью $1.5 \cdot 10^{-2}$ см/с в направлении потока газа (спутная волна). Этому этапу

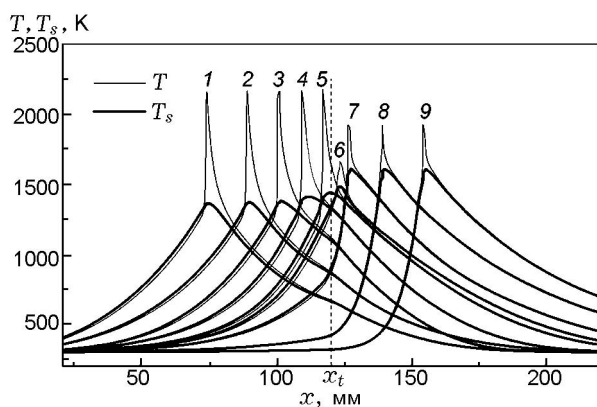


Рис. 3. Изменение профилей температуры газа и пористой среды при переходе спутной волны ФГГ из крупной в мелкую пористую среду: $T_b = 1500$ К, $v = 0.2$ м/с; время от момента инициирования, с: 360 (1), 480 (2), 540 (3), 760 (4), 920 (5), 990 (6), 1120 (7), 1480 (8), 1860 (9)

соответствуют профили 1–3 на рис. 3. Строго говоря, когда ширина тепловой волны в ПС соизмерима с протяженностью ПС, весь процесс распространения волны ФГГ нестационарен и представляет собой сплошной переходный процесс. В то же время и эксперимент [5], и расчеты (рис. 3, 4) показывают, что на достаточно больших временных интервалах волну ФГГ даже в ограниченной ПС можно рассматривать как квазистационарную. Показателем квазистационарности служит постоянство скорости распространения волны ФГГ, а также максимальных температур газа и ПС. Причиной квазистационарности является то, что изменения температурного профиля ПС на хвостах волны ФГГ не сказываются заметно на основных динамических характеристиках волны горения. То же относится и к процессу перехода через границу сред. Так, из рис. 3 видно, что уже на ранних стадиях переходного процесса при $t = 360$ с температурный профиль ПС имеет излом на границе сред, обусловленный различием теплопроводности крупной и мелкой ПС. Однако из рис. 4 следует, что переходный процесс начинается примерно при $t \approx 600$ с, о чем свидетельствует начало изменения характеристик волны горения. Из рис. 3 видно, что при этом правый край зоны П достигает границы сред. Рис. 4 демонстрирует изменение со временем T_{\max} и $T_{s,\max}$ (рис. 4, а), x_f и x_s (рис. 4, б), скорости распространения волны ФГГ, которая отождествляется со скоростью пламени u (рис. 4, в). Параметры расчета те же,

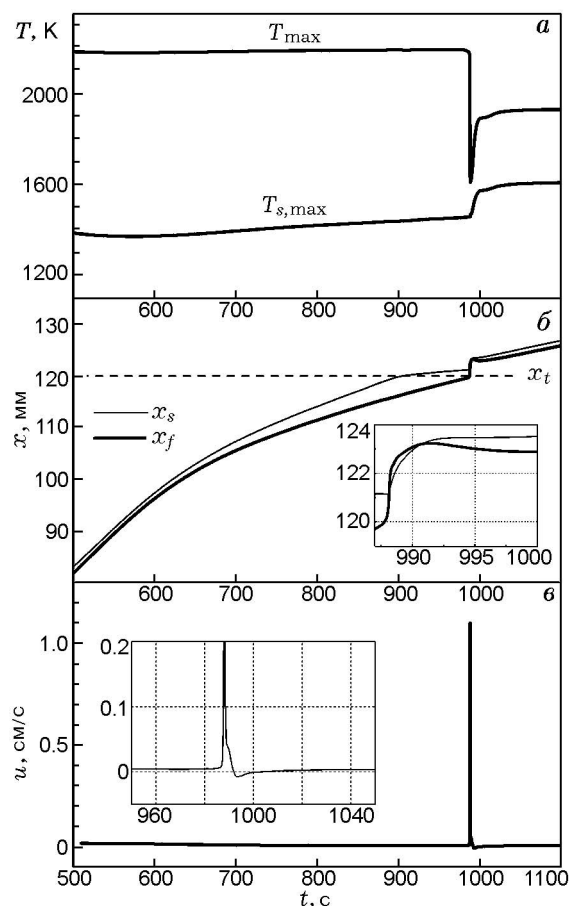


Рис. 4. Зависимости максимальных температур газа и ПС (а), координат пламени и точки максимума температуры ПС (б) и скорости распространения волны ФГГ (в) от времени при переходе спутной волны ФГГ из крупной в мелкую ПС ($T_b = 1500$ К, $v = 0.2$ м/с)

что и на рис. 3.

Основные закономерности переходного процесса. В соответствии с рис. 4 в переходном процессе можно выделить четыре стадии. Первой стадии в приведенном примере соответствует интервал времени $600 \div 900$ с (рис. 4, б). Эта стадия характеризуется медленным ростом температуры ПС (рис. 4, а) и замедлением распространения как тепловой волны в ПС, так и волны газового горения (пламени) (рис. 4, б, в). При этом координата пламени все больше отстает от координаты максимума температуры ПС (см. рис. 4, б). Первая стадия заканчивается, когда координата максимума температуры ПС достигает границы сред.

Второй стадии соответствует интервал времени $900 \div 990$ с. Она начинается, когда

координата максимума температуры ПС достигает границы сред, и заканчивается, когда границы сред достигает координата пламени. Для этой стадии характерно резкое уменьшение (иногда до нуля) скорости распространения тепловой волны в ПС, что хорошо видно на рис. 4, б по скачкообразному изменению наклона кривой $x_s(t)$ в точке $x_s = 120$ мм. Максимальная температура ПС во второй стадии продолжает плавно расти, как и координата пламени. При этом пламя постепенно приближается к точке максимума температуры ПС (см. рис. 4, б).

Третья стадия — это переход зоны пламени через границу сред. Ее длительность составляет всего $1 \div 2$ с, но для нее характерны наиболее значительные изменения всех параметров волны горения. Переход пламени из крупной ПС в мелкую осуществляется скачком (в приведенном примере пламя перескочило на 4 мм, см. рис. 4, б). Скорость пламени в момент перескока увеличивается более чем на два порядка относительно скорости во второй стадии и составляет 1.1 см/с (см. рис. 4, в). Температура пламени также скачком уменьшается на 600 К (см. рис. 4, а). Максимальная температура ПС в этой стадии практически не меняется.

Четвертой стадии на рис. 4 соответствует интервал времени $990 \div 1050$ с. На этой стадии происходит формирование волны ФГГ, соответствующей новому положению зоны горения. Этот процесс сопровождается быстрым ростом температуры пламени и максимальной температуры ПС (см. рис. 4, а). Скорость распространения волны горения при этом падает до нуля и ниже (врезка на рис. 4, в). Это означает, что после перескока пламя некоторое время движется вспять — в сторону границы сред. Затем по мере прогрева ПС скорость волны горения снова становится положительной. Из рис. 4 следует, что примерно через $1 \div 2$ мин после перескока пламени все характеристики волны ФГГ становятся квазистационарными, что свидетельствует о завершении переходного процесса.

Механизмы переходного процесса. Рассмотрим механизмы, действующие на каждой стадии и обуславливающие описанные выше закономерности. Особенности переходного процесса на различных его стадиях определяются тем, какая зона волны ФГГ в данный момент пересекает границу сред. Рассмотрим первую стадию переходного процесса, представленного

на рис. 4, руководствуясь схемой рис. 2. В мелкой ПС более эффективен межфазный теплообмен. Поэтому в правой части зоны П, переходящей в мелкую ПС, усиливаются теплотери от газа и увеличивается поступление тепла к ПС. Это приводит к росту температуры ПС на правом конце зоны П. Под действием этого фактора вершина температурного профиля ПС становится более сглаженной, а координата максимума может несколько смещаться вправо от газового пика (см. кривые 4 и 5 на рис. 3). Эти процессы обуславливают наблюдаемое на этой стадии увеличение расстояния между x_s и x_f (см. рис. 4, б). Кроме того, увеличение теплового потока от газа приводит к росту $T_{s, \max}$. Это объясняет наблюдаемый в первой стадии переходного процесса постепенный разогрев ПС (см. рис. 4, а). Температура пламени на этой стадии практически не меняется, так как теплотери от газа возрастают только на хвосте газового профиля температуры и не могут существенно повлиять на температуру в максимуме.

Положение пламени на температурном профиле ПС определяется законом сохранения массы газа:

$$u = v(T(x_1)) - S_u(T(x_1), T_s(x)),$$

где u — скорость распространения волны ФГГ в лабораторной системе координат, x_1 — координата воспламенения газовой смеси, $T(x_1)$ — температура газа в точке воспламенения, $T_s(x)$ — профиль температуры в ПС, определяющий теплотери от пламени, S_u и v — скорость горения смеси и скорость течения газа в ПС. Скорость u много меньше, чем v и S_u . Кроме того, координата точки зажигания x_1 отличается от координаты максимума температуры газа x_f на малую величину, равную толщине зоны химических реакций. Поэтому для целей анализа баланс массы можно приближенно переписать в упрощенном виде:

$$S_u(x_f) \approx v(x_f). \quad (5)$$

Таким образом, положение пламени относительно температурного профиля каркаса определяется условием равенства скорости горения газа (с учетом подогрева газа в ПС и теплотери в каркас) и скорости течения газа, нагретого от ПС. Если какой-то из параметров системы внезапно изменяется так, что равенство скоростей S_u и v в точке x_f нарушается,

то в соответствии с (5) волна горения газа будет сноситься по потоку газа при $S_u < v$ или против потока при $S_u > v$.

Используем соотношение (5) для анализа изменения координаты пламени. Скорость S_u однозначно связана с температурой пламени T_{\max} [9]. Так как T_{\max} на этой стадии практически не меняется, то положение пламени привязано к определенной температуре $T_{s,i}$ на переднем фронте температурного профиля ПС, которая обеспечивает скорость газа, уравновешивающую нормальную скорость пламени. Рост $T_{s,\max}$ приводит к увеличению кондуктивного потока тепла на переднем фронте тепловой волны в ПС против потока газа. Этот поток противодействует конвективному сносу тепла по току газа, замедляя охлаждение ПС на переднем фронте и, как следствие, замедляя движение точки с температурой $T_{s,i}$. Поэтому распространение пламени на первой стадии переходного процесса замедляется (см. рис. 4, б).

Во второй стадии, когда пик температуры ПС переходит в мелкую ПС, область усиленного теплообмена смещается на передний фронт температурного профиля ПС. В результате максимум на температурном профиле ПС смещается влево. На фоне движения тепловой волны в ПС такая трансформация профиля приводит к замедлению движения пика температуры ПС. Этим объясняется уменьшение во второй стадии наклона кривой $x_s(t)$ на рис. 4, б. Пламя при этом продолжает следовать за передним фронтом тепловой волны в ПС. В конце второй стадии, когда пламя близко подходит к границе сред, в условиях усиленного теплообмена оказывается высокотемпературная зона пламени. Усиление теплопотерь из этой зоны приводит к прогрессирующему снижению T_{\max} (см. рис. 4, а) и, как следствие, к снижению нормальной скорости горения S_u . В результате нарушается условие (5). Скорость газа становится больше нормальной скорости, и пламя сносится по потоку в сторону более высоких температур ПС. При этом S_u возрастает, во-первых, за счет снижения теплопотерь от пламени в условиях более прогретой ПС, а во-вторых, за счет дополнительного подогрева газовой смеси от ПС до момента вспышки. В результате пламя устанавливается в новом положении x_f , где условие (5) снова выполняется. Таким образом, при приближении к границе сред пламя пошагово перемещается по температурному профилю ПС в сторону более высоких значе-

ний. Каждый следующий момент сопровождается увеличением теплопотерь от пламени, так как высокотемпературная зона пламени со все более возрастающими температурами переходит в мелкую ПС. Для компенсации этих теплопотерь требуется более значительный снос пламени. Поэтому перед границей пламя ускоряется (интервал $t = 980 \div 986$ с на врезке на рис. 4, в). Наконец, наступает момент, когда условие (5) уже не может быть удовлетворено в пределах крупной ПС, и пламя пересекает границу сред. На этом заканчивается вторая стадия переходного процесса.

Переход температурного пика пламени в мелкую ПС приводит к сильному увеличению теплопотерь от пламени и, как следствие, к резкому снижению T_{\max} (см. рис. 4, а) и, соответственно, нормальной скорости пламени S_u . Для того чтобы при столь больших теплопотерях пламя могло существовать, требуется существенно увеличить подогрев газовой смеси до вспышки. Это осуществляется скачкообразным переносом пламени на значительное расстояние по потоку (скачкообразное увеличение x_f на рис. 4, б). Подогрев газовой смеси происходит за счет увеличения времени теплообмена газа с прогретой ПС при прохождении более длинного пути в ПС. Интересно, что после перескока пламя в приведенном примере стабилизировалось справа от координаты x_s (это хорошо видно на врезке рис. 4, б), т. е. сформировалась переходная структура волны горения, принципиально отличная от структуры стационарной волны ФГГ, в которой пламя всегда находится на переднем фронте тепловой волны в ПС.

На четвертой стадии происходит переформирование тепловой волны в ПС в соответствии с новым положением пламени. Интенсивный межфазный теплообмен способствует быстрому росту температуры ПС в области нового положения пламени. В области прежнего положения пламени, наоборот, ПС быстро остывает. В результате точка максимума температуры ПС, которая после перескока пламени оказалась слева, постепенно переходит вправо от положения пламени, что свойственно стационарным волнам ФГГ (см. врезку на рис. 4, б). За счет резкого увеличения притока тепла к ПС растет $T_{s,\max}$, что приводит к постепенному уменьшению теплопотерь от пламени и росту температуры пламени T_{\max} (см. рис. 4, а). Интересно, что после того, как пламя

установится на заднем фронте тепловой волны в ПС, оно некоторое время движется вспять — к границе сред. Это хорошо видно по наличию области отрицательных значений скорости пламени (см. врезку на рис. 4, в) и области уменьшения координаты пламени (см. врезку на рис. 4, б). Причина такого поведения следует из соотношения (5). По мере роста T_{\max} растет нормальная скорость пламени S_u . Так как S_u становится больше, чем скорость газа в данном положении пламени, пламя сносится против потока в область меньших температур ПС. При этом S_u уменьшается за счет уменьшения подогрева газа до вспышки и за счет увеличения теплопотерь в менее прогретом окружении. Такое движение пламени против потока продолжается до тех пор, пока не стабилизируется температура $T_{s,\max}$. На этом практически завершается формирование волны ФГГ в мелкой ПС, и начинается стационарное распространение.

Влияние скорости фильтрации газа и энергетики газовой смеси на закономерности переходного процесса. Отдельные стадии переходного процесса могут несколько видоизменяться в зависимости от состава газовой смеси и скорости ее течения. На рис. 5 показаны расчетные траектории $x_s(t)$ и $x_f(t)$ при переходе спутной волны ФГГ из крупной в мелкую ПС для одной и той же смеси с адиабатической температурой горения $T_b = 1500$ К, но при разных скоростях фильтрации на входе в ПС. При $v = 0.18$ м/с (рис. 5, а) первые две стадии переходного процесса полностью соответствуют данному выше описанию. Однако третья стадия — перескок пламени в мелкую ПС — заканчивается гашением, что видно по слиянию линий $x_f(t)$ и $x_s(t)$. Гашение обусловлено низкой энергетикой волны ФГГ при малых скоростях фильтрации, проявляющейся, в частности, в слабом разогреве ПС и низкой температуре пламени. Поэтому, когда пламя переходит в мелкую ПС и теплоотдача от него увеличивается, требуется значительный дополнительный подогрев газа до вспышки, чтобы пламя вновь стабилизировалось. Слабо разогретая ПС не обеспечивает такой возможности, и пламя гаснет.

При $v = 0.2$ м/с волна ФГГ не переходит в мелкую ПС, а стабилизируется на границе сред (рис. 5, б). Причем этот результат не является тривиальным, так как при иницировании волны ФГГ непосредственно в мелкой ПС стационарная скорость волны в ней отлична от нуля и

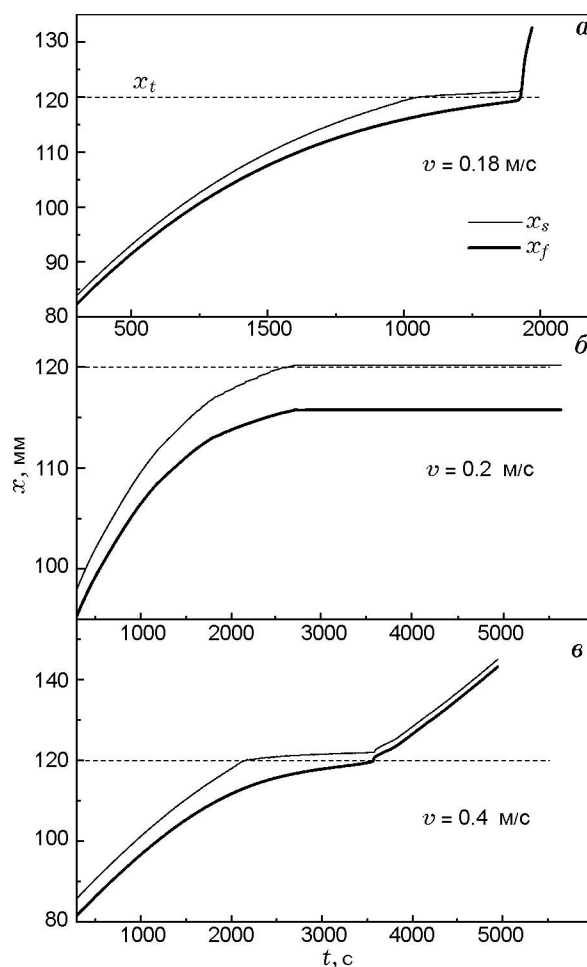


Рис. 5. Изменение траекторий $x_s(t)$ (тонкие линии) и $x_f(t)$ (толстые линии) при переходе спутной волны ФГГ из крупной в мелкую ПС ($T_b = 1500$ К, штриховая линия — граница сред)

составляет $4.2 \cdot 10^{-4}$ см/с, и естественно было бы ожидать, что после перехода в мелкую ПС должна установиться именно такая скорость. Стабилизация происходит на второй стадии переходного процесса, когда максимум температуры среды уже находится в мелкой ПС, а пламя остается в крупной ПС (см. рис. 5, б). Причиной стабилизации является уравнивание тепловых потоков на переднем фронте тепловой волны в ПС. Как описано выше, во второй стадии слегка повышается значение $T_{s,\max}$ и в результате увеличивается кондуктивный поток тепла на переднем фронте тепловой волны в ПС, противодействующий ее конвективному охлаждению. Если скорость движения переднего фронта достаточно высока, то этот эффект

приводит лишь к замедлению фронта, но если скорость и так мала, то даже небольшое увеличение притока тепла на переднем фронте приводит к его стабилизации. Из этих рассуждений следует, в частности, что стабилизация на границе сред возможна только при достаточно низких значениях стационарной скорости волны ФГГ в крупной ПС и, соответственно, в ограниченном диапазоне скоростей фильтрации. Этот вывод подтверждается как расчетами, так и экспериментами [5]. При дальнейшем увеличении скорости фильтрации (рис. 5, б) после более или менее длительной задержки во второй стадии пламя переходит в мелкую ПС и формирует стационарную волну ФГГ, что также подтверждается экспериментом [5].

Описанные выше механизмы переходного процесса позволяют объяснить еще один нетривиальный эффект, экспериментально наблюдаемый при переходе спутной волны из крупной в мелкую среду. При горении бедных смесей с низким тепловыделением в области границы сред иногда наблюдается распад широкой светящейся зоны в ПС на две узкие зоны, разделенные темной областью относительно низких температур ПС [5]. Такая картина наблюдается недолго — обычно $1 \div 2$ мин. При этом передний в направлении распространения очаг разгорается, а задний постепенно гаснет. У наблюдателя создается впечатление, что единая волна ФГГ распадается на два сосуществующих очага горения. В действительности такая картина является следствием тепловой инерционности ПС. На третьей стадии, когда пламя перескочило границу сред, ПС начинает остывать в области прежнего положения пламени в крупной ПС и прогреваться в области нового положения — в мелкой ПС. Обычно расстояние скачкообразного переноса пламени невелико — $1 \div 3$ мм. Из-за тепловой инерционности ПС ее отклик на перенос пламени выглядит просто как ускоренное перемещение пика температуры ПС на несколько миллиметров вперед по направлению распространения, как на рис. 4, б. Иная ситуация для смесей с низким тепловым эффектом. В этом случае расстояние перескока пламени может увеличиваться до 10 мм и более. Когда расстояние между старым, исчезающим, и новым, растущим, пиками температуры ПС так велико, теплопроводность не успевает сгладить температуру между ними. В результате на непродолжительное время образуется бимодальное распределение температуры

в ПС, которое в эксперименте может выглядеть как два светящихся очага, разделенных областью низких температур. Затем задний очаг (в крупной ПС) остывает, а передний — разгорается, и формируется обычная для ФГГ одномерная структура тепловой волны в ПС.

Переходы встречной волны ФГГ из крупной в мелкую ПС

Рис. 6 демонстрирует закономерности перехода из крупной в мелкую ПС встречной к потоку газа волны ФГГ. Из общих закономерностей такого перехода следует отметить ускорение встречного движения волны горения, когда пламя приближается к границе сред на расстоянии порядка 1 см, и более или менее длитель-

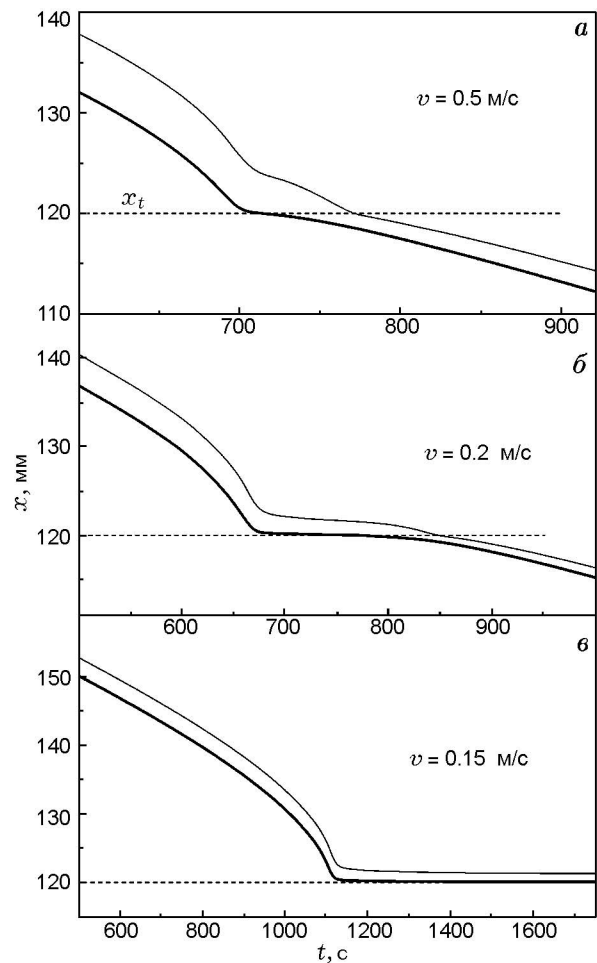


Рис. 6. Изменение траекторий $x_s(t)$ (тонкие линии) и $x_f(t)$ (толстые линии) при переходе встречной волны ФГГ из крупной в мелкую ПС ($T_b = 1940$ К)

ную остановку, когда пламя достигает границы. Варьированием теплопроводности установлено, что ускорение — результат изменения теплопроводности ПС при пересечении границы сред. Теплопроводность мелкой ПС меньше. Поэтому, когда шлейф переднего фронта тепловой волны в ПС переходит в мелкую ПС, тепло меньше «расплывается» по ПС. В результате ПС в области переднего фронта быстрее прогревается и ускоряется движение теплового фронта против потока газа.

При таком виде переходного процесса пламя подходит к границе своим резким передним фронтом. Поэтому, когда зона II пересекает границу сред, резко возрастают теплопотери от пламени и, соответственно, сильно падает нормальная скорость горения. В результате пламя сдувается по потоку в сторону более высоких температур ПС. Максимум температуры ПС следует смещению пламени и тоже смещается вправо, что дает эффект торможения на границе сред. Одновременно вход зоны II в мелкую ПС сопровождается увеличением притока тепла к ПС. Об активном разогреве ПС свидетельствует рост $T_{s,max}$ при подходе пламени к границе сред. Пламя переходит эту границу только тогда, когда прогрев мелкой ПС в окрестности границы сред обеспечивает снижение теплопотерь от пламени, достаточное для существования пламени в условиях усиленного теплообмена в мелкой ПС. При низких скоростях фильтрации необходимый разогрев может не достигаться и происходит стабилизация на границе сред (рис. 6, б). Следует отметить, что в эксперименте наблюдались переходы только типа приведенного на рис. 6, а [5]. Ни заметного торможения, ни тем более стабилизации при переходе встречной волны ФГГ из крупной в мелкую ПС не регистрировалось. Возможно, это связано с недостаточно подробным экспериментальным исследованием этого типа переходных процессов.

Аналогичные закономерности характерны для переходов спутных волн ФГГ из мелкой в крупную ПС. Поэтому этот тип переходных процессов не будет рассматриваться специально.

Переходы встречной волны ФГГ из мелкой в крупную ПС

Рис. 7 иллюстрирует закономерности переходов встречной волны ФГГ из мелкой в крупную ПС. Во всех случаях при подходе к

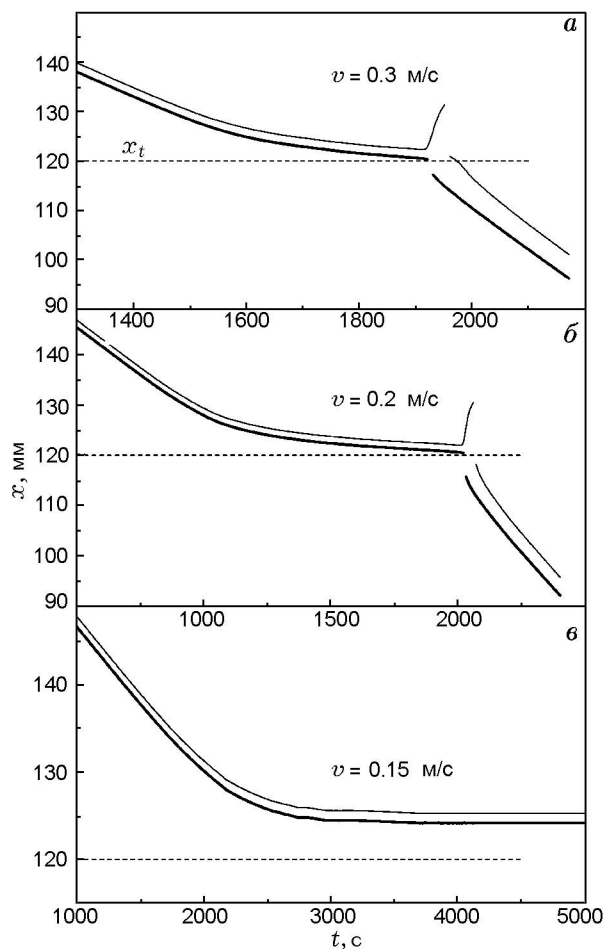


Рис. 7. Изменение траекторий $x_s(t)$ (тонкие линии) и $x_f(t)$ (толстые линии) при переходе встречной волны ФГГ из мелкой в крупную ПС ($T_b = 1940$ К)

границе сред скорость волны горения замедляется. Причина этого опять же в различии теплопроводностей крупной и мелкой ПС. Шлейф переднего фронта тепловой волны при переходе в крупную ПС оказывается в области большей теплопроводности. В результате тепло на переднем фронте «размывается». Это ускоряет прогрев отдаленных от пламени участков ПС, но выхолаживает ПС вблизи пламени, что проявляется в замедлении движения тепловой волны в ПС против потока. Чем меньше скорость газа, тем больше задержка на границе. При $v = 0.15$ м/с расчеты показывают стабилизацию волны горения на границе сред (рис. 7, в). Движение прекращается из-за того, что отток тепла, обусловленный большей теплопроводностью крупной ПС, приводит к нулевому ба-

лансу тепла в ПС вблизи пламени. Это подтверждается тем, что уменьшение в расчетах теплопроводности крупной ПС при прочих равных условиях устраняет задержку на границе и, тем более, стабилизацию.

Переход волны ФГГ через границу сред сопровождается скачкообразным переносом пламени против потока на несколько миллиметров. Этот скачок, показанный разрывом в графиках координаты пламени (рис. 7, а, б), обусловлен уменьшением теплоотдачи от пламени при его переходе в крупную ПС. В результате увеличивается нормальная скорость горения, и пламя сносится против потока в область более низких температур ПС. При большой ширине тепловой волны в ПС скачок пламени может составлять несколько сантиметров [5, 11]. После перескока в месте нового положения пламени начинается быстрый разогрев ПС, а в месте прежнего положения, наоборот, остывание. В результате временно может наблюдаться двугорбый профиль температуры ПС [5]. При этом максимальная температура сначала находится в мелкой ПС — в месте прежнего положения пламени. На этом этапе координата x_s может двигаться вспять — от границы сред (см. рис. 7, а, б). Этот эффект есть отражение остывания ПС в области максимума ее температуры. Но очень скоро температура в новом горбе превысит температуру в старом. При этом координата максимума температуры ПС x_s меняется скачком.

ВЫВОДЫ

Проведенное моделирование выявило большое многообразие поведения волн ФГГ при переходе границы сред. Ниже перечислены наиболее яркие и значимые переходные явления.

1. При переходах спутной волны ФГГ из крупной в мелкую ПС и встречной волны из мелкой в крупную иногда наблюдается кажущийся распад единой волны горения в окрестности границы сред на два отдельных очага. Показано, что это явление обусловлено скачкообразным переносом зоны горения через границу сред.

2. При этих же типах переходов может наблюдаться стабилизация волны горения на границе сред, несмотря на то, что в обеих средах существуют стационарные бегущие волны горения. Причиной стабилизации является изменение тепловых потоков на переднем фронте тепловой волны в ПС за счет различия теп-

лопроводностей двух сред, уравнивающее теплоприток и теплоотвод. Стабилизация возможна лишь в узкой области составов смеси и скоростей фильтрации, при которых скорость стационарной волны ФГГ во второй среде близка к нулю.

3. Переходы спутной волны горения из крупной в мелкую ПС могут сопровождаться гашением на границе сред. Это явление наблюдается при горении смесей с низким тепловыделением и обусловлено увеличением теплопотерь от пламени при его переходе в мелкую ПС за счет интенсификации межфазного теплообмена.

ЛИТЕРАТУРА

1. Babkin V. S. The problems of porous flame arresters // Prevention of Hazardous Fires and Explosions / Zarko V. E. et al. (Eds). — Kluwer Acad. Publ., 1999. — P. 199–213.
2. Какуткина Н. А., Коржавин А. А., Намятов И. Г., Рычков А. Д. Закономерности распространения пламени через насадку коммуникационных огнепреградителей // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 4. — С. 23–38.
3. Hoffman J. G., Echigo R., Yoshida H., Tada S. Experimental study on combustion in porous media with a reciprocating flow system // Combust. and Flame. — 1997. — V. 111. — P. 32–46.
4. Бабкин В. С., Бунев В. А., Какуткина Н. А., Лаевский Ю. М., Намятов И. Г. Проблемы реверс-процесса с газофазной реакцией окисления метана // Горение и плазмохимия. — 2003. — Т. 1, № 4. — С. 357–370.
5. Какуткина Н. А., Мбарова М. Переходные процессы при фильтрационном горении газов // Физика горения и взрыва. — 2004. — Т. 40, № 5. — С. 62–73.
6. Дробышев В. И. Численное исследование процессов горения в цилиндрической пористой горелке // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 3. — С. 17–21.
7. Лаевский Ю. М., Яушева Л. В. Моделирование процессов фильтрационного горения газов в неоднородных пористых средах // Сиб. журн. вычислит. математики. — 2009. — Т. 12, № 2. — С. 171–187.
8. Аэров М. Э., Тодес О. М., Наринский Д. А. Аппараты со стационарным зернистым слоем. — Л.: Химия, 1979.
9. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения. — М.: Наука, 1980.
10. Лаевский Ю. М., Бабкин В. С. Фильтрационное горение газа // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах / ред. Ю. Ш. Матрос. — Новосибирск: Наука, 1988.

11. **Доброго К. В., Жданок С. А.** Физика фильтрационного горения газов. — Минск: НАН Беларуси, Ин-т тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова, 2002.

*Поступила в редакцию 8/IV 2009 г.,
в окончательном варианте — 27/I 2010 г.*
