

УДК 544.452.2

ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЕНИЯ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ПЕРЕМЕШАННОЙ ТОПЛИВНОЙ СМЕСИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ПОРИСТОМ СЛОЕ С ОСЕВОЙ ПОДАЧЕЙ ГАЗА

А. Д. Морошкина^{1,2}, Е. П. Дац^{2,3}, Е. В. Серещенко¹, А. А. Пономарёва^{2,4},
С. Н. Мокрин², С. С. Минаев^{1,2}, В. В. Миславский¹, В. В. Губернов¹

¹Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 142191 Москва, moroshkina.ad@phystech.su

²Дальневосточный федеральный университет, 690091 Владивосток

³Владивостокский государственный университет, 690014 Владивосток

⁴Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики (ИТМО), 197101 Санкт-Петербург

Представлены результаты численного моделирования и экспериментальные данные, связанные с горением в пористой среде цилиндрической горелки с осевой подачей топлива. Моделирование фильтрационного горения выполнено в рамках двухтемпературной термомодиффузионной модели с учетом радиационного теплообмена на поверхностях. Результаты численного моделирования позволяют оценить распределение температуры в газе и в пористом слое, а также потоки излучения внутри и снаружи цилиндрического пористого слоя. Расчетные результаты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными, полученными при сжигании пропановоздушной смеси в горелке с пористым слоем. Обсуждается влияние внешней теплоизоляции на характеристики и эффективность горелки.

Ключевые слова: фильтрационное горение, радиационный тепловой поток, численное моделирование.

DOI 10.15372/FGV2024.9465

EDN DZNSZO

ВВЕДЕНИЕ

Горение в пористой среде позволяет генерировать более мощные радиационные тепловые потоки по сравнению с горением в открытом пламени. Кроме того, горение в пористой среде имеет ряд преимуществ, таких как возможность сжигания при более высоких скоростях горения, возможность изменения мощности в широком диапазоне, сжигание обедненных газовых смесей, более низкий уровень выбросов [1–3]. Обзоры по данной теме можно найти в [1–8]. Проводились и проводятся экспериментальные исследования и численное моделирование в области применения пористых горелок для производства электроэнергии [9–11].

Пористые излучающие горелки являются перспективным средством для создания источников теплового излучения с контролируемым распределением мощности, спектра и плотности излучения. Пористые горелки потенциально могут быть использованы для бесконтактного нагрева изделий или материалов в промышленных процессах, где применяются электрические источники тепла. Это может значительно повысить эффективность производства за счет исключения этапа генерации электроэнергии из энергии, вырабатываемой при сгорании топлива, и потерь при передаче. Еще одним преимуществом пористых горелок является отсутствие открытого пламени, стабильность работы и защита от внешних воздействий, обеспечиваемая сгоранием газа внутри пористой среды.

В работах [12–14] была осуществлена стабилизация пламени в радиальном расходящемся потоке в горелках цилиндрической [12, 13] и сферической [14] конфигурации.

Настоящая работа посвящена численному и экспериментальному исследованию горения в цилиндрической пористой горелке с осевой подачей газа. Ранее в работе [15] были представлены результаты экспериментального исследования фильтрационного горения в печи с осевой подачей газозвоздушной смеси, предназначенной для высокотемпературного спекания. Образцы помещались в цилиндрическую полость, заполненную пористой средой. Было показано, что рассмотренная конфигурация в два раза эффективнее традиционных конструкций плавильных печей.

В настоящей работе представлена конфигурация горелки, в которой фильтрационное горение осуществляется в цилиндрическом пористом слое, стенки которого изолированы кварцевыми трубками. Данная схема сжигания газозвоздушной смеси может быть использована при создании химических реакторов для бесконтактного нагрева радиационным тепловым потоком различных материалов до высоких температур. Поскольку внутренние стенки полого цилиндрического реактора непроницаемы для горючей смеси или продуктов сгорания, внутренняя полость, в которую помещается образец, может быть заполнена инертным газом или откачана, чтобы избежать окислительных процессов в нагреваемом образце. Поэтому актуальными проблемами являются экспериментальные и численные оценки радиационного потока, максимальной температуры в рассматриваемом реакторе и эффективности реактора. Численное моделирование фильтрационного горения в пористой цилиндрической горелке проводится в рамках двухтемпературной термодиффузионной модели [1, 3, 16–18].

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Модельная лабораторная установка для бесконтактного нагрева материалов состоит из цилиндрического реактора, систем подачи газа и окислителя, системы охлаждения металлического основания реактора, ротаметров и инфракрасной камеры OPTTRIS PI. Плотность мощности излучения горелки измерялась с помощью широкополосного датчика тепловой мощности Ophir 10A-BB-16. Схема реактора представлена на рис. 1. Реактор образован двумя кварцевыми трубками разного диаметра. Пространство между стенками трубок заполнено шариками оксида циркония (ZrO_2) диаметром 2 мм (ООО «Сапфир», чистота не менее 95 %). Внешний диаметр первой трубки составляет 86 мм, второй — 50 мм. Толщина стенок обеих трубок — 3 мм. Кварцевые трубки установлены в металлическом основании, оснащенном системой водяного охлаждения. Металлическое основание снабжено входами для пропана и воздуха. Имеется некоторый объем для предварительного смешивания пропана и воздуха. Пропановоздушная смесь подается из нижней части цилиндрической горелки и проходит через пористую среду.

После воспламенения пламя распространяется от верхней поверхности пористого слоя к нижней. Скорость его распространения зависит от расхода газа, который контролируется ротаметрами. Все измерения проводились при однозначном поведении зоны горения (движущейся или стабилизированной). В экспериментальном исследовании использовались три расхода воздуха: 3.04, 3.74, 4.62 м³/ч. В каждом случае расход пропана был переменным параметром, определяющим необходимое значение коэффициента избытка топлива φ . Эксперименты выполнялись при нормальных условиях окружающей среды.

Температура измерялась в экспериментах с помощью инфракрасной камеры OPTTRIS PI 1M, откалиброванной по результатам измерения термпарой одного шарика ZrO_2 при различных температурах [19]. Положения области с максимальной температурой пористой среды были определены по изображению, полученному с помощью инфракрасной камеры. Данная область представляет собой замкнутое кольцо шириной $6 \div 8$ мм, все

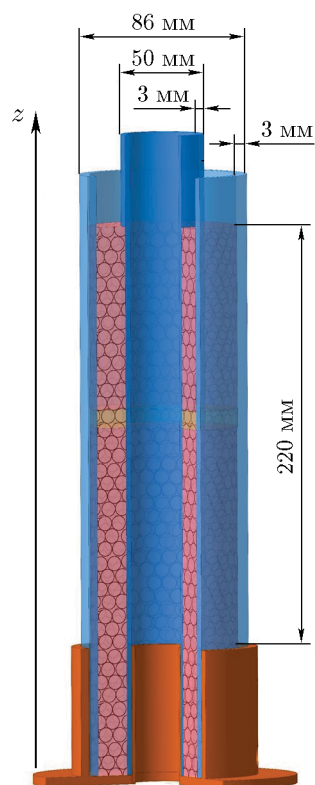


Рис. 1. Схема цилиндрического пористого реактора

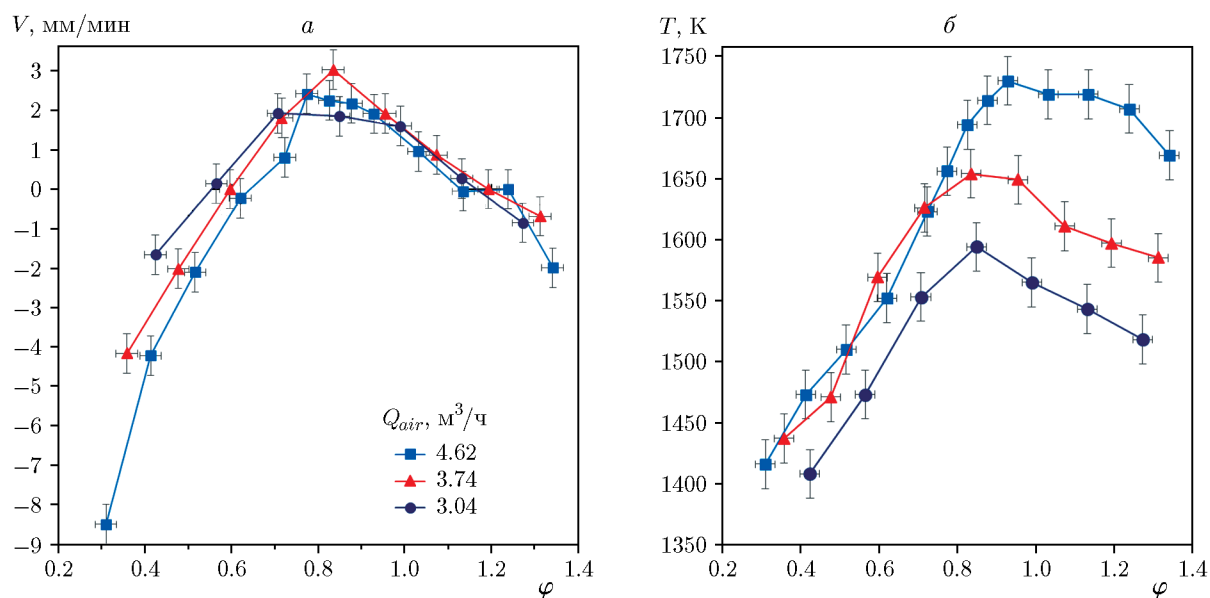


Рис. 2. Видимая скорость движения зоны реакции (а) и средняя температура внешней поверхности пористой среды (б), полученные при различных расходах воздуха, в зависимости от коэффициента избытка топлива

участки которого внутри пористой среды движутся с одинаковой скоростью. Поэтому для исследования параметров распространения зоны реакции достаточно следить за распространением одного квазипрямого фрагмента. Был выбран фрагмент в центре изображения размером $\pm 6.5 \text{ мм}$ (± 40 пикселей по изображению с ИК-камеры). На рис. 2 представлены графики скорости распространения зоны реакции (области с максимальной температурой

поверхности) и средней температуры внешней поверхности пористой среды в зависимости от состава смеси при трех расходах воздуха. Положительные значения скорости соответствуют движению против направления потока газа, отрицательные — движению по потоку. Существует два стационарных режима горения: в богатой и обедненной областях, когда пламя может быть стабилизировано в удобной области горелки. Это дает возможность провести дополнительные температурные (с помощью термопары для измерения температуры стенки кварца вдоль оси Z) и спектральные измерения. Такие измерения подробно описаны в [19]. В данной работе максимальная температура получена из результатов измерения инфракрасной камерой и осреднена по времени. Поскольку зона реакции двигалась довольно медленно, время измерения составляло около $10 \div 20$ мин.

Измерения спектральных характеристик и плотности мощности излучения от пористого реактора, а также оценки суммарной мощности излучения в полном телесном угле подробно описаны в [19]. Измерения плотности мощности проводились в зависимости от угла между датчиком тепловой мощности и осью горелки, а также от расстояния до горелки. Затем весь поток излучения интегрировался для получения полной мощности. Согласно полученным результатам, при расходах воздуха $Q_{air} = 3.04$ м³/ч и газа $Q_{gas} = 0.144$ м³/ч суммарная теплота сгорания топлива составляет 3.2 кВт, а мощность внешнего излучения находится в диапазоне $2 \div 2.2$ кВт. Таким образом, более 60 % мощности преобразуется в поток излучения от внешней стенки.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Горение газа в пористой среде описывается двумерной моделью, включающей в себя одноступенчатую химическую реакцию аррениусовского типа, радиационный теплообмен между частями внутренней стенки горелки, радиационные потери тепла с внешней поверхности цилиндрического пористого слоя. Типовые параметры выбраны близкими к тем, которые ранее использовались при моделировании фильтрационного горения [18, 20]. В обзоре [21] сравнение результатов численного моделирования скорости волны горения из работы [20] с экспериментальными данными [22] показало хорошее согласование. Двумерная задача горения в пористой среде решается в рамках двухтемпературной термодиффузионной модели [17, 18, 23, 24]. Эта модель, состоящая из связанных уравнений для температур газа и твердого тела, описывает фильтрационное горение в пористой среде. В цилиндрических координатах (r, z) уравнения имеют вид:

$$\rho_g c_{pg} \left(\frac{\partial T_g}{\partial t} + u_z \frac{\partial T_g}{\partial z} \right) = \lambda_g \Delta T_g + \rho_g QW(Y, T_g) - \frac{\alpha}{d_p} (T_g - T_s), \quad (1)$$

$$\rho_s c_{ps} \frac{\partial T_s}{\partial t} = \lambda_s \Delta T_s + \frac{\alpha}{d_s} (T_g - T_s), \quad (2)$$

$$\frac{\partial Y}{\partial t} + u_z \frac{\partial Y}{\partial z} = D_c \Delta Y - W(Y, T_g), \quad (3)$$

где T — температура, Y — концентрация топлива, $D_c = \lambda_g / (c_{pg} \rho_g)$ — коэффициент диффузии топлива, $\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, индексы s и g относятся к пористой среде и смеси соответственно. Следует отметить, что при численном моделировании рассматриваются только обедненные пропановоздушные смеси, поэтому недостающим компонентом смеси является пропан. Скорость одностадийной химической реакции описывается выражением $W(Y, T_g) = AY \exp\left(-\frac{E_a}{T_g R}\right)$, где Y — концентрация недостающего компонента

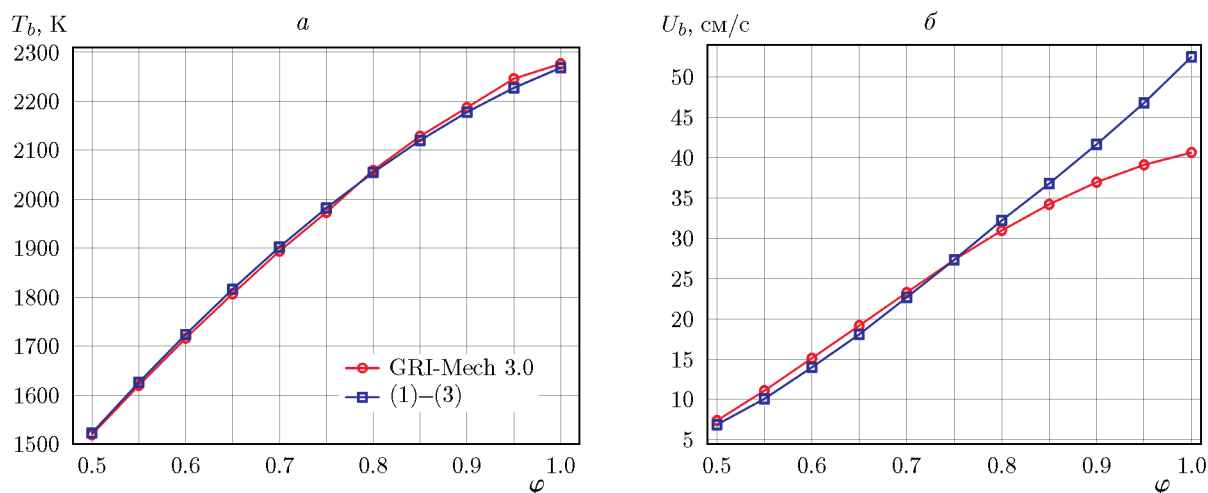


Рис. 3. Адиабатическая температура (а) и скорость распространения свободного пламени (б) в зависимости от коэффициента избытка топлива, рассчитанные в рамках упрощенной модели (1)–(3) и в рамках детальной кинетики GRI-Mech 3.0

топливно-воздушной смеси (пропана), E_a — энергия активации, R — универсальная газовая постоянная, A — предэкспонент. Считается, что тепловой эффект реакции Q зависит от коэффициента избытка топлива φ . Расчеты показали, что зависимость теплового эффекта от состава смеси в виде $Q = Q_0 - s\varphi^2$ позволяет довольно точно аппроксимировать характеристики пламени бедных пропановоздушных смесей. Параметры Q_0 , s , E_a , A выбраны таким образом, чтобы адиабатическая температура и скорость распространения пламени обедненной пропановоздушной смеси, рассчитанные по упрощенной кинетике, соответствовали данным расчета с использованием детальной кинетики GRI-Mech 3.0. На рис. 3 показаны адиабатическая температура и нормальная скорость пламени, рассчитанные при различных значениях φ по одностадийной и детальной моделям реакции. Наблюдается соответствие между значениями адиабатической температуры для составов с $0.5 < \varphi < 1.0$. Расчет по упрощенной модели дает завышенное значение нормальной скорости пламени по сравнению с подробной моделью реакции для смесей, состав которых близок к стехиометрии $0.8 < \varphi < 1.0$.

Плотность пористой среды ρ_s не зависит от температуры. Массовая скорость газовой смеси считается постоянной, поэтому выполняется закон сохранения массы: $\rho_g u_z = \text{const}$. Теплоемкости c_{ps} , c_{pg} и теплопроводности λ_g , λ_s считаются постоянными. Коэффициент теплообмена между газом и пористой средой определяется соотношением $\alpha = (\lambda_g \text{Nu})/d_p$, где Nu — число Нуссельта, d_p — средний размер пор, d_s — характерный размер элемента пористой среды (в случае засыпки шарами равен диаметру шара). Размер пор определяется из соотношения $d_p = d_s m/(1 - m)$, где m — пористость. Отметим, что в процессе моделирования и сопоставления полученных результатов с экспериментальными данными были подобраны два параметра — теплопроводность пористого каркаса и число Нуссельта. Теплопроводность пористой среды и интенсивность теплообмена оказывают наибольшее влияние на скорость движения фронта пламени. Увеличение теплопроводности и числа Нуссельта приводит к увеличению скорости движения фронта против потока газа. Было проведено параметрическое исследование с различными значениями этих параметров из диапазонов $0.5 < \lambda_s < 5$ и $4 < \text{Nu} < 20$ с целью выяснить, при каких их величинах расчетная скорость движения фронта пламени наиболее близка к видимой скорости движения зоны реакции, наблюдаемой в эксперименте при режимах горения, близких к стационар-

ным ($Q_{air} = 3.04 \text{ м}^3/\text{ч}$, $\varphi = 0.565$ и $Q_{air} = 4.62 \text{ м}^3/\text{ч}$, $\varphi = 0.62$). Использование постоянно-го значения теплопроводности каркаса, не зависящей от температуры и, следовательно, не учитывающей эффектов переизлучения внутри пор, обусловлено наиболее корректным соответствием численных расчетов наблюдаемым экспериментальным данным.

3. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ И МЕТОД РАСЧЕТА РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛООБМЕНА

На входе в пористую горелку граничные условия имеют вид

$$z = 0: \quad T_g = T_0, \quad \frac{\partial T_s}{\partial z} = 0, \quad Y = Y_0. \quad (4)$$

Для верхнего торца горелки, который считается теплоизолированным, поставлены следующие граничные условия:

$$z = L: \quad \frac{\partial T_g}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial T_s}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial Y_0}{\partial z} = 0. \quad (5)$$

Внешняя боковая поверхность горелки $r = r_2$ непроницаема для газа $\frac{\partial Y}{\partial r} = 0$, $\frac{\partial T_g}{\partial r} = 0$ и излучает тепло в окружающее пространство. Условие теплового излучения на внешней боковой поверхности горелки задано в виде

$$-\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial r} = \varepsilon \sigma (T_s^4 - T_0^4), \quad (6)$$

где T_0 — температура окружающей среды, σ — постоянная Стефана — Больцмана, T_s — температура поверхности, ε — степень черноты.

Внутренняя поверхность горелки ($r = r_1$) непроницаема для газа: $\frac{\partial Y}{\partial r} = 0$, $\frac{\partial T_g}{\partial r} = 0$. Если излучение от соседних участков поверхности горелки падает на выбранный элемент внутренней поверхности горелки, то граничное условие переизлучения для этого элемента поверхности имеет вид

$$\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial r} = \varepsilon (G - \sigma T_s^4). \quad (7)$$

Поток входящего излучения G задается суммой потоков излучения, приходящего от внутренней поверхности твердого тела и приходящего через торцы горелки от окружающей среды:

$$G = \varepsilon \sigma F_s T_s^4 + \varepsilon \sigma F_0 T_0^4, \quad F_s + F_0 = 1, \quad (8)$$

$F_s(z)$ и $F_0(z)$ — функции, определяющие долю излучения, которое приходит от внутренней поверхности пористого каркаса и от окружающей среды соответственно. При $F_s = 1$ ($F_0 = 0$) всё излучение, испущенное заданной точкой поверхности, возвращается обратно и суммарный поток излучения (7) равен нулю. При $F_s = 0$ всё излучение уходит в окружающее пространство. С учетом (8) граничное условие (7) можно привести к виду

$$-\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial r} = \varepsilon \sigma F_0(z) (T_s^4 - T_0^4). \quad (9)$$

Функция $F_0(z)$ вычисляется по следующему алгоритму. Излучающая поверхность разбивается на конечное число элементов поверхности n (в представленном расчете $n = 256$), для каждого из которых строится вектор нормали и вектор, направление которого соответствует направлению радиационного теплового потока от одного элемента к другому. Часть испускаемого излучения от элемента поверхности уходит в окружающую среду, а другая

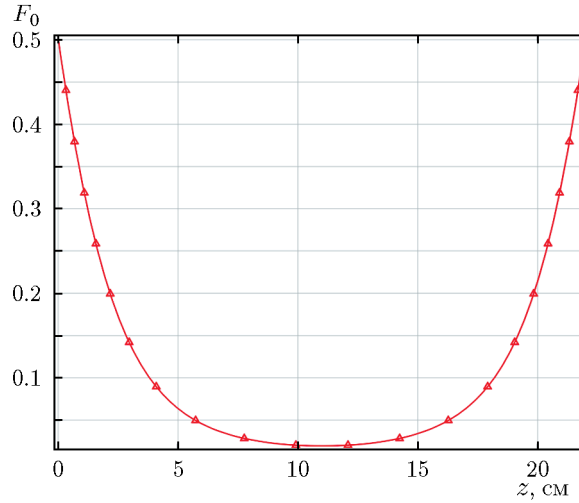


Рис. 4. Доля излучения на внутренней поверхности, уходящего в окружающую среду

часть попадает на другие элементы внутренней поверхности горелки. Доля излучения, попавшего из одного элемента поверхности (i) на другой (j), задается при помощи углового коэффициента излучения (view factor)

$$F_{ij} = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\cos(\theta_i) \cos(\theta_j)}{\pi R^2} dA_i dA_j, \quad (10)$$

где A_i и A_j — площади двух переизлучающих друг на друга элементов поверхности, R — расстояние между их центрами, θ — угол между вектором нормали и направлением излучения от одного элемента к другому. Численный расчет для всех пар элементов F_{ij} осуществляется методом прямого интегрирования. Коэффициент $F_s(z_j)$ для элемента поверхности с координатой z_j определяется как $F_0(z_j) = 1 - F_s(z_j)$, $F_s(z_j) = \sum_{i=1}^n F_{ij}$. На рис. 4

показан профиль функции F_0 , вычисленной для рассматриваемой геометрии горелки. Из рис. 4 следует, что вблизи торцов внутренней поверхности горелки в окружающую среду уходит примерно половина испускаемого излучения ($F_0 = 0.502$), другая половина возвращается в виде переизлучения. В середине горелки ($z = 11$ см) почти всё излучение возвращается ($F_0 = 0.015$) и суммарный радиационный тепловой поток близок к нулю.

Задача решается в двумерной осесимметричной постановке в цилиндрической системе координат. Сходимость численного решения определялась на нескольких наборах сеток с треугольными элементами различного размера. В качестве индикатора сходимости использовалась скорость движения фронта горения и максимальная температура газа на внешней поверхности пористой среды. Численные расчеты показали, что при минимальной стороне элемента сетки 10^{-5} и $2 \cdot 10^{-5}$ м разница в скоростях движения фронта составляет менее 2 %, разница в максимальных температурах газа — менее 0.5 %. Для набора сеток с размерами элементов $2 \cdot 10^{-5}$ и $4 \cdot 10^{-5}$ м разница в скоростях движения фронта составила менее 8 %, разница в температурах — менее 2 %. Исходя из полученных данных для расчетной области были выбраны треугольные элементы с максимальной стороной элемента 10^{-5} м. В расчетах использовались параметры материала, соответствующие физическим свойствам воздуха (газовая фаза) и оксида циркония (твердая фаза), представленные в таблице.

Параметры задачи

Параметр	Обозначение	Значение
Температура твердой фазы	T_s	К
Температура газовой фазы	T_g	К
Внутренний радиус горелки	r_1	0.025 м
Внешний радиус горелки	r_2	0.04 м
Длина горелки	L	0.22 м
Начальная температура	T_0	293.15 К
Концентрация топлива	Y	моль/м ³
Энергия активации	E_a	$1.25 \cdot 10^5$ Дж/моль
Предэкспоненциальный коэффициент	A	$2.4 \cdot 10^8$ 1/с
Тепловой эффект реакции	Q_0	$2.2 \cdot 10^6$ Дж/моль
Коэффициент теплопроводности твердой фазы	λ_s	1.1 Вт/(м · К)
Коэффициент теплопроводности газовой фазы	λ_g	0.027 Вт/(м · К)
Плотность твердой фазы	ρ_s	6 000 кг/м ³
Плотность газовой фазы	ρ_g	1.2 кг/м ³
Коэффициент диффузии газовой фазы	D_c	м ² /с
Средний размер пор	d_p	0.00133 м
Характерный размер структурного элемента пористой среды	d_s	0.002 м
Пористость	m	0.38
Степень черноты	ε	1
Число Нуссельта	Nu	8
Теплоемкость твердой фазы	c_{ps}	400 Дж/(кг · К)
Теплоемкость газовой фазы	c_{pg}	1 200 Дж/(кг · К)

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 5 приведены результаты расчета максимальной температуры пористой среды, возникающей при сгорании пропановоздушной смеси различного состава. Расход воздуха был фиксированным, а расход пропана подбирался таким образом, чтобы получить желаемый состав горючей смеси. На рисунке представлены максимальные значения температуры, рассчитанные на внешней поверхности горелки $r = r_2$ и на поверхностях $r = r_2 - \delta_{1,2}$ внутри пористой матрицы при значениях $\delta_1 = 1$ мм и $\delta_2 = 2$ мм. Максимальная температура пористого тела увеличивается от внешней границы в глубину пористого тела, где она достигает значения насыщения. На рис. 6 приведены также максимальные значения температуры, полученные в экспериментах. Результаты расчетов показали, что температура на поверхности пористой горелки значительно ниже температуры в экспериментах. Это противоречие можно объяснить тем, что в экспериментах температура измеряется

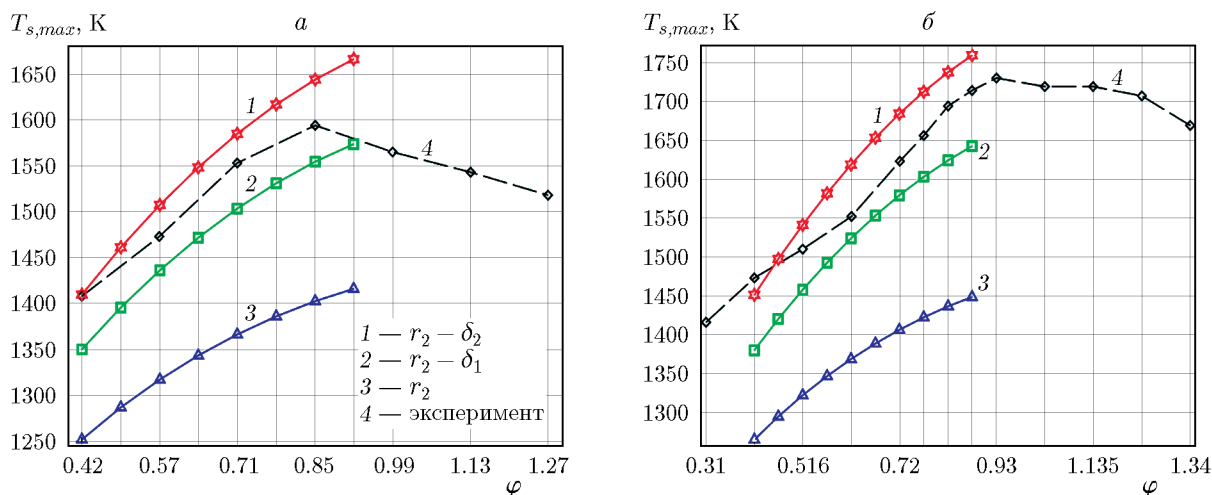


Рис. 5. Максимальная температура на внешней поверхности пористой горелки $r = r_2$ (кривая 3) и на поверхностях $r = r_2 - \delta_1$ (кривая 2), $r = r_2 - \delta_2$ (кривая 1) внутри пористого реактора в зависимости от состава горючей смеси ($\delta_1 = 1 \text{ мм}$, $\delta_2 = 2 \text{ мм}$): точки 4 — экспериментальные данные; а — $Q_{air} = 3.04 \text{ м}^3/\text{ч}$ ($u_z = 0.7 \text{ м/с}$), б — $Q_{air} = 4.62 \text{ м}^3/\text{ч}$ ($u_z = 1.1 \text{ м/с}$)

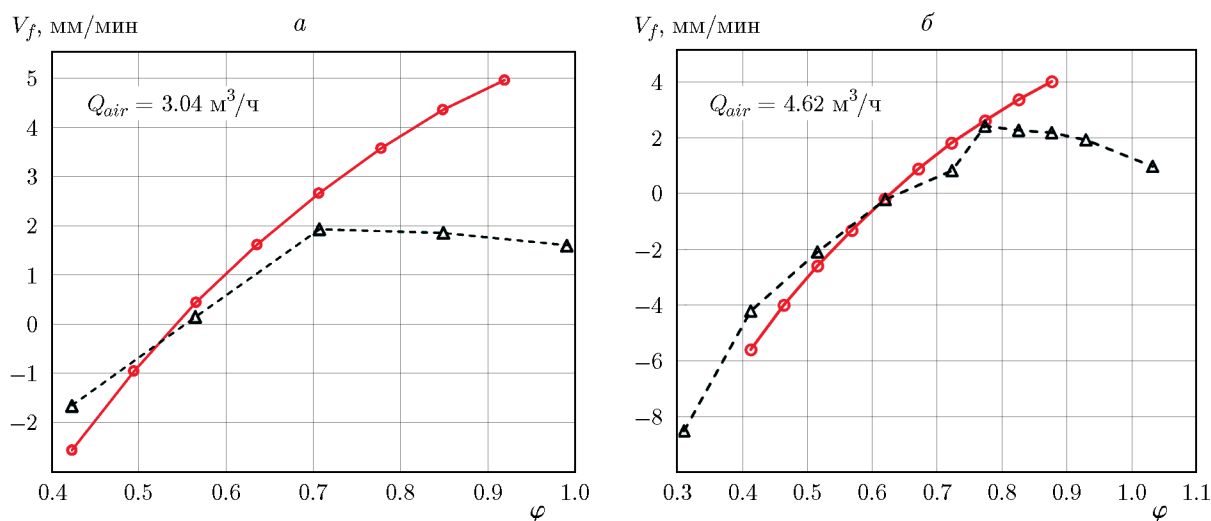


Рис. 6. Скорость движения зоны реакции в зависимости от коэффициента избытка топлива при разных расходах воздуха: эксперимент (штриховая линия) и теория (сплошная линия)

по суммарному потоку излучения, исходящему от горелки. Если предположить, что поток излучения исходит не только от внешней поверхности, но и от горячих внутренних слоев пористого тела, то можно ожидать, что суммарный поток излучения будет больше, чем поток излучения, исходящий только от внешних слоев горелки. Традиционная модель фильтрационного горения, рассматриваемая в данной работе, не учитывает излучение из внутренних горячих слоев пористой среды и переизлучение между слоями. Учет этих эффектов требует более строгой модели радиационного теплообмена на уровне отдельных пор. Расчеты с использованием моделей, учитывающих радиационные процессы на уровне пор, требуют огромных вычислительных мощностей, что ограничивает их применимость

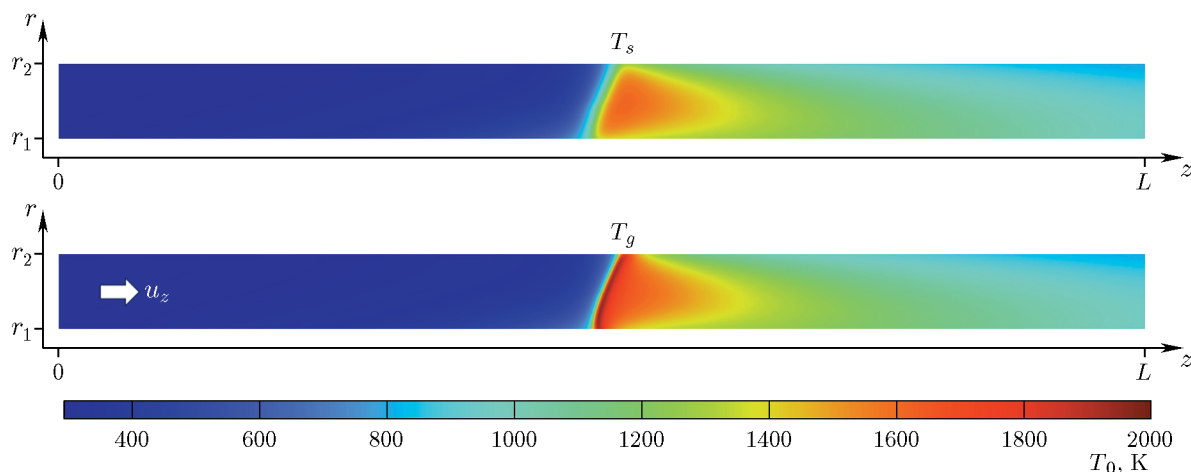


Рис. 7. Температура пористой среды (вверху) и газа (внизу) в стационарном режиме ($\varphi = 0.565$) при расходе воздуха $Q_{air} = 3.04 \text{ м}^3/\text{ч}$ ($u_z = 0.7 \text{ м/с}$)

для инженерных расчетов. Поэтому в данной работе использовалась традиционная модель фильтрационного горения газов.

Результаты расчета температуры внешней поверхности горелки могут быть использованы для оценки нижних значений температуры на внешней стороне горелки. Верхние значения могут быть получены путем расчета максимальной температуры на поверхности, удаленной от границы пористой горелки на расстояние, приблизительно равное характерному размеру структурного элемента пористой среды d_s . На рис. 6 представлены скорости движения зоны реакции, определенные из эксперимента и численно. При расходе воздуха $Q_{air} = 3.04 \text{ м}^3/\text{ч}$ наблюдается хорошее согласование экспериментальных и численных данных в диапазоне $0.4 < \varphi < 0.7$, при $Q_{air} = 4.62 \text{ м}^3/\text{ч}$ — в диапазоне $0.4 < \varphi < 0.8$. Отметим, что численно найденное направление движения зоны реакции совпадает с результатами эксперимента при различных коэффициентах избытка топлива.

На рис. 7 показаны распределения температуры в газе и пористом теле, рассчитанные при расходе воздуха $Q_{air} = 3.04 \text{ м}^3/\text{ч}$. Фронт пламени (зона реакции) не перпендикулярен оси вращения, а наклонен, причем пламя у внутренней полости цилиндрической горелки расположено дальше от выхода горючей смеси, чем поверхность пламени у внешней стенки горелки. Расчеты показали, что наклон фронта пламени возрастает при увеличении среднего расхода газа. Физическая причина изменения наклона фронта связана с потерей тепла в окружающее пространство. Численные расчеты показали, что с уменьшением внешних теплопотерь угол наклона пламени относительно радиальной плоскости уменьшается и при отсутствии теплопотерь фронт пламени перпендикулярен оси вращения.

На рис. 8 показаны распределения температуры в пористой матрице вдоль оси вращения z , рассчитанные для внешней $r = r_2$, внутренней $r = r_1$ поверхностей горелки и для цилиндрических сечений, заданных значениями радиальных координат $r = r_1 + \delta_2$, $r = r_2 - \delta_2$ и $r = (r_1 + r_2)/2$.

Отметим, что уровень температуры пористой горелки на внутренней поверхности выше, чем на внешней. Кроме того, падение температуры на внутренней стенке горелки происходит медленнее, чем на внешней. Это явление связано с радиационным теплообменом участков внутренней поверхности цилиндрической горелки друг с другом.

Из рис. 8 следует, что плотность теплового потока внутри цилиндрической горелки $q_{ex}(z, r_1) = \varepsilon \sigma (T_s^4(z, r_1) - T_0^4)$ больше, чем плотность теплового потока, излучаемого внешней стенкой пористой горелки, $q_{ex}(z, r_2) = \varepsilon \sigma (T_s^4(z, r_2) - T_0^4)$, $q_{ex}(z, r_1) > q_{ex}(z, r_2)$. Эта

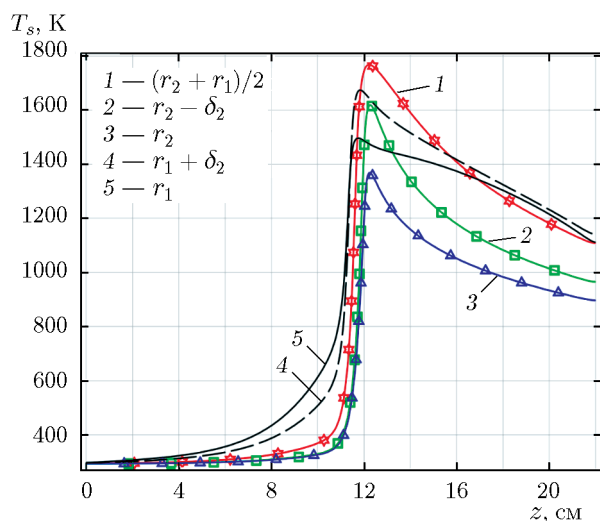


Рис. 8

Рис. 8. Температура пористой горелки вдоль оси z , рассчитанная при радиусах $r = r_2$ (кривая 3), $r = r_2 - \delta_2$ (кривая 2), $r = (r_1 + r_2)/2$ (кривая 1), $r = r_1$ (кривая 5) и $r = r_1 + \delta_2$ (кривая 4) ($Q_{air} = 4.62 \text{ м}^3/\text{ч}$, $\varphi = 0.62$ ($u_z = 1.1 \text{ м/с}$))

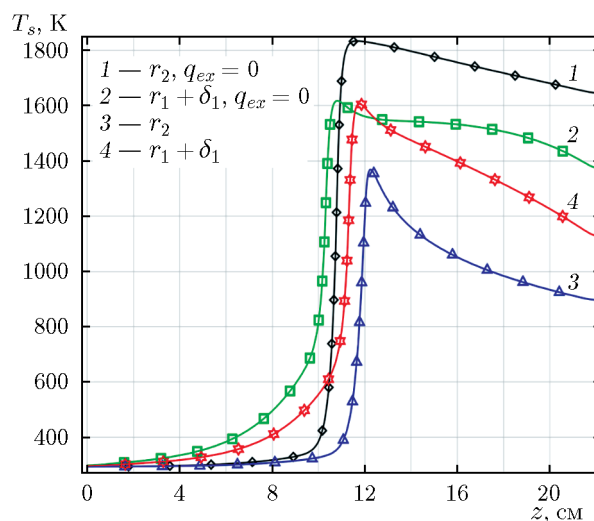


Рис. 9

Рис. 9. Температура пористого тела вдоль оси z при наличии теплопотерь и их отсутствии на поверхностях $r = r_2$ (кривые 1, 3) и $r = r_1 + \delta_1$ (кривые 2, 4) ($Q_{air} = 4.62 \text{ м}^3/\text{ч}$, $\varphi = 0.62$ ($u_z = 1.1 \text{ м/с}$))

особенность предлагаемой конфигурации горелки показывает возможность увеличения плотности теплового потока за счет переизлучения внутренними стенками по сравнению с плоской или цилиндрической излучающей горелкой.

Плотность радиационного теплового потока во внутренней полости пористой горелки может быть увеличена за счет теплоизоляции внешней поверхности. На рис. 9 показано распределение температуры пористой матрицы вдоль оси z , рассчитанное для поверхностей $r = r_2$ и $r = r_1 + \delta_1$ при наличии и отсутствии потока излучения с внешней стороны горелки. Из рис. 9 следует, что теплоизоляция внешней поверхности слабо повышает температуру внутренней стенки, но значительно увеличивает размер области, нагретой до

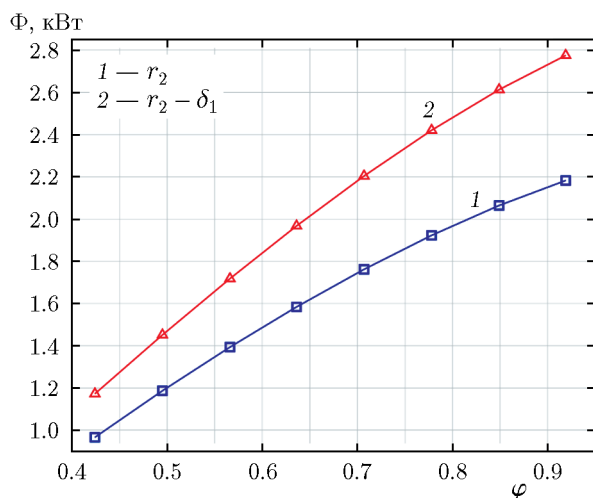


Рис. 10. Тепловой поток от внешней поверхности $r = r_2$ (кривая 1) и подповерхностного слоя у внешней поверхности $r = r_2 - \delta_1$ (кривая 2) при $Q_{air} = 3.04 \text{ м}^3/\text{ч}$ и различных коэффициентах избытка топлива ($u_z = 0.7 \text{ м/с}$)

высокой температуры. Расчеты показали, что интегральный поток от внутренней стенки $Q_{ex} = 2\pi r_1 \int_0^L \varepsilon \sigma (T_s^4 - T_0^4) dz$ при наличии теплоизоляции внешней поверхности и в ее отсутствие составил 5.7 и 3.7 кВт соответственно. Расчеты выполнены для параметров, соответствующих рис. 9.

Характеристики излучения внешней стенки горелки показаны на рис. 10 — общий тепловой поток Φ при $Q_{air} = 3.04 \text{ м}^3/\text{ч}$ и различных коэффициентах избытка топлива φ . Кривая 1 соответствует внешней поверхности горелки. Кривая 2 показывает мощность, которая может излучаться из подповерхностного слоя, расположенного на поверхности $r = r_2 - \delta_1$. В реальной экспериментальной горелке часть излучения от внутренних слоев может выходить через открытые поры засыпки из шариков оксида циркония. Поэтому можно ожидать, что реальные значения мощностных характеристик горелки будут расположены в области между расчетными кривыми, приведенными на рис. 10.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально и численно исследовано горение в пористом цилиндрическом слое с осевым подводом газа. Получены экспериментальные данные по температуре пористой горелки и плотности теплового излучения при различных расходах и составах горючей смеси. Численное исследование горения газа в пористых средах выполнено в рамках двухтемпературной термодиффузионной модели с учетом радиационного теплообмена между пристеночными частями горелки. Результаты численного моделирования позволяют оценить распределение температуры в газе и пористом теле, а также потоки излучения внутри и снаружи цилиндрического пористого слоя. Численные результаты находятся в удовлетворительном согласовании с полученными экспериментальными данными по сжиганию пропановоздушной смеси в пористой слоевой горелке с осевым подводом газа. Теплоизоляция наружной поверхности горелки значительно увеличивает плотность излучения во внутренней полости и повышает температуру пористой горелки. Рассмотренная схема пористой горелки может быть использована в качестве нового типа нагревателя для бесконтактного нагрева материалов радиационным потоком от цилиндрической стенки.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № FZNS-2023-0031).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Howell J. R., Hall M. J., Ellzey J. L.** Combustion of hydrocarbon fuels within porous inert media // Prog. Energy Combust. Sci. — 1996. — V. 22, N 2. — P. 121–145. — DOI: 10.1016/0360-1285(96)00001-9.
2. **Trimis D., Durst F.** Combustion in a porous medium-advances and applications // Combust. Sci. Technol. — 1996. — V. 121, N 1-6. — P. 153–168. — DOI: 10.1080/00102209608935592.
3. **Kennedy L. A., Saveliev A. V.** Superadiabatic combustion in porous media: Wave propagation, instabilities, new type of chemical reactor // Int. J. Fluid Mech. Res. — 1995. — V. 22, N 2. — P. 1–26. — DOI: 10.1615/InterJFluidMechRes.v22.i2.10.
4. **Mohamad A. A.** Combustion in porous media: fundamentals and applications // Transport Phenomena Porous Media III. — 2005. — P. 287–304. — DOI: 10.1016/B978-008044490-1/50015-6.

5. **Kamal M. M., Mohamad A. A.** Combustion in porous media // *Proc. Inst. Mech. Eng. Pt A.* — 2006. — V. 220, N 5. — P. 487–508. — DOI: 10.1243/09576509JPE169.
6. **Pantangi V. K., Mishra S. C.** Combustion of gaseous hydrocarbon fuels within porous media — a review // *Adv. Energy Res.* — 2006. — V. 8. — P. 455–461.
7. **Wood S., Harris A. T.** Porous burners for lean-burn applications // *Prog. Energy Combust. Sci.* — 2008. — V. 34, N 5. — P. 667–684. — DOI: 10.1016/j.pecs.2008.04.003.
8. **Mujeebu M. A., Abdullah M. Z., Abu Bakar M. Z., Mohamad A. A., Muhad R. M. N., Abdullah M. K.** Combustion in porous media and its applications — a comprehensive survey // *J. Environ. Manag.* — 2009. — V. 90, N 8. — P. 2287–2312. — DOI: 10.1016/j.jenvman.2008.10.009.
9. **Mujeebu M. A., Abdullah M. Z., Abu Bakar M. Z., Mohamad A. A., Abdullah M. K.** Applications of porous media combustion technology — a review // *Appl. Energy.* — 2009. — V. 86, N 9. — P. 1365–1375. — DOI: 10.1016/j.apenergy.2009.01.017.
10. **Banerjee A., Paul D.** Developments and applications of porous medium combustion: A recent review // *Energy.* — 2021. — V. 221. — 119868. — DOI: 10.1016/j.energy.2021.119868.
11. **Gharehghani A., Ghasemi K., Siavashi M., Mehranfar S.** Applications of porous materials in combustion systems: A comprehensive and state-of-the-art review // *Fuel.* — 2021. — V. 304. — 121411. — DOI: 10.1016/j.fuel.2021.121411.
12. **Fursenko R., Maznoy A., Odintsov E., Kirdyashkin A., Minaev S., Kumar S.** Temperature and radiative characteristics of cylindrical porous Ni–Al burners // *Int. J. Heat Mass Transfer.* — 2016. — V. 98. — P. 277–284 — DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.03.048.
13. **Палесский Ф. С., Фурсенко Р. В., Минаев С. С.** Моделирование фильтрационного горения газов в цилиндрической пористой горелке с учетом радиационного теплообмена // *Физика горения и взрыва.* — 2014. — Т. 50, № 6. — С. 3–10. — EDN: SYTRXX.
14. **Zhdanok S. A., Dobrego K. V., Futko S. I.** Effect of porous media transparency on spherical and cylindrical filtration combustion heaters performance // *Int. J. Heat Mass Transfer.* — 2000. — V. 43, N 18. — P. 3469–3480. — DOI: 10.1016/S0017-9310(99)00320-8.
15. **Kirdyashkin A., Gabbasov R., Kitler V., Maznoy A.** Ceramic sintering furnace based on combustion of premixed natural gas in porous inert media // *Fuel.* — 2022. — V. 309. — 122098. — DOI: 10.1016/j.fuel.2021.122098.
16. **Wang G., Tang P., Li Y., Xu J., Durst F.** Flame front stability of low calorific fuel gas combustion with preheated air in a porous burner // *Energy.* — 2019. — V. 170. — P. 1279–1288. — DOI: 10.1016/j.energy.2018.12.128.
17. **Бабкин В. С., Дробышев В. И., Лаевский Ю. М., Потытняков С. И.** Фильтрационное горение газов // *Физика горения и взрыва.* — 1983. — Т. 19, № 2. — С. 17–26.
18. **Dats E., Minaev S.** Numerical modeling of filtration gas combustion in a cylindrical radiation burner for contactless heating of materials // *Int. J. Heat Mass Transfer.* — 2022. — V. 195. — 123141. — DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123141.
19. **Морошкина А. Д., Пономарёва А. А., Миславский В. В., Серещенко Е. В., Губернов В. В., Минаев С. С., Цхай С. Н.** Характеристики теплового излучения цилиндрической пористой горелки с аксиальной подачей горючей смеси // *Кр. сообщ. по физике ФИАН.* — 2023. — Т. 50, № 12. — С. 3–11. — EDN: CHDSCS.
20. **Zhdanok S., Kennedy L. A., Koester G.** Superadiabatic combustion of methane air mixtures under filtration in a packed bed // *Combust. Flame.* — 1995. — V. 100, N 1-2. — P. 221–231. — DOI: 10.1016/0010-2180(94)00064-Y.
21. **Mujeebu M. A., Abdullah M. Z., Mohamad A. A., Abu Bakar M. Z.** Trends in modeling of porous media combustion // *Prog. Energy Combust. Sci.* — 2010. — V. 36, N 6. — P. 627–650. — DOI: 10.1016/j.pecs.2010.02.002.

22. **Henneke M. R., Ellzey J. L.** Modeling of filtration combustion in a packed bed // Combust. Flame. — 1999. — V. 117, N 4. — P. 832–840. — DOI: 10.1016/S0010-2180(98)00129-1.
23. **Chen Y. K., Hsu P. F., Lim I. G., Lu Z. H., Matthews R. D., Howell J. R.** Experimental and theoretical investigation of combustion within porous inert media // The 22nd Int. Symp. on Combustion. — 1988. — Poster paper. — P. 22–207.
24. **Oliveira A. A. M., Kaviani M.** Nonequilibrium in the transport of heat and reactants during combustion in porous media // Prog. Energy Combust. Sci. — 2001. — V. 27, N 5. — P. 523–545. — DOI: 10.1016/S0360-1285(00)00030-7.

Поступила в редакцию 05.03.2024.

После доработки 10.06.2024.

Принята к публикации 16.11.2024.
