

УДК 536.46

## СТРУКТУРА БЕДНЫХ ПЛАМЕН ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ПЕРЕМЕШАННЫХ ВОДОРОДОВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ В КОЛЬЦЕВОЙ МИКРОГОРЕЛКЕ

С. Я. Джежюркар, Д. П. Мишра

Лаборатория горения, факультет аэрокосмической техники, Индийский технологический институт 208 016 Канпур, Индия, swarup\_bits@yahoo.co, mishra@iitk.ac.in

Устойчивость горения и узкие пределы стабилизации — наиболее важные вопросы для микрогорелок (характерный размер 1 мм), поскольку увеличение теплопотерь может привести к тепловому гашению пламени. Водород является потенциальным топливом для микрогорелок вследствие его высокой удельной теплотворной способности и широких концентрационных пределов распространения пламени. В работе изучались бедные пламена предварительно перемешанных водородовоздушных смесей, стабилизированные в недавно предложенной кольцевой микрогорелке. Выполнены детальные численные расчеты для осесимметричного случая, учитывающие детальную кинетику, многокомпонентную диффузию, теплоперенос, тепловое излучение из газовой и твердой фаз. Показано, что стабилизация пламени происходит за счет предварительного подогрева смеси, несмотря на то что температура стенки выше температуры самовоспламенения. Показана важность реакций с участием Н в кинетике микропламен в низко- и высокотемпературных областях микрогорелки.

Ключевые слова: бедные пламена, предварительно перемешанные смеси, микрогорелка, теплопотери, водород, структура пламени.

### ВВЕДЕНИЕ

Общей особенностью цилиндрических микрогорелок является отсутствие какой-либо структуры потока, которая содействовала бы стабилизации пламени. Понимание механизма стабилизации пламени в прямой трубке миллиметрового размера важно для конструирования практических микрогорелок, в которых процессы переноса, включающие течение и теплопередачу, вероятно, будут подобны. Экспериментальное исследование предварительно перемешанных метано-, пропано- и водородовоздушных пламен в узких трубках выполнено в работах [1–5]. Стехиометрическое метановоздушное пламя могло стабилизироваться в прогретой стальной трубке диаметром меньше характеристического гасящего диаметра, и время существования пламени определялось формированием и конденсацией воды на стенке трубки. В этих экспериментах наблюдалась также тенденция пламени к уширению при высоких расходах потока.

Изучение структуры бедного пламени во-

дородовоздушных смесей проводилось в работах [6–9]. В [6] показано, что концентрация радикала ОН выше равновесной и падает вниз по потоку, так же как в богатых пламенах. В работе [7] при исследовании структуры пламени  $\text{H}_2\text{—O}_2$  вблизи бедного предела распространения обнаружено, что, несмотря на кажущееся сходство с богатым пламенем, концентрация радикала Н меньше, чем ОН, О и  $\text{HO}_2$ . Кроме того, важную роль играют реакции обрыва цепи  $\text{OH} + \text{HO}_2 = \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$  и  $\text{O} + \text{HO}_2 = \text{OH} + \text{O}_2$ . В [8] с помощью асимптотического анализа выявлены сходство и различие между бедными метано- и водородовоздушными пламенами. Численное изучение в работе [9] структуры пламени в предварительно перемешанных водородовоздушных смесях в выхлопном факеле показало, что при изменении состава смеси от бедного к богатому в вершине пламени возможно как прекращение горения, так и его интенсификация.

Работы, посвященные изучению структуры пламени в микрогорелках, немногочисленны. В [10] выполнен анализ влияния уширения пламени на реакционную кинетику в рамках одномерного анализа микрогорения в узком канале (между параллельными пластинами). Скорости пяти доминирующих реакций:  $\text{H} + \text{O}_2 = \text{O} + \text{OH}$ ,  $\text{H}_2 + \text{O} = \text{H} + \text{OH}$ ,  $\text{H}_2 +$

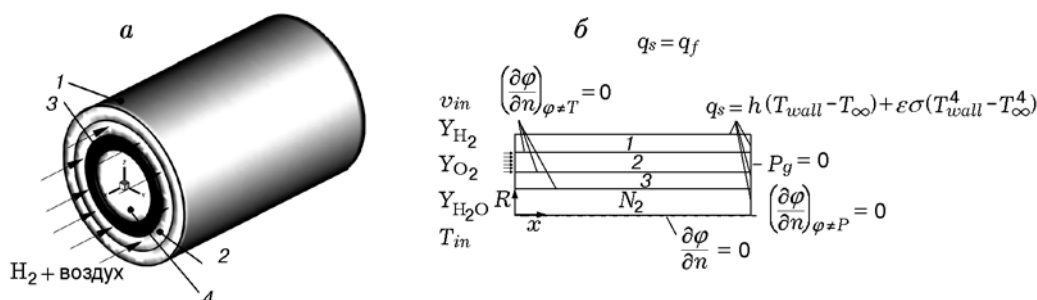


Рис. 1. Трехмерный вид кольцевой микрогорелки (а) и соответствующие граничные условия, принимаемые в двумерной математической модели (б):

1 — внешняя трубка, 2 — кольцевая реакционная зона, 3 — внутренняя трубка, 4 — заполненная сердцевина с азотом

$\text{OH} = \text{H}_2\text{O} + \text{H}$ ,  $\text{H} + \text{O}_2 + \text{M} = \text{HO}_2 + \text{M}$ ,  $\text{HO}_2 + \text{H} = \text{OH} + \text{OH}$  — возрастают с уменьшением ширины щели, происходит также уширение профилей скоростей реакций. Изменения связывали с усилением рецикла тепла при уменьшении ширины щели. Понимание механизма стабилизации пламени важно для развития новых эффективных методов возврата тепла в микрогорелках. Тепловые аспекты процесса стабилизации пламени рассматривались почти во всех исследованиях микрогорения, однако динамике этого процесса уделялось мало внимания. Вместе с тем это исключительно важно, поскольку большинство пламен в керамических трубках миллиметрового размера стабилизируются термически благодаря рециклу тепла по стенке. Более того, недавние исследования водородовоздушных пламен [11] позволяют предположить, что стабилизация пламени происходит на стенках микрогорелки.

В настоящей работе исследовалась структура бедного водородовоздушного пламени в кольцевой микрогорелке с целью понять процесс стабилизации пламени и подтвердить его тепловой механизм, обнаруженный при моделировании в рамках одностадийной кинетики [11, 12]. Были определены доминирующие по тепловыделению реакции и изучено влияние размеров горелки и теплопотерь на структуру пламени.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В конструкции кольцевой микрогорелки, изображенной на рис. 1, а, нагретая область создается за счет поддержания высокой температуры стенок. С этой целью внутреннюю полость трубки заполняли инертным азотом, в

Таблица 1

Размеры установки

Размер	Внутренняя трубка	Внешняя трубка	Кольцевая зона
$d_i$ , мм	5	9	7
$t$ , мм	1	1	1
$d_0$ , мм	7	11	9
$l$ , мм	20	20	20

Примечание.  $d_i$ ,  $d_0$  — внутренний и внешний диаметры,  $t$  — толщина стенки,  $l$  — длина.

отличие от ранних конструкций [13], в которых применялся твердый стержень. Сравнение тепловых свойств газов и типичных твердых материалов [14] показало, что объемная теплоемкость и тепловая инерция газа меньше, чем у твердых тел, и газы быстрее достигают теплового равновесия. Такое устройство позволяет сохранять выделившееся при формировании пламени тепло, которое иначе было бы потеряно, и помогает получить стабильное горение в кольцевой полости между двумя концентрическими трубками.

Типичные размеры конструктивных деталей установки приведены в табл. 1. Размер кольцевого зазора между внешней и внутренней концентрическими трубками равен 1 мм. Полный объем реактора  $1.9 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3$ , отношение площади внешней поверхности к объему реактора  $364 \text{ м}^{-1}$ .

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В основу модели положены уравнения сохранения массы (непрерывность), импульса,

энергии и закон сохранения отдельных частиц. Уравнения представлены ниже в векторном обозначении, рассматривалась только цилиндрическая симметрия реактора:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla P + \nabla \bar{\tau}, \quad (2)$$

где  $\bar{\tau} = \mu[(\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) - (2/3)(\nabla \mathbf{v} I)]$  — тензор вязких напряжений,

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla[\mathbf{v}(\rho E + P)] = \\ = \nabla \left[ k \nabla T - \sum_{i=1}^n h_i \bar{J}_i + (\bar{\tau} \mathbf{v}) \right] + S_r + S_{rad}, \quad (3) \end{aligned}$$

где  $E = h - P/\rho + v^2/2$  — полная энергия,

$$h = \sum_{i=1}^n Y_i h_i, \quad h_i = \int_{298.15}^T c_{p,i} dT,$$

$$S_r = - \sum_{i=1}^n \frac{h_i^0}{MW_i} r_i,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho Y_i)}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} Y_i) = -\nabla \bar{J}_i + r_i \\ (i = 1, \dots, n-1), \quad (4) \end{aligned}$$

где  $\bar{J}_i = -\rho D_{i,m} \nabla Y_i - D_{T,i} (\nabla T/T)$ . Здесь  $\rho$  — плотность,  $\mu$  — динамическая вязкость,  $\mathbf{v}$  — скорость,  $P$  — давление,  $T$  — температура,  $t$  — время,  $c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении,  $Y_i$  — массовая концентрация компонента,  $r_i$  — скорость реакции,  $k$  — теплопроводность,  $S_{rad}$  — радиационный тепловой поток,  $S_r$  — тепловой поток реакции,  $MW$  — молекулярная масса,  $D$  — коэффициент диффузии. Уравнение (4) записано для  $n-1$  частиц смеси, массовая доля  $n$ -й частицы равна  $Y_n =$

$1 - \sum_{i=1}^{n-1} Y_i$ . Несущий газ ( $N_2$ ) всегда считался

$n$ -й частицей, чтобы более точно предсказывать массовые доли радикалов и частиц с низкой концентрацией. При вычислении диффузионного потока учитывалась диффузия, обусловленная градиентами концентрации и температуры (эффект Соре). Коэффициенты диффузии

индивидуальных частиц вычислялись по кинетической теории. Эффективные коэффициенты диффузии частиц в смеси рассчитывались методом следовой диффузии [15]. Для вычисления скорости реакции  $r_i$  использовалась не вся программа, а только ее кинетический блок. В общем случае рассматривался  $m$ -шаговый реакционный механизм для  $n$  частиц. Обобщенное уравнение для всех обратимых реакций между всеми частицами имеет вид

$$\sum_{i=1}^n \nu_{i,r} A_i = \sum_{i=1}^n \nu'_{i,r} A_i.$$

Последнее выражение приводит к следующему уравнению для молярной скорости реакции  $R_i$   $i$ -й частицы в  $r$ -й реакции:

$$\begin{aligned} R_{i,r} = (\nu'_{i,r} - \nu_{i,r}) \left( \sum_{j=1}^n \gamma_{j,r} C_j \right) \times \\ \times \left[ k_{f,r} \prod_{j=1}^n (C_{j,i})^{\eta_{j,r}} - k_{b,r} \prod_{j=1}^n (C_{j,i})^{\nu'_{j,r}} \right]. \end{aligned}$$

Здесь  $A$  — компонент,  $C$  — молярная концентрация,  $i, j$  — номера компонентов,  $k_b$  — коэффициент скорости обратной реакции,  $k_f$  — коэффициент скорости прямой реакции,  $\gamma$  — коэффициент эффективности действия третьего тела,  $\eta$  — показатель степени в уравнении скорости прямой реакции ( $= \nu$ ),  $\nu$  — стехиометрический коэффициент для реагентов,  $\nu'$  — стехиометрический коэффициент для продуктов. Второй член в квадратных скобках отражает суммарное влияние третьих тел на скорость реакции. Источниковый член  $r_i$  в уравнении (4), обусловленный химическими реакциями, получается из последнего уравнения, ес-

ли использовать выражение  $r_i = MW_i \sum_{r=1}^{n_R} R_{i,r}$ .

Константа скорости прямой реакции получается из закона Аррениуса, а константа скорости обратной реакции — из константы химического равновесия:

$$k_{f,r} = k_{0,r} T^{b_r} \exp \left( - \frac{E_r}{R_u T} \right),$$

$$k_{b,r} = k_{f,r} / K_r,$$

$$K_r = \exp \left[ \frac{\Delta S_r^0}{R_u} - \frac{\Delta H_r^0}{R_u T} \right] \left( \frac{P_{atm}}{R_u T} \right)^{\sum_{i=1}^n (\nu'_{i,r} - \nu_{i,r})},$$

$$\frac{\Delta S_r^0}{R_u} = \sum_{i=1}^n (\nu'_{i,r} - \nu_{i,r}) \frac{s_i^0}{R_u},$$

$$\frac{\Delta H_r^0}{R_u} = \sum_{i=1}^n (\nu'_{i,r} - \nu_{i,r}) \frac{h_i^0}{R_u}.$$

Здесь  $R_u$  — универсальная газовая постоянная,  $H$  — энтальпия. Для вычисления потока излучения в газовой и твердой средах решали уравнение для полной интенсивности излучения  $I$ :

$$\nabla(I(\mathbf{r}, \mathbf{s})\mathbf{s}) = -(a + \sigma_s)I(\mathbf{r}, \mathbf{s}) + an^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(\mathbf{r}, \mathbf{s}') d\Omega'. \quad (5)$$

Здесь  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана,  $\sigma_s$  — коэффициент рассеяния,  $a$  — коэффициент поглощения,  $\mathbf{s}'$  — направление рассеяния,  $n$  — коэффициент преломления,  $\Omega'$  — телесный угол. Для решения использовали вариант программы DOM [16, 17]. Затем по полученному значению  $I$  определяли  $S_{rad}$  (уравнение (3)). То есть уравнения (3) и (5) решали отдельно.

Первое слагаемое в правой части (5) отражает ослабление интенсивности излучения за счет поглощения и рассеяния, второе слагаемое — прирост интенсивности вследствие излучения. Уравнение переноса решалось для каждого направления, в двумерном случае использовались четыре октанта, что приводило к  $4N_\theta N_\varphi$  уравнениям для радиационной модели [18], где  $N$  означает угловую дискретизацию по  $\theta$  и  $\varphi$ . Кинетика пламени моделировалась обновленным механизмом Коннова [19], состоящим из восьми частиц (H, H<sub>2</sub>, O, O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, OH, HO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> (N<sub>2</sub> — инерт)) и 21 обратимой реакции. Для проверки этой кинетической модели в [19] выполнено сравнение вычисленного времени задержки зажигания с измеренным.

Условия, принятые на границах, приведены на рис. 1, б. При этом учитывалась осевая симметрия микрогорелки. Тем не менее мы отдаем себе отчет в том, что принятые выше упрощения не исключают существования несимметричных пламен, если моделировать реакционную зону без упрощений.

Уравнения (1)–(5) с граничными условиями, приведенными на рис. 1, б, дискретизировались методом конечного объема и решались

с помощью программы [18, 20] со вторым порядком точности при пространственном и временном дифференцировании. Размер сетки выбран равным 25 мкм в обоих направлениях. Детальная численная оценка достоверности получена в [11, 12, 14] с помощью метода, основанного на индексе сходимости на сетке Роуча [21]. Поскольку экспериментальные данные для предлагаемой кольцевой микрогорелки отсутствуют, для проверки математической модели использовались результаты экспериментов [22], выполненных на сходной по конфигурации микрогорелке. В [22] исследовалось предварительно перемешанное водородовоздушное пламя в цилиндрической микрогорелке из нержавеющей стали SS316, внутренний диаметр которой ступенчато возрастал вниз по потоку. Результаты измерения [22] средней температуры стенки и ее расчета по предложенной модели приведены на рис. 2. Для стехиометрической смеси предсказанные величины совпадают с экспериментальными либо лежат в пределах экспериментальной ошибки или вблизи ее границы. Расхождение результатов наблюдается для бедных смесей. Но здесь следует отметить некоторую аномальность экспериментальных данных. Средняя температура стенки

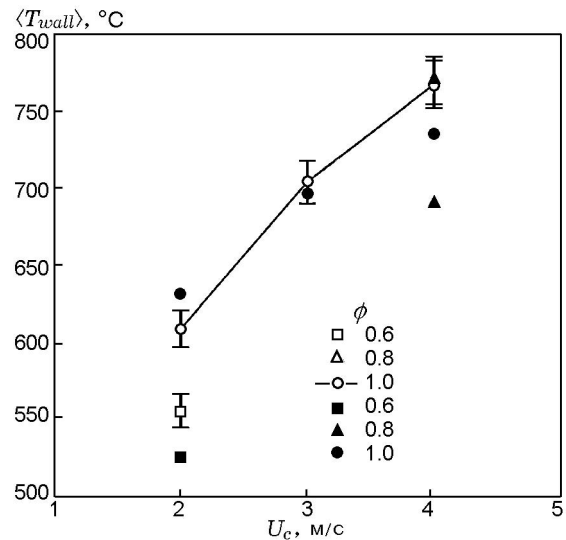


Рис. 2. Сравнение результатов численного расчета температуры стенки по предложенной модели (темные знаки) с экспериментальными данными [22] (светлые знаки):

диапазон максимальных скоростей по оси  $x$  соответствует диапазону входных скоростей  $8 \div 16$  м/с

в случае смеси с коэффициентом избытка окислителя  $\phi = 0.8$  выше, чем для стехиометрической смеси. Возможно, это указывает на неточность, допущенную при измерении. Причиной такой неточности могло быть отсутствие стационарного состояния при проведении измерений для смеси с  $\phi = 0.8$ . Этим можно объяснить, почему средние температуры стенки близки для этих двух смесей. Таким образом, математическая модель, предложенная в настоящей работе, способна предсказать среднюю температуру стенки исследуемой микрогорелки.

### СТАБИЛИЗАЦИЯ ПЛАМЕНИ: КИНЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ

В предыдущих наших исследованиях [11, 12] использовалась одностадийная кинетика и механизм стабилизации пламени в кольцевой микрогорелке изучался с точки зрения только тепловых аспектов (без анализа кинетики). Было показано, что температура стенки выше температуры самовоспламенения, благодаря чему пламя «прикреплялось» прямо к стенке (отсутствует пристеночная область, где пламя не существует). Более того, параметрическое изучение [14] показало, что расстояние от входа до точки «закрепления» пламени есть функция теплопроводности стенки, пламя смещается дальше от входа при уменьшении теплопроводности. Хотя одностадийная химическая кинетика адекватно описывает суммарный тепловой механизм стабилизации, необходимо изучение с использованием многостадийной кинетики, чтобы понять кинетические аспекты процесса. В этом параграфе проанализированы режимы стабилизации пламени на стенках и во всем потоке с помощью многостадийной кинетики.

Самовоспламенение и предварительный нагрев — это два возможных механизма стабилизации пламени в пределах кольцевой микрогорелки. О возможности их существования свидетельствует высокая температура стенки вблизи края пламени, а также тот факт, что одностадийная химия предполагает обратный тепловой поток и предварительный нагрев в микрогорелке. В наличии одного из этих механизмов можно убедиться, если сравнить массовые доли неосновных частиц и радикалов с данными, полученными для типичных случаев одномерного самовоспламенения и ламинарного горения предварительно перемешанной сме-

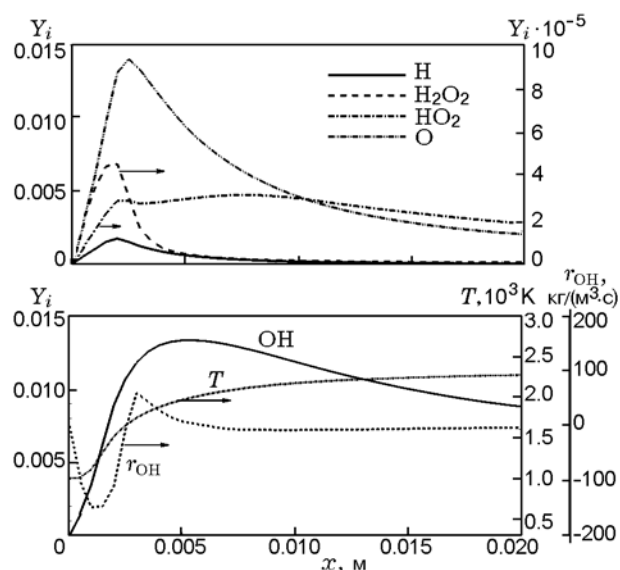


Рис. 3. Результаты численного расчета в рамках одномерной модели стабилизации бедного топливом пламени вследствие самовоспламенения:

пики массовых долей радикалов и неосновных частиц располагаются перед пиком скорости суммарного производства радикала  $\text{OH}$ ;  $\phi = 0.5$ ,  $v_{in} = 100$  м/с,  $T_{in} = 1000$  К

си [23]. На рис. 3 показано изменение массовых долей частиц, температуры и суммарных скоростей образования и расходования  $\text{OH}$  при самовоспламенении. Соответствующие профили для одномерного пламени предварительно перемешанной смеси приведены на рис. 4, на котором координата  $r$  направлена по нормали к пламени. На рис. 3 видно, что радикалы и неосновные частицы появляются перед возникновением  $\text{OH}$  (означает тепловой разгон) в случае самовоспламенения. С другой стороны, их концентрации растут вместе с  $\text{OH}$  и достигают пика вблизи максимума скорости образования  $\text{OH}$  в случае предварительного нагрева. Это классический механизм стабилизации пламени предварительно перемешанной смеси. Сравним эти данные с полученными нами результатами для бедного пламени ( $\phi = 0.5$ ), стабилизированного в пределах кольцевой микрогорелки ( $v_{in} = 7.5$  м/с,  $T_{in} = 300$  К,  $k_{wall} = 1.75$  Вт/(м·К)).

Такие распределения массовых долей на стенке внутренней трубки показаны на рис. 5. Видно, что они имеют сходство с профилями, приведенными на рис. 4, что указывает на то, что стабилизация на стенках обусловлена

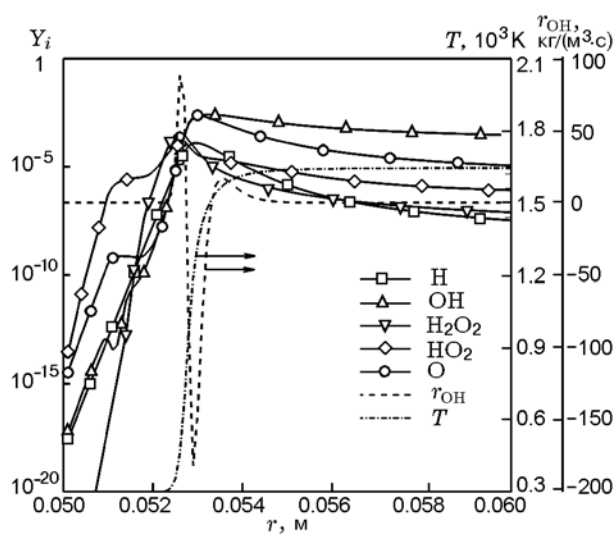


Рис. 4. Результаты численного расчета в рамках одномерной модели стабилизации бедного топливом пламени вследствие предварительного прогрева:

пики массовых долей радикалов и неосновных частиц располагаются вблизи пика скорости суммарного образования радикала OH;  $\phi = 0.5$ ,  $v_{in} = 0.5$  м/с,  $T_{in} = 300$  К

предварительным нагревом входящей топливозвоздушной смеси за счет передачи тепла от стенки. Более того, профили массовых долей в центре реакционной зоны (соответствуют  $r = 0.004$  м), показанные на рис. 5, близки к типичному случаю, представленному на рис. 4.

### КИНЕТИКА РЕАКЦИЙ

В работе [10] при исследовании влияния теплового взаимодействия потока со стенкой на химическую кинетику водородовоздушного пламени было обнаружено, что рециркуляция тепла приводит к уширению пламени и изменению относительной значимости элементарных реакций. В этом параграфе рассматривается кинетика реакций в различных пламенах с целью определить реакции, контролирующие кинетику пламени, а также изучить влияние теплотеря на химическую кинетику. Еще один вопрос, которого мы коснемся, — роль низкотемпературных реакций при стабилизации пламени. Низкотемпературная кинетика представляет особый интерес при изучении микроргорания, и неспособность одностадийной кинетики моделировать низкотемпературные реакции влияет на ее достоверность.

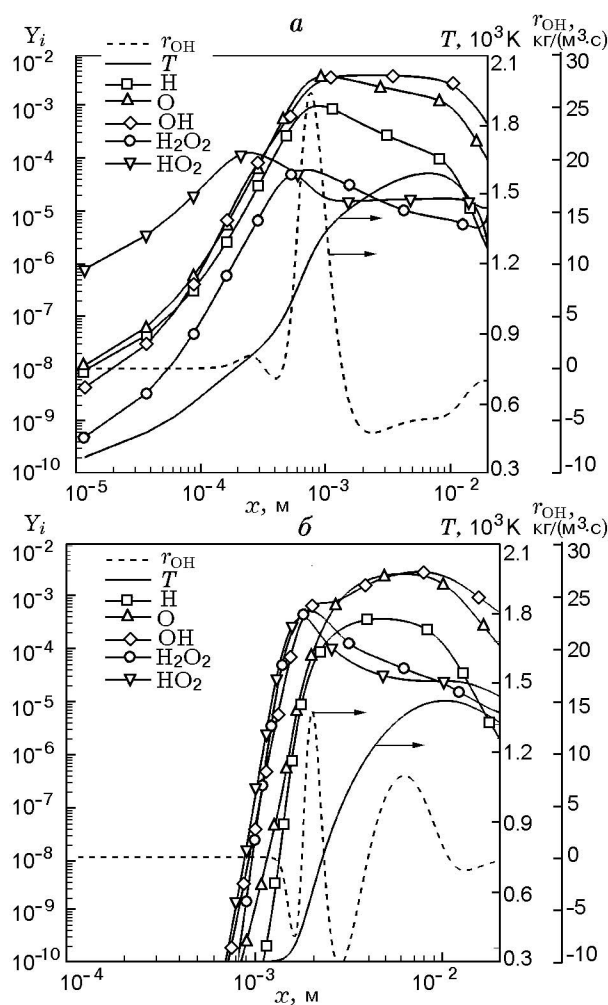


Рис. 5. Результаты численного расчета стабилизации пламени на стенке внутренней трубки и в центре реакционного кольцевого зазора:

*a* — вблизи стенки внутренней трубки, *b* — в центре кольцевой реакционной зоны; сходство с рис. 4 указывает на то, что стабилизация пламени происходит в результате предварительного нагрева входящей во фронт пламени смеси;  $v_{in} = 7.5$  м/с,  $T_{in} = 300$  К,  $k_{wall} = 1.75$  Вт/(м·К)

Для того чтобы определить доминирующие реакции при различных условиях теплотеря и для разных составов смеси, был выполнен интегральный анализ потока компонентов реакций [24]. Для этого проводилось интегрирование по объему скоростей образования/расходования каждой частицы во всех реакциях, в которых она участвует как реагент или продукт. Вклады каждой реакции в образование и расходование данной частицы систематизированы в виде матрицы, в строках которой указаны вклады реакции, в колонках — тип

Таблица 2

Результаты интегрального анализа потока компонентов реакций  
( $k_{wall} = 1.75 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ ,  $v_{in} = 7.5 \text{ м}/\text{с}$ ) в водородовоздушном пламени с  $\phi = 0.5$ ,  
стабилизированном в кольцевой микрорелке

Номер реакции	H	H <sub>2</sub>	O	O <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	OH	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	HO <sub>2</sub>
7	3	—	—	—	6.1	2.8	—	—
8	(-)9.4	—	—	(-)28.8	—	—	—	24.4
11	6.6	—	—	(-)20.4	—	—	—	17.2
12	—	—	—	—	—	5	48.1	—
14	10.8	(-)20.7	(-)41.9	—	—	10.4	—	—
15	(-)11.3	—	44.1	(-)34.7	—	11	—	—
16	39.2	(-)75.5	—	—	81.2	(-)37.9	—	—
18	—	—	3.5	2.8	—	0.9	—	2.3
19	(-)13.5	—	—	—	—	26.2	—	(-)35
20	1.5	—	6	—	3.2	—	—	4
21	1.4	2.7	0	4.3	—	—	—	3.6
31	—	—	—	—	4.1	1.9	(-)36.4	5.1
Сумма	96.7	98.9	95.5	91	94.6	99.4	84.5	91.6

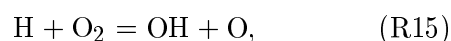
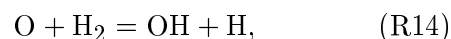
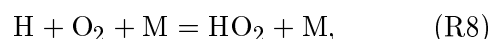
Примечание. Знак минус в круглых скобках указывает на гибель частиц. Вклады приведены в процентах.

частицы. Строка в матрице считалась несущественной, если вклады реакций для большинства частиц близки к 1 % или меньше. Результаты интегрального анализа бедного топливом пламени представлены в табл. 2. В ней приведены только те реакции, которые значительно влияют на скорость выделения тепла. Полный вклад показан в последней строке.

Зависимости скорости доминирующих реакций от безразмерной температуры, полученные в центре кольцевого зазора, вблизи поверхности внутренней трубки и поверхности внешней трубки, представлены на рис. 6, б–г. На рис. 6, а приведены данные, соответствующие одномерным пламенам. Рассматривая интенсивность горения, можно заметить, что скорость реакций увеличивается по сравнению с соответствующим одномерным пламенем вблизи поверхности внутренней трубки, поскольку здесь преобладают высокие температуры, при которых доминирующие реакции более активны. В центре кольцевой реакционной зоны скорости реакций уменьшаются, и активность химических процессов наблюдается в низкотемпературных зонах. Влияние теплопроводности

наиболее ярко проявляется вблизи поверхности внешней трубки (рис. 6, г). При горении бедных пламен вблизи низкотеплопроводной стенки (типа керамики) химические реакции почти не идут, вероятно из-за низкой температуры стенки вблизи входа, и потому в этом месте пламя гаснет. Анализ скоростей реакций в бедных пламенах вблизи стенки внутренней трубки показал сходную неактивность химических процессов в низкотемпературных зонах. В центре кольцевого зазора (рис. 6, в) реакции протекают активно.

Эти наблюдения указывают на то, что низкая температура стенки внешней трубки является не единственной причиной гашения пламени для материалов с низким значением  $k_{wall}$ . Чтобы понять это, рассмотрим канонические случаи в свете следующих доминирующих реакций:



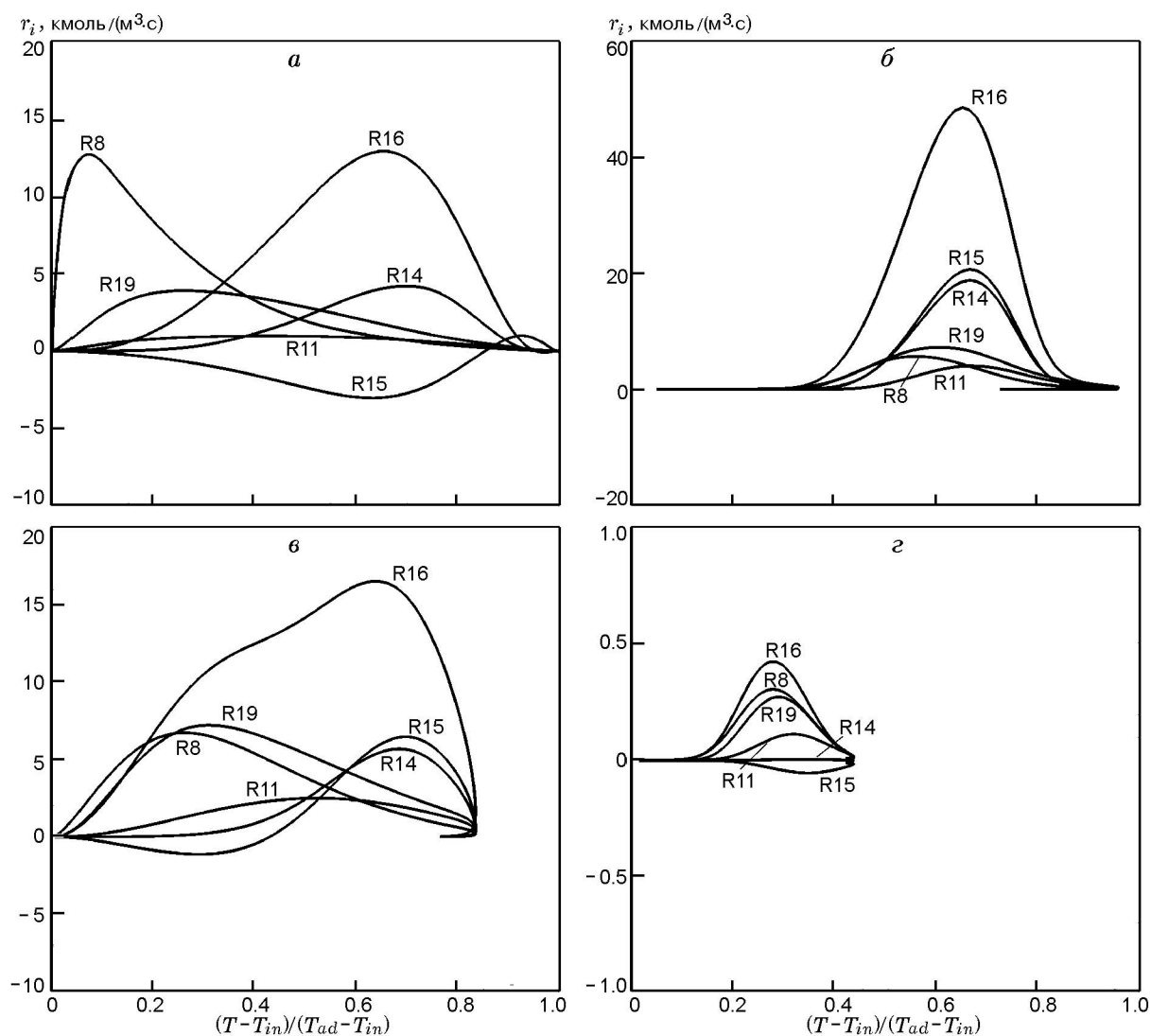
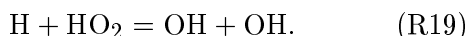
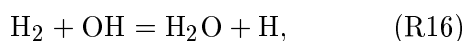


Рис. 6. Молярные скорости доминирующих реакций:

*a* — результаты для одномерного пламени, *б* — вблизи стенки внутренней трубки, *в* — в центре кольцевой реакционной зоны, *г* — вблизи стенки внешней трубки;  $\phi = 0.5$



Вклад реакции R11, подобной R8, незначителен по сравнению с вкладом R8. Видно, что во всех пяти реакциях участвует радикал H либо как реагент, либо как продукт. Гибель радикалов H при низких температурах происходит главным образом в реакциях R8 и R19 (и в R15 в меньшей степени). Реакции R14 и R16 ответственны за образование H при высоких температурах. В случае бедных пламен количество радикалов H снижается вследствие меньшего

содержания  $\text{H}_2$  в смеси. Отсутствие H в низкотемпературных зонах и небольшие скорости реакций R8, R19 и R15 могут привести к сокращению количества радикалов OH, и, как следствие, тепловой разгон не произойдет. В конце концов скорость тепловыделения окажется низкой или пламени не будет совсем. Несмотря на то, что в высокотемпературных зонах в реакциях R14 и R16 образуются радикалы H, их диффузия в низкотемпературные зоны уменьшается вследствие низкой температуры вблизи стенки внешней трубки. Таким образом, низкие температуры на внешней стенке в комбинации со снижением количества радика-



Таблица 3  
 Результаты интегрального анализа потока компонентов реакций  
 в случае адиабатического горения

Номер реакции	H	H <sub>2</sub>	O	O <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	ОН	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	НО <sub>2</sub>
7	2.9	—	—	—	6	2.8	—	—
8	9.6	—	—	29.9	—	—	—	24.9
11	6.7	—	—	20.9	—	—	—	17.4
12	—	—	—	—	—	4.4	48.3	—
14	10.7	20.6	42.2	—	—	10.5	—	—
15	10.8	—	42.5	33.5	—	10.5	—	—
16	39.3	75.7	—	—	82	38.5	—	—
18	—	—	3.7	2.9	—	1	—	2.4
19	13.7	—	—	—	—	26.8	—	35.5
20	1.6	—	6.2	—	3.3	—	—	4.1
21	1.4	2.7	—	4.4	—	—	—	3.6
31	—	—	—	—	3.3	1.6	34.2	4.2
Сумма	96.7	99	94.6	91.6	94.6	96.1	82.5	92.1

Примечание. Вклады указаны в процентах.

лов H уменьшают тепловой разгон (образование ОН) и скорость тепловыделения. Дополнительные вычисления (не представлены в настоящей работе) показали, что количество радикалов H возрастает при более высоких эквивалентных отношениях и формирование верхней ветви пламени вблизи внешней трубки становится возможным, даже если температура стенки низкая (высокие аксиальные градиенты температуры).

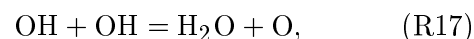
### ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПТЕРЬ

Вклады доминирующих реакций, приведенные в табл. 3 для адиабатического пламени, остались по существу почти неизменными в сравнении с неадиабатическим пламенем (см. табл. 2). Это сходство отражается в локальных распределениях и в значимости доминирующих реакций в центре кольцевого зазора и вблизи внутренней стенки, как видно на рис. 7. Однако заметные изменения появляются вблизи стенки внешней трубки (рис. 7,з): верхняя ветвь пламени формируется в отсутствие теплопотерь из зоны пламени вследствие теплоизоляции внешней стенки.

Различие наблюдается и для распределе-

ний скоростей тепловыделения в этих двух случаях (рис. 8). При наличии теплопотерь пламя ближе к гашению и верхняя его ветвь полностью отсутствует. В отсутствие теплопотерь формируется короткая и интенсивная верхняя ветвь пламени благодаря высокой температуре стенки, достигаемой из-за изоляции.

Заметим, что ключевое отличие от соответствующего одномерного случая заключается во взаимном расположении максимумов для реакций R16 и R8. Если в одномерном случае скорость реакции R16 становится значительной только после низкотемпературных пиков реакций R8 и R19 (обе необходимы для образования ОН), то в осесимметричных случаях пики реакций R8 и R19 сдвигаются в область более высоких температур и для реакции R16 в месте расположения этих пиков наблюдается плато. Рост скорости реакции R16 раньше увеличения скоростей реакций R8 и R19 есть следствие низкотемпературной активности реакции



в которой образуются два радикала ОН, несмотря на то что вклад этой реакции мал

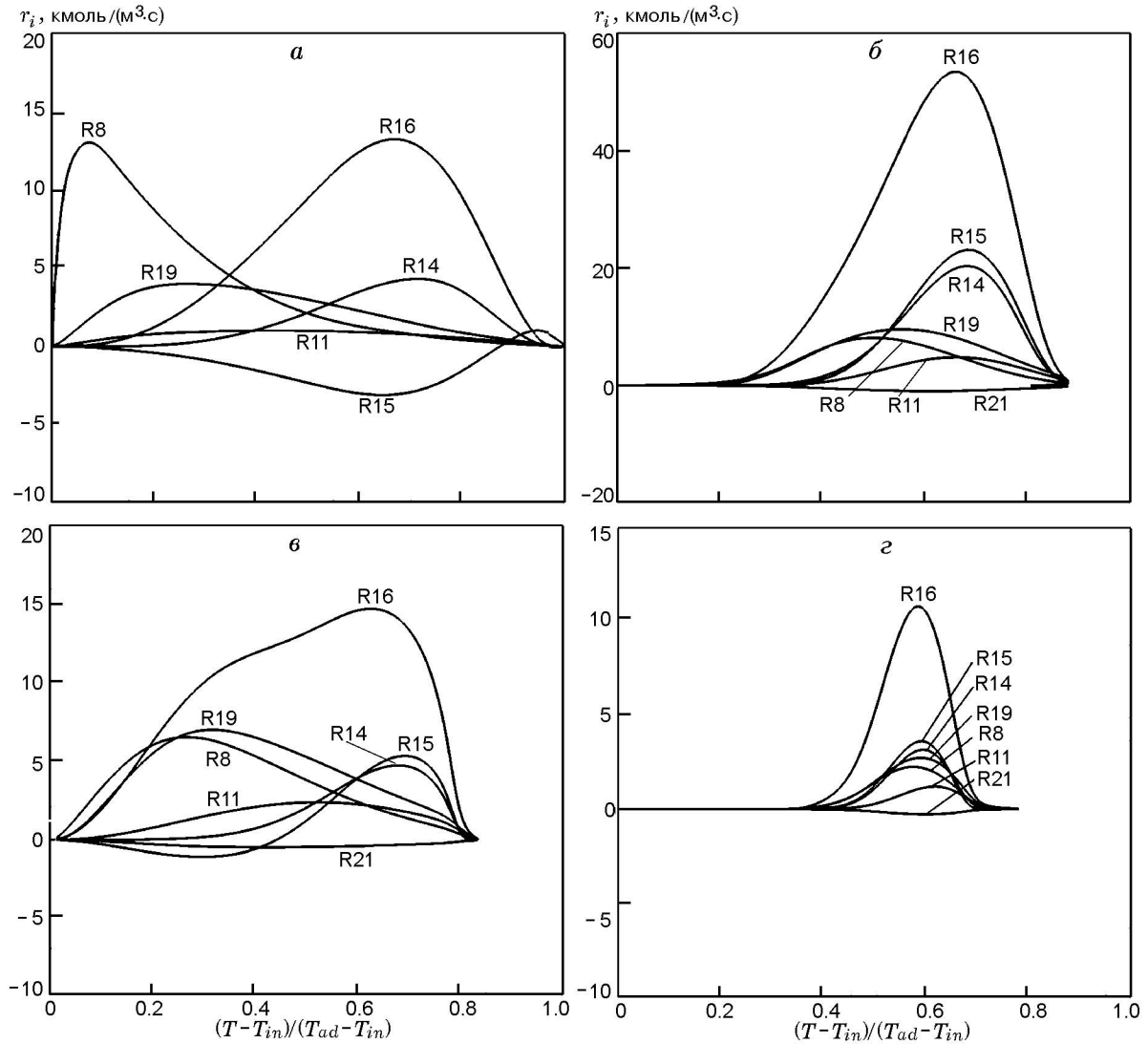


Рис. 7. Молярные скорости доминирующих реакций для адиабатического случая:  
*a* — результаты для одномерного пламени, *б* — вблизи стенки внутренней трубки, *в* — в центре кольцевой реакционной зоны, *г* — вблизи стенки внешней трубки;  $\phi = 0.5$



Рис. 8. Влияние теплотерь на скорость тепловыделения:  
*a* — неадиабатические стенки, *б* — адиабатические стенки;  $\phi = 0.5$ ,  $k_{wall} = 1.75 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ ,  $v_{in} = 7.5 \text{ м}/\text{с}$ ,  $T_{in} = 300 \text{ К}$

в общей схеме. Другие две возможные реакции R6 и R31 активны в высокотемпературных зонах и не играют большой роли в накоплении продукта  $H_2O$  в низкотемпературных зонах.

Таким образом, или радикал O необычно неподвижен при низких температурах, или различия можно объяснить неосновными реакциями, подобными R20, в которых образуются O и  $H_2O$  наряду с диффузией радикала H в низкотемпературную зону. Другими словами, эффекты многомерности играют роль и кажущееся сходство с одномерным случаем связано с процессами вблизи вершины/центра пламени. Эти эффекты не зависят от состава смеси и наиболее заметны в области стенки, где в реакциях R8 и R19 низкотемпературные пики полностью отсутствуют, хотя реакция R16 интенсивно образует  $H_2O$ . Эти наблюдения исключают миграцию радикалов O и H из плеча и вершины пламени вследствие «действия воронки» (funneling action), которую можно рассматривать как причину активности R16 в низкотемпературных зонах.

На рис. 9 видно, что образование воды при низкой температуре происходит в центре реакционной зоны, а также в области внешней стенки, когда учитываются теплопотери. В то же время маловероятно, что образование воды при низких температурах приводит к га-

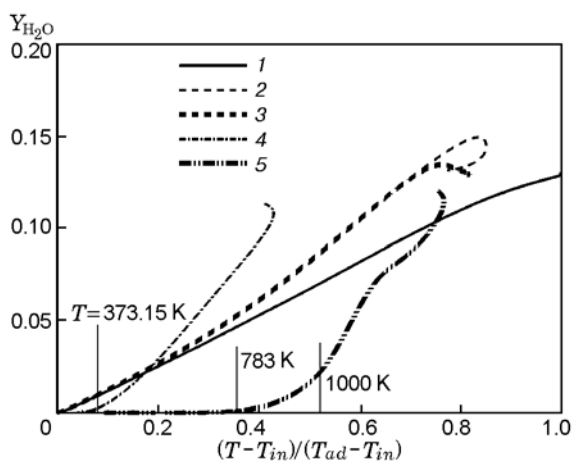


Рис. 9. Массовая доля  $H_2O$  в газовой фазе как функция температуры вблизи внутренней поверхности внешней трубки и в центре кольцевого зазора:

1 — одномерное пламя, 2 — в центре кольцевой реакционной зоны, 3 — в центре кольцевой реакционной зоны (адиабатический), 4 — вблизи внешней стенки, 5 — вблизи внешней стенки (адиабатический)

шению пламени в горелках обычного размера из-за большого реакционного объема. Конденсация воды на стенках микрорелки наблюдалась экспериментально [2, 4] в случае микрорегорения. Небольшое количество воды блокировало канал, пламя двигалось в холодные части, где оно в конечном итоге гасло. Таким образом, образование воды при низкой температуре благодаря неосновным реакциям может ухудшать условия стабилизации пламени из-за возможной конденсации и теплового гашения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Хотя температура стенки выше температуры самовоспламенения предварительно перемешанной водородовоздушной смеси, стабилизация бедного пламени контролируется предварительным прогревом входящей топливовоздушной смеси, а не самовоспламенением. В установившемся состоянии реакции с участием радикалов H вносят доминирующий вклад в тепловыделение.

- Теплопотери не изменяют путь реакций и вклад доминирующих реакций. Однако верхняя ветвь пламени бедной смеси может устанавливаться только при нулевых теплопотерях, поскольку при высоких температурах химические реакции протекают активно, даже если количество радикалов H мало.

- Низкотемпературная кинетика играет двойную роль в микрорегорении. С одной стороны, она позволяет получить пламя вследствие активности реакций с радикалом H, с другой стороны, возможно образование небольшого количества  $H_2O$  в низкотемпературных областях вблизи входа в горелку. Конденсация  $H_2O$  на стенках горелки может привести к гашению пламени.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Замашников В. В.** Горение газа в тонкостенной трубке малого диаметра // Физика горения и взрыва. — 1995. — Т. 31, № 1. — С. 23–25.
2. **Замашников В. В.** Экспериментальное исследование закономерностей газового горения в узких трубках // Физика горения и взрыва. — 1996. — Т. 32, № 1. — С. 42–47.
3. **Замашников В. В.** Особенности горения пропано- и водородовоздушных смесей в узкой трубке // Физика горения и взрыва. — 1997. — Т. 33, № 6. — С. 14–21.
4. **Zamashnikov V. V.** Experimental investigation of gas combustion regimes in narrow tubes //

- Combust. Flame. — 1997. — V. 108. — P. 357–359.
5. **Замашиков В. В.** О горении газа в узкой трубке // Физика горения и взрыва. — 2000. — Т. 36, № 2. — С. 22–26.
  6. **Kaskan W. E.** The concentration of hydroxyl and of oxygen atoms in gases from lean hydrogen-air flames // Combust. Flame. — 1958. — V. 2. — P. 286–304.
  7. **He L., Clavin P.** Premixed hydrogen-oxygen flames. Part I: flame structure near the flammability limits // Combust. Flame. — 1993. — V. 93. — P. 391–407.
  8. **Seshadri K., Peters N., Williams F. A.** Asymptotic analyses of stoichiometric and lean hydrogen-air flames // Combust. Flame. — 1994. — V. 96. — P. 407–427.
  9. **Katta V. R., Roquemore W. M.** Numerical studies on the structure of two-dimensional H<sub>2</sub>/air premixed jet flame // Combust. Flame. — 1995. — V. 102. — P. 21–40.
  10. **Leach T. T.** Effect of structural heat conduction on the performance of micro-combustors and micro-thrusters: PhD Dissertation. — Univ. of Maryland, 2005.
  11. **Jejurkar S. Y., Mishra D. P.** Numerical characterization of a premixed flame based annular microcombustor // Intern. J. Hydrogen Energy. — 2010. — V. 35. — P. 9755–9766.
  12. **Jejurkar S. Y., Mishra D. P.** Thermal performance characteristics of a microcombustor for heating and propulsion // Appl. Therm. Eng. — 2011. — V. 31. — P. 521–527.
  13. **Takeno T., Sato K.** An excess enthalpy flame theory // Combust. Sci. Technol. — 1979. — V. 20. — P. 73–84.
  14. **Jejurkar S. Y., Mishra D. P.** Flame stability studies in a hydrogen-air premixed flame annular microcombustor // Intern. J. Hydrogen Energy. — 2011. — V. 36. — P. 7326–7338.
  15. **Sherwood T. K., Pigford R. L., Wilke C. R.** Mass Transfer. — New York: McGraw-Hill, 1975.
  16. **Raithby G. D., Chui E. H.** A finite-volume method for predicting a radiant heat transfer in enclosures with participating media // Trans. ASME J. Heat Trans. — 1990. — V. 112. — P. 415–423.
  17. **Raithby G. D., Chui E. H.** Computation of radiant heat transfer on a non-orthogonal mesh using the finite-volume method // Numer. Heat Trans. Part B. — 1993. — V. 23. — P. 269–288.
  18. **Fluent 6.3** User's Guide. — Fluent Inc., NH, USA, 2006
  19. **Konnov A.** Remaining uncertainties in the kinetic mechanism of hydrogen combustion // Combust. Flame. — 2008. — V. 152. — P. 507–528.
  20. **Fluent 6.3** Validation Guide. — Fluent Inc., NH, USA, 2006.
  21. **Roache P. J.** Verification and Validation in Computational Science and Engineering. — Albuquerque, NM: Hermosa Publ., 1998.
  22. **Li J., Chou S. K., Li Z. W., Yang W. M.** Characterization of wall temperature and radiation power through cylindrical dump micro-combustors // Combust. Flame. — 2009. — V. 156. — P. 1587–1593.
  23. **Gordon R. L., Masri A. R., Pope S. B., Goldin G. M.** Transport budgets in turbulent lifted flames of methane autoigniting in a vitiated co-flow // Combust. Flame. — 2007. — V. 151. — P. 495–511.
  24. **Warnatz J., Maas U., Dibble R. W.** Combustion: physical and chemical fundamentals // Modeling and Simulation, Experiments, Pollutant Formation. — Springer, 2001.

*Поступила в редакцию 19/IX 2011 г.*