

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ФРОНТА ГОРЕНИЯ В ФИЛЬТРАЦИОННОМ НАГРЕВАТЕЛЕ ДИСКОВОГО ТИПА В УСЛОВИЯХ ИНТЕНСИВНОЙ ВНЕШНЕЙ ТЕПЛОТДАЧИ

С. И. Футько, К. В. Доброго, С. А. Жданок, Э. И. Ханевич

Институт тепло- и массообмена НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь

Рассматривается однотемпературная аналитическая модель для определения радиуса локализации зоны горения в фильтрационном нагревателе типа «сектор диска». Исследуются основные параметрические зависимости процесса от массового расхода, теплосодержания смеси и объемно-усредненного коэффициента внешних теплопотерь. Сравнение с экспериментальными данными демонстрирует адекватность модели для качественного описания основных характеристик работы системы.

Введение. Вопросы локализации зоны реакции имеют важное значение для оптимизации конструкции устройств фильтрационного горения. Особый интерес исследователей вызывает динамика и локализация волны горения в горелках, где стабилизация фронта обеспечивается конструктивно за счет переменного сечения области фильтрации. Например, в горелках цилиндрической и сферической геометрий с центральной подачей газа при движении фронта от центра к периферии фильтрационная скорость уменьшается, в результате чего фронт стабилизируется на определенном радиусе. Функционирование радиационных нагревателей, использующих этот принцип, исследовано в работах [1, 2]. В [3] представлен теоретический анализ экспериментов на горелке типа сферического сектора в одно- и двухтемпературном приближении. В [4] предложена аналитическая двухтемпературная модель, позволяющая определять площадь сечения локализации горения метановоздушных смесей для систем неплоской геометрии в отсутствие внешних теплопотерь.

В данной работе исследуется положение фронта горения в фильтрационных устройствах типа «сектор диска» в условиях интенсивной боковой теплоотдачи. Предлагается теоретическая модель, и дано ее сравнение с экспериментом.

Принципиальная схема фильтрационного нагревателя/бойлера дискового типа представлена на рис. 1. Реагенты подаются в узкую часть устройства (слева на схеме). При поджигании смеси со стороны выходного сечения расход и концентрацию газообразного топли-

ва подбирают так, чтобы обеспечить встречный к потоку газа режим распространения зоны горения. Таким образом, после прогрева пористой среды (время порядка десятков минут) фронт реакции перемещается вглубь устройства и стабилизируется в промежутке между входным (радиусом r_0) и выходным (r_2) сечениями устройства. При этом происходят интенсивное тепловое излучение с выходного сечения и боковой поверхности устройства при работе его в качестве радиационного нагревателя или интенсивный конвективный теплообмен боковой поверхности устройства с водой при использовании его в режиме бойлера.

Математическая модель. Для определения положения фронта горения применяется подход, предложенный в [1] для анализа горелок сферической и цилиндрической форм. В соответствии с ним положение фронта определяется из совместного решения уравнений теплового баланса для пористой среды (однотемпературное приближение) и уравнения, задающего

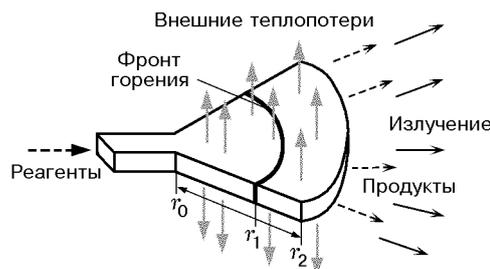


Рис. 1. Принципиальная схема фильтрационного нагревателя/бойлера типа «сектор диска»

температуру зажигания газовой смеси. В предположении бесконечно узкой зоны реакции (с тепловыделением в виде дельта-функции) получим первое уравнение:

$$c_{p,g}\rho_g u_g \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \lambda r \frac{\partial T}{\partial r} + H\rho_g u_g \delta(r - r_1) - \beta_0(T - T_0), \quad (1)$$

где r — радиус, r_1 — положение фронта горения; T — температура, T_0 — температура окружающей среды; $\rho_g, c_{p,g}, u_g$ — плотность, удельная теплоемкость, скорость фильтрации газа; λ — эффективная теплопроводность системы; H — теплосодержание смеси; δ — дельта-функция; β_0 — объемно-осредненный коэффициент внешних теплопотерь.

В отличие от [1] для описания внешней теплоотдачи в уравнении энергетического баланса системы используется коэффициент β_0 , не зависящий от радиуса для горелок цилиндрической геометрии. Введя безразмерный массовый расход

$$b = c_{p,g} M / \varphi L \lambda, \quad (2)$$

где $M = \varphi r L (\rho u)_g$ — массовый расход, φ — угол раствора сектора, L — ширина канала на входе, представим уравнение (1) в следующем виде:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{b} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial T}{\partial r} + \Delta T_{ad} \delta(r - r_1) - \frac{\beta}{b} r (T - T_0). \quad (3)$$

Здесь $\beta = \beta_0 / \lambda$ — приведенный коэффициент теплопотерь и $\Delta T_{ad} = H / c_{p,g}$ — адиабатическая температура смеси.

Граничные условия, описывающие подачу реагентов на вход системы, тепловыделение в точке r_1 и излучение с выходной части установки, имеют соответственно вид

$$T(0) = T_0, \quad (4)$$

$$T(r_1) = T_1, \quad (5)$$

$$-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r_2} = \varepsilon' \sigma (T_2^4 - T_0^4), \quad (6)$$

где T_2 — температура системы на поверхности радиусом r_2 ; σ — постоянная Стефана — Больцмана; ε' — интегральная степень черноты.

Общее решение уравнения (3) в области без химической реакции записывается как

$$T(r) - T_0 = c_1(T_{(1)}(r) - T_0) + c_2(T_{(2)}(r) - T_0), \quad (7)$$

где $T_{(1)}, T_{(2)}$ — линейно независимые частные решения, выражающиеся через цилиндрические функции Бесселя или представимые в виде следующих рядов:

$$T_{(1)}(r) - T_0 = r^b \sum_{n=0}^{\infty} C_{2n}^{(1)} r^{2n} = r^b \left(1 + \frac{\beta r^2}{2(b+2)} + \frac{\beta^2 r^4}{8(b+2)(b+4)} + \frac{\beta^3 r^6}{48(b+2)(b+4)(b+6)} + \dots \right), \quad (8)$$

$$T_{(2)}(r) - T_0 = \sum_{n=0}^{\infty} C_{2n}^{(2)} r^{2n} = 1 + \frac{\beta r^2}{2(2-b)} + \frac{\beta^2 r^4}{8(4-b)(2-b)} + \frac{\beta^3 r^6}{48(6-b)(4-b)(2-b)} + \dots \quad (9)$$

с коэффициентами

$$C_{2n}^{(1)} = \frac{\beta}{2n(2n+b)} C_{2n-2},$$

$$C_{2n}^{(2)} = \frac{\beta}{2n(2n-b)} C_{2n-2}, \quad (10)$$

$$C_0^{(1)} = C_0^{(2)} = 1.$$

Постоянные c_1, c_2 определяются в соответствии с граничными условиями (4)–(6). Отметим, что в отсутствие теплоотдачи с боковых поверхностей, т. е. при $\beta = 0$, данное решение совпадает с результатом, приведенным в работе [1].

Для технических приложений наиболее характерны режимы $b \gg 1$. В данном предельном случае в знаменателях членов рядов (8), (9) можно пренебречь числовыми слагаемыми по сравнению с b . При этом общее решение (7) примет вид

$$T(r) = T_0 + c_1 r^b \exp \frac{\beta r^2}{2b} + c_2 \exp \left(-\frac{\beta r^2}{2b} \right). \quad (11)$$

Температурные профили в системе определяются соотношениями

$$T(r) = T_0 + (T_1 - T_0) \left(\frac{r}{r_1} \right)^b \exp \left(- \frac{\beta(r^2 - r_1^2)}{2b} \right), \quad (12)$$

$$0 < r < r_1,$$

и уравнением (11) с постоянными

$$c_1 = k_1 \left(- \frac{\sigma \varepsilon' (T_2^4 - T_0^4)}{\lambda} + c_2 \frac{\beta r_2}{b} \exp \left(- \frac{\beta r_2^2}{2b} \right) \right) / r_1^b \exp \frac{\beta r_1^2}{2b},$$

$$c_2 = \left(T_1 - T_0 + k_1 \frac{\sigma \varepsilon' (T_2^4 - T_0^4)}{\lambda} \right) / \left(k_1 \frac{\beta r_2}{b} \exp \left(- \frac{\beta r_2^2}{2b} \right) + \exp \left(- \frac{\beta r_1^2}{2b} \right) \right), \quad (13)$$

где

$$k_1 = \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^b r_2 \exp \frac{\beta(r_1^2 - r_2^2)}{2b} / b \left(1 + \frac{\beta r_2^2}{b^2} \right), \quad (14)$$

$$r_1 < r < r_2.$$

Область применения решения (11) можно оценить из условия малости первого члена (с $N \approx b/2$) отбрасываемого остатка ряда:

$$\frac{1}{N!} \left(\frac{\beta r^2}{2b} \right)^N \approx 1. \quad (15)$$

Отсюда, используя формулу Стирлинга для факториала, найдем искомое выражение:

$$\beta \leq \frac{b^2 (\pi b)^{1/b}}{r_2^2 e}. \quad (16)$$

(Для условий эксперимента, приведенных ниже: $r_2 = 0,37$ м, $b > 100$, данная оценка дает условие $\beta \leq 10^5$).

Решая уравнение (3), запишем два независимых уравнения, связывающих переменные T_1 , T_2 и r_1 . Первое уравнение получим интегрированием по r от 0 до $r_1 + 0$ (таким образом, включается и точка тепловыделения r_1) уравнения (3) с использованием температурных профилей (11), (12):

$$T_1 = T_0 + c_1 r_1^b \left(1 + \frac{\beta r_1^2}{b^2} \right) \exp \frac{\beta r_1^2}{2b} - c_2 \frac{\beta r_1^2}{b^2} \exp \left(- \frac{\beta r_1^2}{2b} \right) + \Delta T_{ad} -$$

$$- \frac{\beta(T_1 - T_0)}{b r_1^b} I_1(r_1) \exp \left(- \frac{\beta r_1^2}{2b} \right), \quad (17)$$

где

$$I_1(r_1) = \int_0^{r_1} r^{b+1} \exp \frac{\beta r^2}{2b} dr. \quad (18)$$

Второе уравнение получим из условия равенства температуры в точке $r = r_2$ значению T_2 :

$$T_2 = T_0 + c_1 r_2^b \exp \frac{\beta r_2^2}{2b} + c_2 \exp \left(- \frac{\beta r_2^2}{2b} \right). \quad (19)$$

Отметим, что получение двух независимых уравнений из (11)–(14) неоднозначно и выражения (17), (19) выбраны как наиболее простые.

Для вывода замыкающего уравнения системы рассмотрим задачу о распространении плоской волны горения в неадиабатических условиях. При этом кинетику горения будем описывать аррениусовским выражением для одностадийной реакции первого порядка по безразмерной концентрации горючего A . В этом случае балансовые уравнения энергии и вещества можно записать как [5]

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{\tilde{u}}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\beta_0}{\lambda} (T - T_0) = \frac{HG}{\lambda} \frac{\partial A}{\partial x}, \quad (20)$$

$$\frac{GT}{\rho_0 T_0} \frac{\partial A}{\partial x} = -AK \exp \left(- \frac{U}{T} \right), \quad (21)$$

где x — пространственная координата; $\tilde{u} = c_g G (1 - u)$, $u = u_w / u_{th}$ — безразмерная скорость волны, u_w — скорость волны горения, $u_{th} = c_g G / (c_s \rho_s)^2$ — скорость распространения теплового фронта в системе, G — плотность массового расхода; c_s , ρ_s — удельная теплоемкость и плотность пористой твердой фазы; ρ_0 — плотность газа при температуре T_0 ; K — предэкспоненциальный множитель; $U = E/R$, E — энергия активации, R — универсальная газовая постоянная.

Следуя подходу [5], перейдем к независимой переменной A (вместо x). Тогда уравнение (20) преобразуется к виду

$$T''_{AA} A^2 + T'_{AA} A - (T'_A)^2 \frac{A^2}{T} \left(1 - \frac{U}{T} \right) = \frac{\beta_0}{\lambda} \left(\frac{GT}{\rho_0 T_0 K} \right)^2 - \frac{A}{\lambda} \frac{GT}{\rho_0 T_0 K} (\tilde{u} T'_A + HG) \exp \frac{U}{T}, \quad (22)$$

где индексы A означают, что производные берутся по независимой переменной A . Далее,

будем считать, что в зоне реакции выполняется следующее соотношение, полученное на основе численного моделирования для случая $\beta_0 = 0$ [5]:

$$\exp\left(-\frac{U}{T}\right) = \exp\left(-\frac{U}{T_{\max}}\right)(1-A). \quad (23)$$

Определяя функции $T''_{AA}(A)$, $T'_A(A)$, $T(A)$ согласно (23) и подставляя соответствующие выражения в уравнение (22), последнее представим в виде

$$\exp\left(-\frac{U}{T}\right) = \exp\left(-\frac{U}{T_{\max}}\right)(1-A)F_1(A), \quad (24)$$

где $F_1(A)$ — функция, близкая к 1 (см. рис. 2):

$$F_1(A) = \frac{HG^2U \exp(U/T_{\max})}{\lambda K \rho_0 T_0 T(A)} \times \\ \times \left(1 - A + \frac{\lambda K \rho_0 T_0 T(A) A}{HG^2U} \exp\left(-\frac{U}{T_{\max}}\right) - \right. \\ \left. - \frac{\beta(T - T_0)T(A)}{AK \rho_0 T_0 H} \exp\left(\frac{U}{T_{\max}} - \frac{T(A)^2(1-u)}{U \Delta T_{ad}}\right)\right) / \\ / \left(1 - \frac{2T(A)A}{U}\right). \quad (25)$$

Полагая аналогично [5], что $F_1(0,5) = 1$, получим выражение для определения максимальной температуры в волне (T_{\max}):

$$\exp\left(-\frac{U}{T_{\max}}\right) = \frac{HG^2U}{\lambda K \rho_0 T_0 T_{0,5}} \times \\ \times \left(\frac{1}{2} + \frac{\lambda K \rho_0 T_0 T_{0,5}}{2HG^2U} \exp\left(-\frac{U}{T_{\max}}\right) - \right. \\ \left. - \frac{2\beta(T_{0,5} - T_0)T_{0,5}}{K \rho_0 T_0 H} \exp\left(\frac{U}{T_{\max}} - \frac{T_{0,5}^2(1-u)}{U \Delta T_{ad}}\right)\right) / \\ / \left(1 - \frac{T_{0,5}}{U}\right), \quad (26)$$

где $T_{0,5} = T(0,5) = U/(U/T_{\max} + \ln 2)$, а выражение $1 - u$ определяется из балансного соотношения между скоростью волны и максимальной температурой [6]:

$$1 - u = \left(\left(\frac{\Delta T_{ad}}{\Delta T_{\max}}\right)^2 - \frac{4\beta_0 \lambda}{c_{p,g}^2 G^2}\right)^{1/2}. \quad (27)$$

На рис. 2 представлена функция $F_1(A)$ для случаев $\beta_0 = 0$ и 10^4 Вт/(м³·К). Видно, что

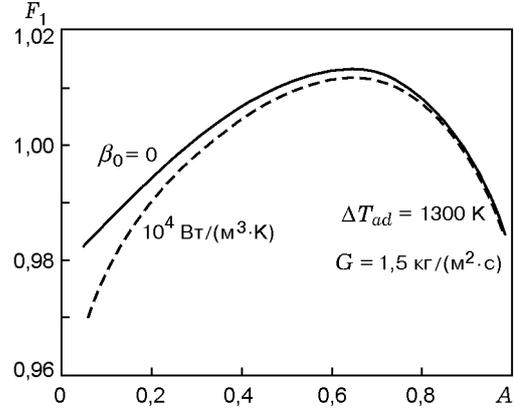


Рис. 2. Вид функции $F_1(A)$ для различных значений β_0

уравнение (23) выполняется с хорошей точностью и для случая $\beta_0 \neq 0$, вплоть до малых значений концентрации $A \approx 0,1$. Таблица демонстрирует влияние коэффициента β_0 на максимальную температуру T_{\max} и скорость волны u_w . При этом для всех практически достижимых значений β_0 изменение ΔT_{\max} (по сравнению с адиабатическим случаем $\beta_0 = 0$) в T_{\max} пренебрежимо мало: $\Delta T_{\max}/T_{\max} \leq 1\%$. Таким образом, можно считать, что параметр β_0 существенно влияет только на значения u_w (как это непосредственно следует из (27)). Поэтому в дальнейшем для определения T_{\max} вместо (26) будем использовать гораздо более простое соотношение, полученное для адиабатических условий ($\beta = 0$) [5]:

$$\exp\left(-\frac{U}{T_{\max}}\right) = \frac{c_g \Delta T_{ad} G^2 U}{\lambda K \rho_0 T_0 T_{\max}} \times \\ \times \left(1 - \frac{T_{\max}^2(1 + T_0/T_{\max}) \ln 2}{U(T_{\max} - T_0)}\right). \quad (28)$$

Полагая, что в цилиндрической системе T_{\max} и u_w определяются плотностью массового расхода $G = \rho_g u_g = b\lambda/c_{p,g}r$ (из (2)), соответствующего положению фронта реакции, уравнение (28) перепишем в виде

| β_0 , Вт/(м ³ ·К) | T_{\max} , К | ΔT_{\max} , К | u_w , 10 ⁻⁵ м/с |
|------------------------------------|----------------|-----------------------|------------------------------|
| 0 | 1642,47 | 0 | 4,09 |
| 10 ³ | 1642,43 | -0,04 | 4,23 |
| 10 ⁴ | 1642,11 | -0,36 | 5,53 |
| 10 ⁵ | 1638,72 | -3,80 | 21 |

$$r_1 = b \left[\frac{\lambda U \Delta T_{ad}}{c_{p,g} \rho_0 K T_0 T_{\max}} \times \left(1 - \frac{T_{\max}^2 (1 + T_0/T_{\max}) \ln 2}{U(T_{\max} - T_0)} \right) \right]^{1/2} \exp \frac{U}{2T_{\max}}, \quad (29)$$

которое используется далее в качестве замыкающего уравнения.

Таким образом, значение радиуса локализации фронта горения определяется из совместного решения системы (17), (19), (29) с тремя неизвестными T_1 , T_2 и r_1 (при этом в (29) T_{\max} переобозначается как T_1).

Результаты и обсуждение. Типичное решение системы уравнений представлено на рис. 3. Для ненулевых внешних боковых теплопотерь характерен монотонный рост температуры T_2 , начиная от r_1 (вместо постоянного значения, как для случая $\beta = 0$ в [1]). Следует отметить наличие двух решений — точки пересечения линий T_{\max} и T_1 с радиусами r_1 (ближе к входу) и $r_{1,e}$ соответственно, на что указывалось в [1]. Данные решения естественным образом разбивают систему на области I, II, III. Для их физической интерпретации рассмотрим локализацию зоны реакции с точки зрения распространения волны горения.

В случае ненулевых теплопотерь уравнение (27) можно представить как

$$\frac{u_w}{u_{th}} = 1 - \frac{\Delta T'_{ad}}{\Delta T_{\max}}, \quad (30)$$

где $\Delta T_{\max} = T_{\max} - T_0$; $\Delta T'_{ad} = (\Delta T_{ad}^2 - 4\beta\lambda\Delta T_{\max}^2/(c_{p,g}G(r))^2)^{1/2}$ — адиабатическая температура, скорректированная на теплопотери ($\Delta T'_{ad} < \Delta T_{ad}$).

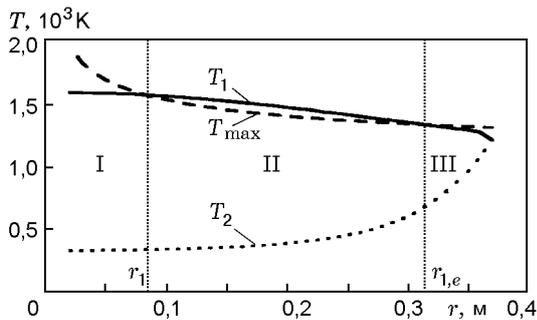


Рис. 3. Аналитическое решение системы уравнений (17), (19), (29):

$$\beta = 2400 \text{ м}^{-2}, \Delta T_{ad} = 1300 \text{ К}, b = 40$$

Нетрудно видеть, что для системы «сектор диска» роль функции $\Delta T'_{ad}$ выполняет зависимость ΔT_1 от радиуса, полученная из решения уравнений (17), (19), т. е. $\Delta T'_{ad} = \Delta T_1$. Таким образом, в (30) вместо $\Delta T'_{ad}$ можно подставить ΔT_1 :

$$u_w(r) = u_{th}(r)(1 - \Delta T_1/\Delta T_{\max}). \quad (31)$$

Применим соотношение (31) к данным на рис. 3. Очевидно, что областям I и III соответствует спутный режим, $u_w > 0$ (так как $\Delta T_{\max}/\Delta T_1 > 1$), а области II — встречный ($\Delta T_{\max}/\Delta T_1 < 1$).

Из данного анализа следует ряд практически важных выводов. Так, например, для обеспечения внешнего поджигания в системе необходимо прогреть как минимум всю область III, после чего происходит перемещение фронта во встречном режиме к положению стационарной локализации r_1 . Можно также сделать вывод о неустойчивости второго решения $r_{1,e}$ как места локализации фронта и его практической нереализуемости без специальных мер по стабилизации (например, путем внешнего подогрева). Условие устойчивости первого корня решения r_1 для цилиндрического радиационного нагревателя анализировалось в [7].

С помощью полученных соотношений можно описать динамику распространения фронта горения, определяя зависимость текущего положения фронта горения \hat{r} от времени t как обратную функцию:

$$t(\hat{r}) = \int_{r_2}^{\hat{r}} \frac{dr}{u_w(r)} \quad (32)$$

или, окончательно, (по формуле (27)) как

$$t(\hat{r}) = \int_{\hat{r}}^{r_2} \left\{ u_{th}(r) \left[1 - \left(\frac{\Delta T_{ad}}{\Delta T_{\max}} \right)^2 - 4\beta\lambda / (c_{p,g}G(r))^2 \right]^{-1} \right\} dr. \quad (33)$$

Динамика распространения фронта, полученная на основе расчетов по (33) для ряда экспериментальных условий, приведена на рис. 4.

На рис. 5, а представлена параметрическая зависимость радиуса локализации r_1 от безразмерного расхода b для различных коэффициентов внешних теплопотерь β . Данная модель предсказывает приблизительно линейную зависимость радиуса локализации от расхода,

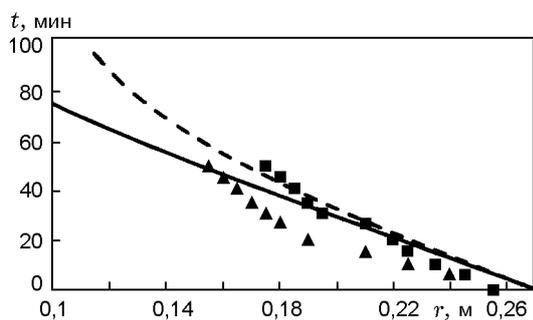


Рис. 4. Динамика продвижения фронта горения к стационарному положению для 3,7 %-й пропановоздушной смеси:

треугольники и квадраты — экспериментальные данные для расходов 4 и 6 м³/ч, сплошная и штриховая линии — соответствующие расчеты

т. е. $r_1 \sim b$ даже при достаточно больших значениях β . Это аналогично линейной зависимости r_1 для адиабатической системы ($\beta = 0$), как это непосредственно следует из (30) с подстановкой $T_{\max} = T_{ad}$. Нелинейность возрастает при переходе к расходам, соответствующим радиусам локализации вблизи r_2 , что связано с лучистыми теплопотерями с выходного сечения. Граница области III (соответствующая радиусу $r_{1,e}$) обозначена штриховыми линиями. Отметим характерное сдвигание радиуса локализации вниз по потоку и расширение области «необходимого первоначального прогрева» III с ростом β . Последняя особенность на практике может проявляться в том, что при внешнем поджигании необходимо переходить на смеси с большим теплосодержанием для обеспечения выхода системы на стабильный режим горения. Значение такого начального увеличения теплосодержания смеси прямо связано с интенсивностью внешних теплопотерь β .

Характерным является также увеличение области III с уменьшением массового расхода. Изменение радиуса локализации для смесей различной калорийности приведено на рис. 5, б. Видно, что с уменьшением концентрации топлива в смеси ширина области II уменьшается до тех пор, пока r_1 и $r_{1,e}$ не совпадут (соответствует $\Delta T_{ad} = 1210$ К). Сравнение данных на рис. 5 также свидетельствует о том, что рост интенсивности внешних теплопотерь по влиянию на локализацию фронта горения качественно эквивалентен эффективному понижению адиабатической температуры смеси.

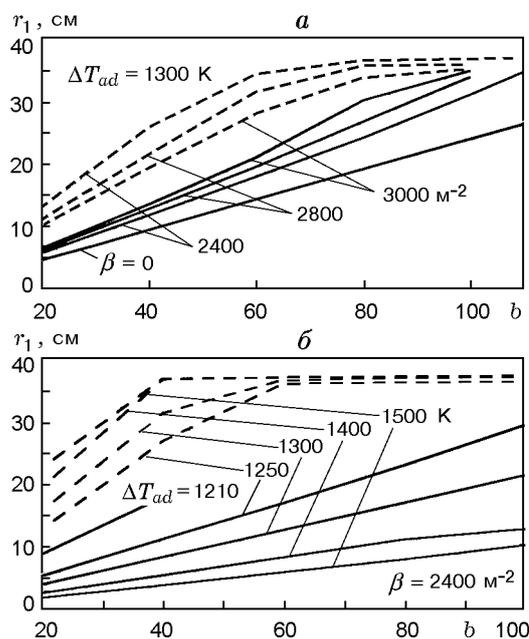


Рис. 5. Зависимость радиуса локализации горения от безразмерного массового расхода b для различных значений коэффициента внешних теплопотерь (а) и адиабатических температур смеси (б):

сплошные линии соответствуют радиусу r_1 , штриховые — $r_{1,e}$

Опыты проводили на малогабаритном фильтрационном нагревателе, корпус которого был изготовлен в соответствии со схемой рис. 1 из 2,5-миллиметровой стали. Угол раствора сектора $\varphi = 24^\circ$, высота $\Delta x = 25$ мм, длина рабочей зоны 29 см, ширина входной части устройства $L = 28$ мм. В качестве пористой среды использовалась засыпка из шариков Al_2O_3 диаметром 5 мм. В экспериментах локализация зоны горения определялась визуально. При этом положение фронта горения регистрировалось в зависимости от объемного расхода 3,7 %-й пропановоздушной смеси 2,43 : 6 м³/ч, что соответствует значениям $b = 93 : 230$.

Для сравнения расчетов по системе уравнений (17), (19), (29) с экспериментальными данными использовались следующие значения параметров: $c_{p,g} = 1,3 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К), $c_s = 780$ Дж/(кг·К), $\rho_s = 3,9 \cdot 10^3$ кг/м³, $T_0 = 300$ К, $\Delta T_{ad} = 1700$ К, $r_0 = 0$, $r_2 = 37$ мм, $\lambda = 4$ Вт/(м·К), $\epsilon' = 0,8$, $\Delta x = 25$ мм. Кинетика окисления пропана определялась согласно [3]: $K = 10^{10}$ с⁻¹, $U = 2040$ К. Коэффициент внешних теплопотерь оценивался в предположении

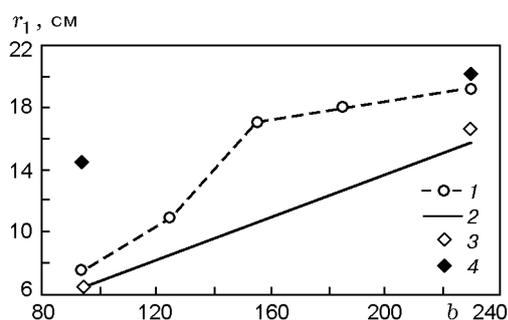


Рис. 6. Режим «радиационный нагреватель» (1 — эксперимент, 2 — расчет) и режим «бойлер» (3 — расчет, 4 — эксперимент)

доминирующего вклада излучения (аналогично [8]):

$$\beta_{0,rad} = \frac{\sigma(T_1^2 - T_0^2)\varepsilon'}{(T_1 - T_0)\Delta x}, \quad (34)$$

и значение $\beta = 2400 \text{ м}^{-2}$ было принято для расчетов, соответствующих режиму «радиационный нагреватель».

Сопоставление экспериментальных данных по радиусу локализации с теоретическим анализом приведено на рис. 6.

Проводились также измерения при внешнем теплообмене с водой. При этом происходил сдвиг зоны локализации по потоку (по сравнению с данными аналогичных измерений на воздухе). Величина коэффициента β для данного режима «бойлер» оценивалась как 6300 м^{-2} . Однако, в отличие от предсказанного моделью примерно равномерного по b сдвига фронта горения с ростом внешнего теплообмена, в опыте значительно больший сдвиг наблюдался для меньших значений расхода. Так, расходу $b = 93$ соответствует сдвиг фронта, равный 7 см, а для случая $b = 230$ — всего 1 см. Указанное значительное количественное расхождение с предсказаниями модели, вероятно, объясняется относительно большим вкладом теплопотерь в баланс энергии системы при стабилизации фронта в узкой части устройства (где отношение ширины системы к толщине равно $\approx 1,5$) по сравнению с широкой (при этом аналогичное отношение равно 5). Вероятно, для лучшего количественного соответствия в районе входной части устройства необходимо брать зависимость коэффициента теплоотдачи $\beta_0 \sim 1/r$, что характерно для геометрии сферического конуса. А независимость коэффициента теплоотдачи от радиуса, что свойственно

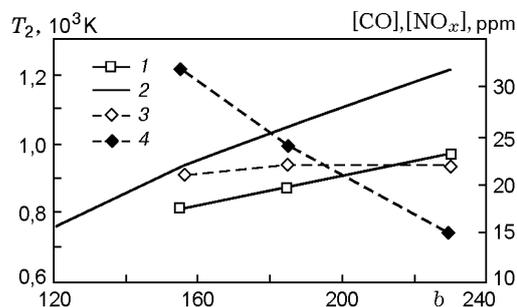


Рис. 7. Зависимость температуры на выходе системы и концентраций CO и NO_x от массового расхода смеси:

1 — T₂ (эксперимент), 2 — T₂ (расчет), 3 — [NO_x], 4 — [CO]

цилиндрической геометрии, более адекватна в широкой части устройства.

Следует отметить, что в рамках данной модели не удается объяснить характерный для эксперимента S-образный вид зависимости радиуса локализации от расхода (см. рис. 6). Например, переход к двухтемпературной модели, вероятно, приведет к несколько большим значениям r_1 и, следовательно, к лучшему количественному соответствию между экспериментальными данными и теорией, как это можно ожидать исходя из выводов работ [3, 4]. При этом, однако, линейный вид зависимости $r_1(b)$ не меняется. Таким образом, для более точного приближения требуется включить в модель двумерную фильтрацию и отказаться от описания теплопотерь коэффициентом β_0 .

На рис. 7 приведены расчетные и измеренные значения выходной температуры T_2 . Температура газового потока в выходном сечении системы измерялась термопарой. Можно отметить достаточно хорошее качественное соответствие между расчетом по модели и экспериментом. В этом же сечении проводились измерения концентраций CO и NO_x с помощью электрохимического газового анализатора TESTO-2000. Уменьшение концентрации CO с ростом расхода b также находится в качественном соответствии с моделью, что объясняется, по-видимому, небольшим понижением максимальной температуры T_1 из-за внешних теплопотерь с выходного сечения по мере продвижения фронта горения к выходу из системы.

Отметим также, что малые концентрации CO (15 : 30 ppm), близкие по порядку величины к термодинамически равновесным значениям при температурах вблизи T_1 , позволяют

сделать вывод о достаточно полном сгорании топлива в результате равномерного прогрева высокотемпературной зоны устройства в поперечном направлении и, следовательно, об адекватности одномерного приближения с введением коэффициента β_0 для описания внешних теплопотерь.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского фонда фундаментальных исследований (код проекта Ф98М-139).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Zhdanok S. A., Dobrego K. V., Futko S. I.** Flame localization inside axisymmetric cylindrical and spherical porous media burners // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 1998. V. 41. P. 3647–3655.
2. **Dobrego K. V., Futko S. I., Zhdanok S. A.** Influence of transparency of packed bed on main parameters of high radiative burner // Modern Problems of Combustion and its Applications. II Intern. School-Seminar. Contributed Papers. Minsk, 1997. P. 29–33.
3. **Какуткина Н. А., Бабкин В. С.** Характеристики стационарных сферических волн горения в инертных пористых средах // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 2. С. 9–19.
4. **Martynenko V. V., Shabunya S. I.** Two-temperature model of filtration combustion. 2D approach // 27th (Intern.) Symp. on Combustion: Abst. Work-in-Progress Posters. Pittsburgh, 1998. P. 408.
5. **Футько С. И., Шабуня С. И., Жданок С. А.** Приближенное аналитическое решение для сверхadiaбатической волны горения // Инж.-физ. журн. 1998. Т. 71, № 1. С. 41–45.
6. **Zhdanok S. A., Kennedy L. A., Koester G.** Combustion wave in a diluted methane — air mixture under filtration in a packed bed // Combust. Flame. 1995. V. 100. P. 221–231.
7. **Доброго К. В., Жданок С. А., Крауклис А. В. и др.** Исследование устойчивости фильтрационного горения в цилиндрическом радиационном нагревателе с пористым рабочим телом // Инж.-физ. журн. 1999. Т. 72, № 4. С. 627–633.
8. **Futko S. I., Shabunya S. I., Zhdanok S. A., Kennedy L. A.** Superadiabatic combustion wave in a diluted methane — air mixture under filtration in a packed bed // 26th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1997. P. 3383–3389.

*Поступила в редакцию 29/IV 1999 г.,
в окончательном варианте — 21/X 1999 г.*