

УДК 536.46

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ СТАБИЛИЗАТОРА ПЛАМЕНИ НА СТРУКТУРУ ПЛАМЕНИ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО НЕ ПЕРЕМЕШАННОЙ СМЕСИ ВОЗДУХА С ВОДОРОДНО-УГЛЕВОДОРОДНОЙ СМЕСЬЮ

С. А. Хашеми¹, Н. Хаджалигол¹, К. Мазахери², А. Фаттахи¹

¹Университет Кашана, 87317-51167 Кашан, Иран, Hashemi@kashanu.ac.ir

²Университет Тарбиат Модарес, 14115-143 Тегеран, Иран

Численно исследовано влияние геометрии стабилизатора пламени на структуру пламени топливной водородно-углеводородной смеси. Изучены пламена следующих горючих: 100 % H₂, 50 % H₂ + 50 % CH₄ и 100 % CH₄. Численные результаты, полученные с применением k - ϵ и β -PDF моделей, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Показано, что при увеличении длины стабилизатора пламени и содержания водорода в топливной смеси длина пламени уменьшается. При уменьшении длины стабилизатора температура пламени понижается. Увеличение содержания водорода в топливной смеси водород/метан приводит к повышению максимальной температуры и смещению положения максимума температуры по направлению ко входу горелки. Установлено, что зависимость длины пламени от диаметра стабилизатора имеет минимум при определенном диаметре. Показано, что в пламенах меньшей длины температура выше.

Ключевые слова: водородно-углеводородная смесь, стабилизатор пламени, стабилизация, образование NO, β -PDF-модель.

ВВЕДЕНИЕ

Стабилизация пламени — один из важнейших аспектов конструирования горелок — может быть реализована за счет зоны рециркуляции, из которой часть горячих газов поступает в свежую горючую смесь. Зона рециркуляции, таким образом, выполняет роль источника зажигания [1]. Существует несколько способов создания этой зоны, например использование завихрителей или плохообтекаемых тел. Закрученные потоки широко применяются в технологиях горения, поэтому представляют большой интерес для исследователей. В работе [2] экспериментально исследовалась структура ближнего поля течения двух предварительно не перемешанных пламен, стабилизированных в закрученном потоке, на выходе двух концентрических трубок. Было установлено, что направление впрыска горючего играет важную роль в формировании смеси и стабилизации пламени в зоне рециркуляции.

Другим методом стабилизации высокоскоростных потоков является применение плохообтекаемых тел. Влияние коэффициентов сопротивления и аэродинамики турбулентных следов на пределы устойчивости исследовалось в работе [3], где было установлено, что стабилизация может быть достигнута за счет турбулентного следа. Авторы работы [4] изучали влияние плохообтекаемого тела на пламя в камере сгорания и пришли к выводу, что центральная струя с более высоким импульсом, чем у потока воздуха, проникает через зону рециркуляции и изменяет ее размер. Позднее в работе [5] численно было исследовано влияние степени загромождения сечения на перемешивание струй и показано, что интенсивность рециркуляции увеличивается с ростом угла конуса.

В последнее время применение водородно-углеводородных топливных смесей рассматривается как эффективный способ стабилизации пламени без потери рабочих характеристик горелки. В работе [6] экспериментально изучалось влияние добавки H₂ на структуру струйных диффузионных пламен этилена, пропана и бутана. Было показано, что во всех случаях добавка водорода менее 20 % не влияет на види-

© Hashemi S. A.¹, Hajjaligol N.¹, Mazaheri K.², Fattahi A.¹, 2014.

¹Department of Mechanical Engineering, University of Kashan, 87317-51167 Kashan, Iran. ²Department of Mechanical Engineering, University of Tarbiat Modarres, 14115-143 Tehran, Iran.

мую длину пламени. Авторы работы [7], изучая характеристики коаксиального диффузионного пламени топливной смеси H_2 /углеводород, установили, что при повышении концентрации пропана в смеси длина пламени увеличивается. В работе [8] изучалось влияние добавки водорода на структуру бедного, предварительно не перемешанного пламени природного газа, стабилизированного в закрученном потоке. Было показано, что добавка водорода приводит к уменьшению видимой длины пламени.

В работе [9] экспериментально исследовались характеристики горения топливной смеси природный газ/водород в турбулентном диффузионном пламени. Изучалось влияние добавки водорода на устойчивость, длину и структуру пламени, а также на концентрации продуктов горения и вредных выбросов. Обнаружено, что в пламенах смесей, обогащенных водородом, температура горения выше, чем в пламени природного газа. Авторы работы [10] численно исследовали влияние водорода на турбулентное, предварительно не перемешанное пламя смеси водород/метан в условиях умеренного или сильного разбавления с низким содержанием кислорода (так называемый режим MILD combustion). Показано, что добавка водорода к метану приводит к улучшению перемешивания и увеличению скорости тепловыделения.

Из приведенного обзора литературы видно, что для стабилизации пламени применяются различные методы. Однако, насколько известно авторам настоящей работы, в литературе до сих пор не обсуждалась идея использования стенки как простого стабилизатора пламени. Таким образом, целью настоящей работы является исследование влияния диаметра и длины стабилизатора на структуру пламени. В данной работе изучаются три вида топлива: 100 % H_2 , 50 % H_2 + 50 % CH_4 и 100 % CH_4 . Для решения основных уравнений и расчета влияния геометрии стабилизатора на структуру пламени применены метод конечных объемов, k - ϵ -модель турбулентности и β -PDF-модель горения. Используемые модели проверены на ряде тестовых задач [11].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для проверки применимости численных расчетов для описания рассматриваемой геометрии стабилизатора была создана экспериментальная установка. Ее схема показана на



Рис. 1. Экспериментальная установка

рис. 1. Установка включала в себя системы подачи воздуха и горючего, горелку со стабилизатором пламени и термопары. Стабилизатор был изолирован слоем стекловаты толщиной 10 см, чтобы минимизировать теплопотери в окружающую среду. Система подачи воздуха состоит из баллона со сжатым воздухом, регулятора расхода и калиброванного ротаметра, система подачи горючего — из регулятора расхода и расходомера. Для обеспечения точности измеряемых значений ротаметр и расходомер калибровались перед каждым измерением. Воздух и горючее на входе имели комнатную температуру (≈ 300 K). Для измерения температуры окружающего воздуха использовался обычный термометр. Горючее и воздух подавались по независимым каналам и смешивались в горелке. Поле температур измерялось с помощью Pt/30%Rh–Pt/6%Rh термопар. Восемь термопар устанавливались на расстоянии 5 см друг от друга на осевой линии пламени таким образом, чтобы возмущение потока было минимальным. Погрешность измерения ротаметром и расходомером составляла ± 2 % от полной шкалы, а точность измерения термопарами — ± 2 % от измеренной величины. Воспроизводимость экспериментальных значений температуры ± 2 %. Поскольку температура стабилизатора пламени влияет на результаты измерения, после зажигания пламени горелку оставляли работать в течение 3 ч и только после этого измеряли температуру. Каждое измерение выполнялось три раза, и полученные данные осреднялись. Эти данные представлены в настоящей статье, они использовались для проверки корректности численной модели.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В работе используются уравнения сохранения для установившегося реагирующего потока. Обобщенное уравнение, включающее массу, импульс, энергию и концентрацию компонентов, может быть записано в следующем виде [12]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}(\rho u \varphi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho v \varphi) = \\ = \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + S_{\varphi}, \quad (1) \end{aligned}$$

где ρ — плотность, u, v — компоненты скорости, Γ_{φ} — обобщенный эффективный коэффициент переноса, r — радиальная координата, z — осевая, S_{φ} — источниковый член в уравнениях сохранения, φ — переменная, определяемая из другого уравнения, здесь $\varphi = 1$.

МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

В настоящей работе используется k - ε -модель турбулентности, подробно описанная в [13]. В отличие от стандартной k - ε -модели, здесь учитываются нормальные рейнольдсовы напряжения через новый формализм турбулентной вязкости. В модели [13] также используется новое уравнение переноса для скорости диссипации, в котором имеются различные стоковые и источниковые члены. Другие модификации стандартной k - ε -модели турбулентности предложены и реализованы для диффузионных пламен в работах [11, 14, 15].

Интенсивность турбулентности выражается следующим образом:

$$I = \frac{V'}{V_{avr}} = \sqrt{\frac{(2/3)k}{u^2 + v^2}}, \quad (2)$$

где V' , V_{avr} — пульсация и осредненная скорость соответственно, k — кинетическая энергия турбулентности.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ И ГОРЕНИЯ

Метод функции плотности вероятности является наиболее подходящим для моделирования турбулентных потоков, в которых идут процессы горения, поскольку именно в таких системах имеет место изменение характеристик процесса турбулентного перемешивания.

В настоящей работе применена β -PDF-модель, поскольку она лучше, чем другие PDF-модели [15], подходит для описания турбулентных, предварительно не перемешанных потоков. В этой модели два параметра, средняя скалярная величина и ее дисперсия, определяют функцию плотности вероятности.

Из-за сложности решения уравнения переноса для каждого компонента смеси в предлагаемую β -PDF-модель введен параметр f , называемый долей в смеси:

$$f = \frac{Y_i - Y_{i,ox}}{Y_{i,f} - Y_{i,ox}}, \quad (3)$$

где Y_i — массовая доля компонента i , индексы f и ox означают принадлежность к горючему или окислителю соответственно.

Уравнения переноса средней доли в смеси \bar{f} и ее дисперсии $\overline{f'^2}$ выглядят следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{f}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \bar{f}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_j} \right), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{f'^2}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \overline{f'^2}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \overline{f'^2}}{\partial x_j} \right) + \\ + C_g \mu_t \left(\frac{\partial \bar{f}}{\partial x_j} \right) - C_d \rho \frac{\varepsilon}{k} \overline{f'^2}. \quad (5) \end{aligned}$$

Здесь μ_t — турбулентная вязкость; $\sigma_t = 0.85$, $C_g = 2.86$ и $C_d = 2.0$ — константы; ε — скорость диссипации кинетической энергии турбулентности. Связь между осредненными по времени значениями, полученными из вышеприведенных уравнений, и текущей долей в смеси определяется функцией плотности вероятности $p(f)$, которая показывает вероятность того, что среда находится вблизи состояния f . Этот метод применен для средних значений концентраций компонентов и температуры. Средняя массовая доля компонентов $\bar{\varphi}_i$ вычисляется следующим образом:

$$\bar{\varphi}_i = \int_0^1 p(f) \varphi_i(f) df, \quad (6)$$

где

$$p(f) = \frac{f^{\alpha-1} (1-f)^{\beta-1}}{\int f^{\alpha-1} (1-f)^{\beta-1} df},$$

$$\alpha = \bar{f} \left[\frac{\bar{f}(1 - \bar{f})}{f'^2} - 1 \right], \quad (7)$$

$$\beta = (1 - \bar{f}) \left[\frac{\bar{f}(1 - \bar{f})}{f'^2} - 1 \right]. \quad (8)$$

Для неадиабатического случая уравнение переноса средней энтальпии имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{h}) + \nabla(\rho \bar{v} \bar{h}) = \nabla \left(\frac{k_t}{c_p} \nabla \bar{h} \right), \quad (9)$$

где c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, k_t — турбулентная теплопроводность. Молярная доля продуктов определяется по химическому равновесию. Предполагается, что химические реакции протекают очень быстро, поэтому для описания процесса горения использован метод расчета химического равновесия.

ГЕОМЕТРИЯ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

На рис. 2 показана геометрия горелки. Радиусы каналов подвода горючего (R_f) и воздуха (R_a) коаксиальной горелки составляют 3 и 11 мм соответственно. Длина стабилизатора пламени в настоящей работе варьировались в пределах $L_h = 100 \div 200$ мм, а его диаметр — $D_h = 43 \div 63$ мм.

Скорость потока горючего составляла 5.9 м/с, воздуха — 6.8 м/с. Изучались три вида горючего: 100 % H_2 , 50 % $H_2 + 50$ % CH_4 и 100 % CH_4 . В табл. 1 приведены теплофизические свойства водорода и метана, которые использовались в работе [16]. Для входящего воздуха кинетическая энергия турбулентности и ее скорость диссипации выражаются следующим образом [12]:

$$k = \frac{3}{2} (U_{ref} I)^2, \quad \varepsilon = 0.16 \frac{k^{1.5}}{l}. \quad (10)$$

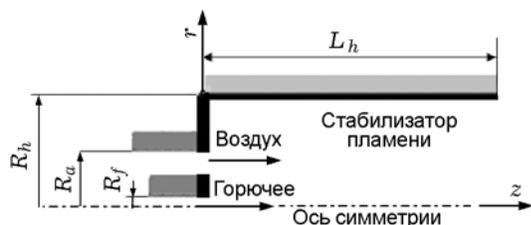


Рис. 2. Геометрия горелки

Таблица 1

Теплофизические свойства водорода и метана [16]

Горючее	Плотность, кг/м ³	Низшая теплотворная способность, МДж/кг	Удельная теплоемкость, Дж/(кг·К)	Молекулярная масса, кг/моль
Водород	0.08189	120	14 283	2.016
Метан	0.6679	48.6	2 222	16.043

Здесь I, U_{ref} — интенсивность турбулентности и скорость на входе, l — характеристическая длина, определяемая выражением [12]

$$l = 0.07 L_h. \quad (11)$$

Давление на выходе горелки составляет 1 бар. В силу симметрии задачи расчет проводился для одной половины геометрии в продольном сечении. Использовались следующие граничные условия (индекс f относится к горючему, h — к стабилизатору).

На входе в горелку ($z = 0$):

$$r < R_f: \quad \rho = \rho_f, \quad T = T_f, \quad v = 0, \quad u = u_f,$$

$$Y_i = Y_{if}, \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad (12)$$

$$R_f < r < R_a: \quad \rho = \rho_a, \quad T = T_a, \quad v = 0, \quad u = u_a,$$

$$Y_i = Y_{ia}, \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (13)$$

На выходе ($0 < r < 5R_h, z = 0.5$ м):

$$v = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial Y_i}{\partial z} = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad i = 1, 2, \dots, n.$$

На оси симметрии горелки ($r = 0$):

$$v = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial Y_i}{\partial r} = 0, \quad (15)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial r} = 0, \quad i = 1, 2, \dots, n.$$

Вблизи стабилизатора пламени ($r = R_h$):

$$z < L_h, \quad u = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial Y_i}{\partial r} = 0, \quad (16)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad i = 1, 2, \dots, n.$$

При $R_h < r < 5R_h$:

$$z = L_h, \quad v = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial Y_i}{\partial z} = 0, \quad (17)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad i = 1, 2, \dots, n.$$

При $r = 5R_h$:

$$L_h < z < 0.5 \text{ м: } \frac{\partial u}{\partial r} = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial Y_i}{\partial r} = 0, \\ \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (18)$$

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Нелинейные уравнения с граничными условиями решались итерационным способом с использованием метода конечных объемов [17] и противопотоковой схемы второго порядка для дискретизации уравнений. Для связи полей скорости и давления в уравнениях импульса использовался известный алгоритм SIMPLE. Критерием сходимости численного метода служило условие, что общая нормированная невязка составляет менее 10^{-6} для каждого уравнения сохранения. Для получения оптимального

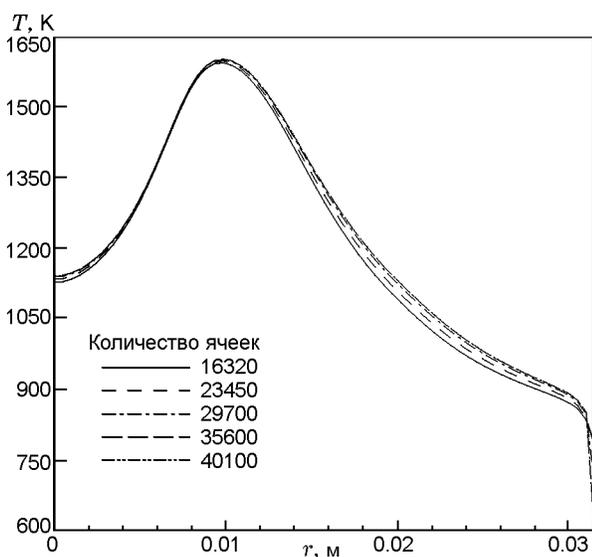


Рис. 3. Радиальное распределение температуры при $z = 0.1$ м ($L_h = 100$ мм, $D_h = 63$ мм). Решения на разных сетках

шага сетки рассматривались различные варианты шага для случая, когда в качестве горючего использовался только метан. Более плотная сетка была вблизи входа горелки, поскольку в этой зоне протекают процессы перемешивания и химического взаимодействия. Чтобы достичь независимости решения от выбора сетки, тестировались различные варианты сеток (16 320, 23 450, 29 700, 35 600 и 40 100 ячеек) для стабилизатора размеров $D_h = 63$ мм и $L_h = 100$ мм. На рис. 3 показана зависимость температуры от радиуса в осевом положении $z = 0.1$ м. Видно, что, если сетка содержит 35 600 ячеек и более, решение перестает зависеть от количества ячеек.

ОБРАЗОВАНИЕ NO_x

Образующиеся в процессе горения оксиды NO_x вносят значительный вклад в загрязнение атмосферы. Среди них наиболее важную роль играет NO [18]. В силу того, что молярная доля NO_x невелика, их образование не оказывает существенного влияния на поле течения, поэтому выбросы NO определялись при постобработке результатов расчета [19]. В настоящей работе предполагалось, что NO образуется по тепловому механизму и механизму быстрого образования [19]. Расчет проводился в предположении, что эти химические процессы протекают с конечной скоростью. Использовалось уравнение переноса

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho Y_{\text{NO}}) + \nabla(\rho \vec{v} Y_{\text{NO}}) = \\ = \nabla(\rho D_{\text{eff}} \nabla Y_{\text{NO}}) + S_{\text{NO}}, \quad (19)$$

где Y_{NO} , D_{eff} и S_{NO} — массовая доля NO , эффективный коэффициент диффузии NO и источникный член соответственно. Последний может быть найден следующим образом:

$$S_{\text{NO}} = M_{w,\text{NO}} \left(\frac{d[\text{NO}]}{dt} \right), \quad (20)$$

где $M_{w,\text{NO}}$ — молекулярная масса NO ; $\frac{d[\text{NO}]}{dt}$ вычисляется по тепловому и быстрому механизму образования NO . Скорость образования NO по тепловому механизму, определяемая реакциями, скорость которых существенно зависит от температуры (так называемый расширенный механизм Зельдовича [18]), при постоянной концентрации атомов азота может быть выражена следующим образом:

$$\frac{d[\text{NO}]}{dt} = 2k_1[\text{O}][\text{N}_2] \left(1 - \frac{k_{-1}k_{-2}[\text{NO}]^2}{k_1[\text{N}_2]k_2[\text{O}_2]}\right) \times \left(1 + \frac{k_{-1}[\text{NO}]}{k_2[\text{O}_2] + k_3[\text{OH}]}\right)^{-1}. \quad (21)$$

Здесь константы скоростей реакций имеют вид:

$$\begin{aligned} k_1 &= 1.8 \cdot 10^8 \exp(-38\,370/T) \text{ [м}^3\text{/(кмоль} \cdot \text{с)]}, \\ k_{-1} &= 3.8 \cdot 10^7 \exp(-425/T), \\ k_2 &= 1.8 \cdot 10^4 T \exp(-4\,680/T), \\ k_{-2} &= 3.81 \cdot 10^3 T \exp(-20\,820/T), \\ k_3 &= 7.1 \cdot 10^7 \exp(-450/T) \text{ [20]}. \end{aligned}$$

Согласно расчетам по частичному равновесию концентрация атомов О составляет [21]

$$[\text{O}] = 36.64T^{0.5}[\text{O}_2]^{0.5} \exp\left(-\frac{27\,123}{T}\right). \quad (22)$$

Скорость образования NO по быстрому механизму определяется выражением [22]

$$\begin{aligned} \frac{d[\text{NO}]}{dt} &= \\ &= f_c k_{prompt} [\text{O}_2]^\alpha [\text{N}_2] [\text{fuel}] \exp\left(\frac{E_a}{RT}\right), \quad (23) \end{aligned}$$

где α — порядок реакции, f_c — поправочный множитель, зависящий от типа горючего и отношения горючее/воздух, $k_{prompt} = 6.4 \cdot 10^6$, $E = 72\,500$ кал/г.

ПРОВЕРКА МОДЕЛЕЙ

Для проверки численной модели решение сопоставлялось с полученными экспериментальными данными. Следует отметить, что ранее модель была проверена на ряде тестовых задач [11]. Результаты численного расчета и экспериментальные данные по температуре топлива $50\text{N}_2 + 50\text{CH}_4$ вдоль осевой линии представлены на рис. 4. Температура увеличивается от минимальной на входе до некоторого максимального значения, затем снова уменьшается по мере приближения к выходу горелки. На рис. 5 для того же топлива приведены данные измерения и расчета радиальной зависимости температуры в положении на оси $z = 0.14$. Как видно из рис. 4 и 5, рассчитанный

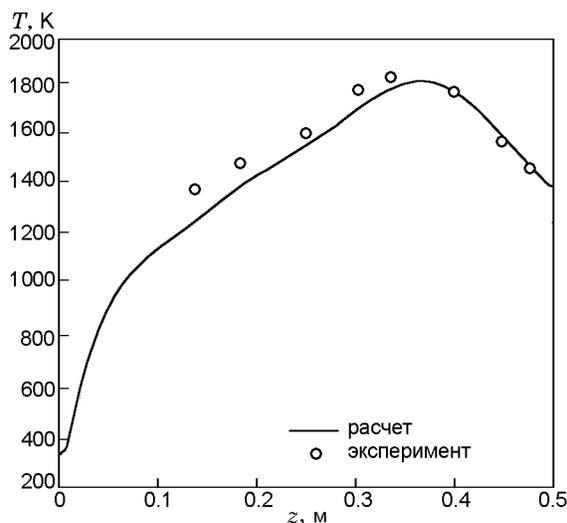


Рис. 4. Зависимость температуры на осевой линии ($r = 0$) от расстояния вдоль оси ($L_h = 100$ мм, $D_h = 63$ мм). Сравнение результатов численного расчета с экспериментальными данными

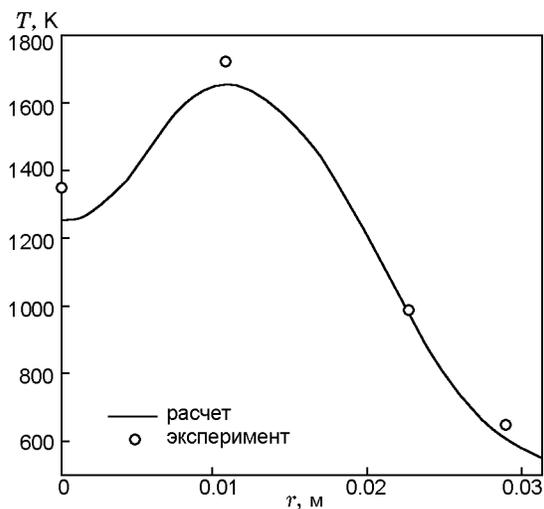


Рис. 5. Радиальное распределение температуры при $z = 0.14$ м ($L_h = 100$ мм, $R_h = 31.5$ мм). Сравнение результатов численного расчета с экспериментальными данными

и экспериментальный максимумы температуры и их положения приблизительно совпадают. Расчет и эксперимент также демонстрируют одинаковую форму профиля температуры. Несмотря на некоторые расхождения, численные результаты находятся в хорошем согласии с данными эксперимента.

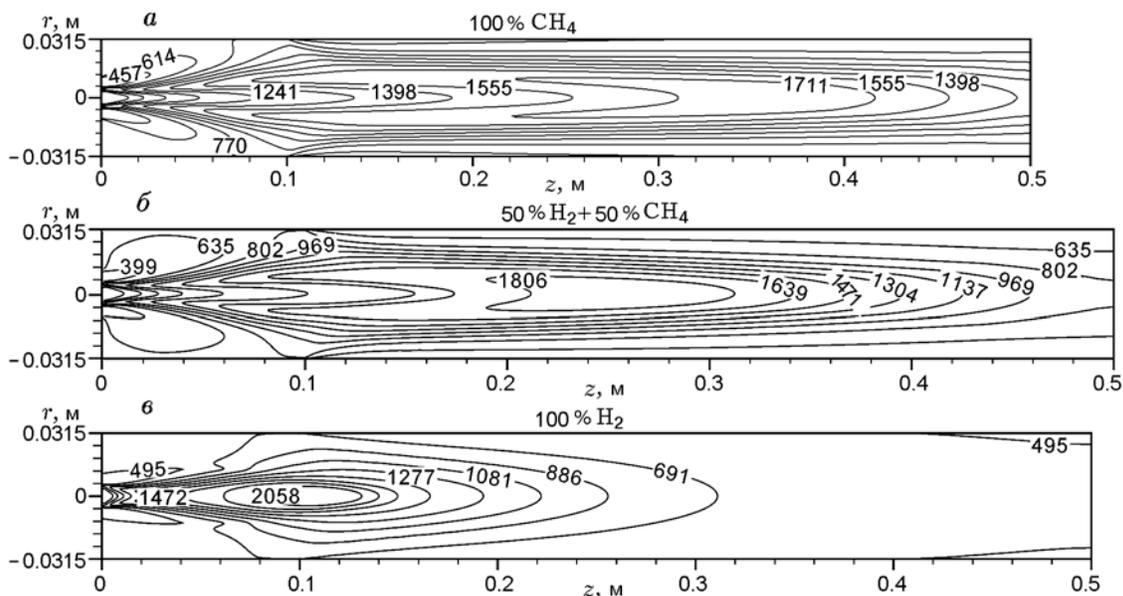


Рис. 6. Распределение температуры в пламенах различных горючих ($L_h = 100$ мм, $D_h = 63$ мм; скорость потока топлива $u_f = 5.9$ м/с, скорость потока воздуха $u_a = 6.8$ м/с)

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Ниже представлены результаты исследования влияния диаметра и длины стабилизатора пламени на структуру пламени. На рис. 6 показаны рассчитанные распределения температуры при использовании стабилизатора длиной $L_h = 100$ мм и диаметром $D_h = 63$ мм в пламенах горючих 100 % CH_4 , 50 % $\text{H}_2 + 50$ % CH_4 и 100 % H_2 (аналогично, как в [16]). При горении чистого метана (рис. 6,а) максимальная температура достигает 1711 К. В пламени смеси 50 % $\text{H}_2 + 50$ % CH_4 (рис. 6,б) максимальная температура составляет 1806 К, что выше, чем в пламени чистого метана, и при этом высокотемпературная зона расположена ближе ко входу горелки. При горении чистого водорода (рис. 6,в) наблюдается самый высокий максимум температуры — 2058 К, зона пламени расположена наиболее близко ко входу горелки и размер высокотемпературной зоны наименьший по сравнению с другими пламенами.

На рис. 7 представлены профили рассчитанной температуры на осевой линии для трех горючих. Температура увеличивается от минимального значения на входе до некоторой максимальной, затем снова уменьшается по мере приближения к выходу горелки. Максимумы температуры в пламенах 100 % H_2 , 50 % $\text{H}_2 + 50$ % CH_4 и 100 % CH_4 находятся в положениях

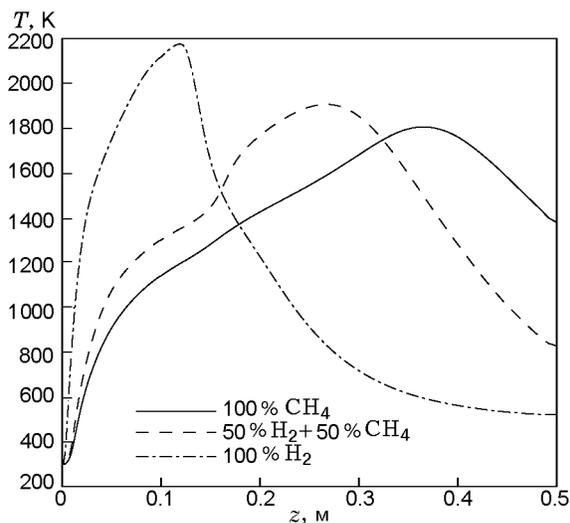


Рис. 7. Изменение температуры вдоль осевой линии в пламенах различных горючих ($L_h = 100$ мм, $D_h = 63$ мм; $u_f = 5.9$ м/с, $u_a = 6.8$ м/с)

$z = 0.364$, 0.267 и 0.119 м соответственно. Это свидетельствует о том, что увеличение содержания водорода в топливной смеси приводит к смещению положения максимума температуры к выходу горелки.

На рис. 8 представлена зависимость длины пламени трех исследуемых горючих от диаметра стабилизатора постоянной длины $L_h = 100$ мм. Длина пламени может быть определе-

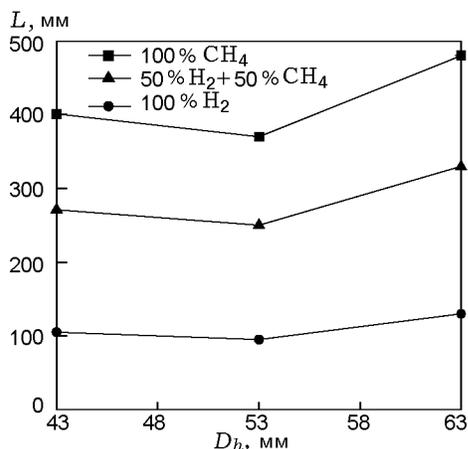


Рис. 8. Зависимость длины пламени различных горючих от диаметра стабилизатора ($L_h = 100$ мм; $u_f = 5.9$ м/с, $u_a = 6.8$ м/с)

на различными способами: в численных расчетах — по положению максимального температурного градиента, по положению зоны стехиометрического состава или по максимальной концентрации ОН, в эксперименте — как правило, по люминесценции в пламени и максимуму концентрации ОН [23]. В настоящей работе длиной пламени считалось расстояние вдоль оси от основания пламени до кончика пламени [24]. Длина пламени чистого метана, определенная экспериментально, практически совпала с рассчитанной по положению максимума ОН. Метод определения длины пламени по положению максимума ОН был принят и для других пламен. Из рис. 8 видно, что при увеличении диаметра стабилизатора D_h длина пламени метана сначала немного уменьшается, а затем вновь увеличивается. Аналогичная тенденция наблюдается и для других смесей, но изменение длины пламени становится меньше при увеличении доли водорода в смеси.

Для объяснения этого эффекта обратимся к рис. 9 и табл. 2. В зоне рециркуляции часть горячих газов возвращается в зону реагентов и

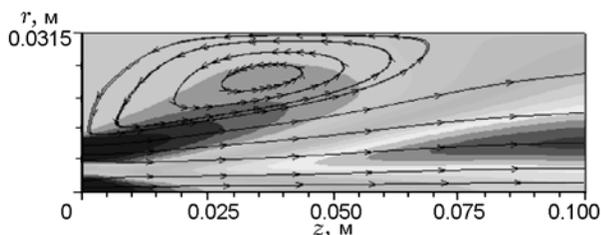


Рис. 9. Зона рециркуляции

Таблица 2
Массовый расход поступающих в обратном направлении горячих газов при варьировании диаметра стабилизатора ($L_h = 100$ мм)

D_h , мм	\dot{m} , г/с
43	0.393
53	0.421
63	0.292

является источником их предварительного подогрева (см. рис. 9). В табл. 2 приведены значения массового потока движущихся в обратном направлении горячих газов в пламени чистого метана при $L_h = 100$ мм, полученные для верхней половины зоны рециркуляции. Массовый поток вычислялся по формуле

$$\dot{m} = \psi_{\max} - \psi_{\min}. \quad (24)$$

Как видно из таблицы, при увеличении диаметра стабилизатора массовый расход поступающих в обратном направлении горячих газов изменяется аналогично тому, как это имеет место для длины пламени. В обоих случаях размер зоны рециркуляции сначала увеличивается с ростом диаметра стабилизатора, затем уменьшается. Наиболее протяженная зона рециркуляции наблюдается для стабилизатора диаметром $D_h = 53$ мм: $z \approx 0.085$ м (сравни: $z \approx 0.078$ м для $D_h = 43$ мм и $z \approx 0.07$ м для $D_h = 63$ мм). В результате длина пламени зависит главным образом от массового расхода поступающих в обратном направлении горячих газов. Из рис. 8 также видно, что при добавлении в исходную смесь водорода длина пламени уменьшается. Это обусловлено, по-видимому, высоким коэффициентом диффузии и высокой температурой горения водорода.

На рис. 10 показана зависимость длины пламени от диаметра стабилизатора при постоянном его диаметре $D_h = 63$ мм для трех видов горючего. Как и на рис. 8, длина пламени уменьшается с увеличением содержания водорода в смеси. Она уменьшается и при увеличении длины стабилизатора L_h . В табл. 3 приведены значения массового расхода поступающих в обратном направлении горячих газов в зоне рециркуляции при различных длинах стабилизатора для пламени чистого метана. Видно, что с увеличением длины стабилизатора массовый расход растет. Поэтому уменьше-

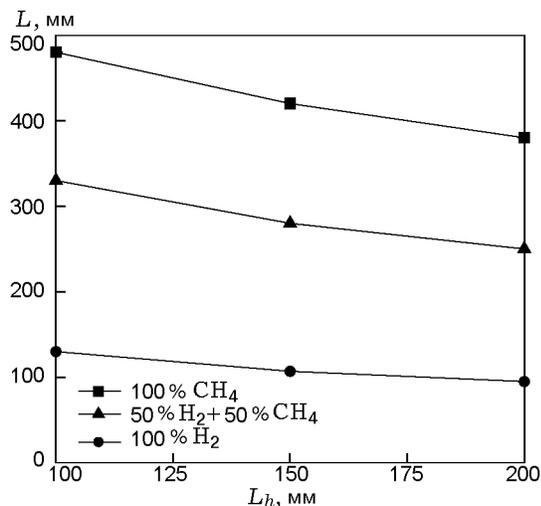


Рис. 10. Зависимость длины пламени различных горючих от длины стабилизатора ($D_h = 63$ мм; $u_f = 5.9$ м/с, $u_a = 6.8$ м/с)

Таблица 3

Массовый расход поступающих в обратном направлении горячих газов при варьировании длины стабилизатора ($D_h = 63$ мм)

L_h , мм	\dot{m} , г/с
100	0.292
150	0.325
200	0.356

ние длины пламени с ростом L_h обусловлено уменьшением количества поступающих обратно горячих газов. В этих случаях размер зоны рециркуляции увеличивается вместе с длиной стабилизатора. Наиболее широкая зона рециркуляции наблюдается для стабилизатора длиной $L_h = 200$ мм: $z \approx 0.095$ м (сравни: $z \approx 0.07$ м для $L_h = 100$ мм и $z \approx 0.083$ м для $L_h = 150$ мм).

На рис. 11 показаны зависимости максимальной температуры (T_{\max}) от диаметра стабилизатора при постоянной его длине $L_h = 100$ мм. Видно, что при горении чистого водорода T_{\max} выше, чем в случае двух других горючих. Для всех трех видов горючего T_{\max} растет с увеличением D_h от 43 до 53 мм и уменьшается при дальнейшем увеличении D_h . Для пламени чистого метана $T_{\max} = 1946, 2011$ и 1806 К при $D_h = 43, 53$ и 63 мм соответственно (увеличивается на 3.4 % при $D_h = 43 \div 53$ мм, уменьшается на 9.6 % при

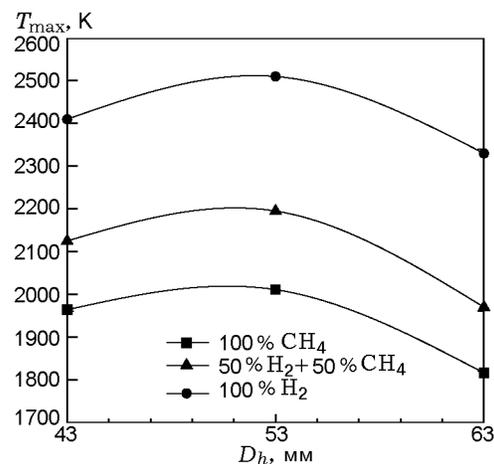


Рис. 11. Зависимость максимальной температуры от диаметра стабилизатора в пламенах различных горючих ($L_h = 100$ мм, $u_f = 5.9$ м/с, $u_a = 6.8$ м/с)

$D_h = 53 \div 63$ мм). Для пламени топливной смеси 50 % $\text{H}_2 + 50\%$ CH_4 $T_{\max} = 2125, 2195$ и 1970 К при тех же значениях D_h (увеличивается на $\approx 3.2\%$ при $D_h = 43 \div 53$ мм и уменьшается на $\approx 10\%$ при $D_h = 53 \div 63$ мм). В пламени чистого водорода $T_{\max} = 2410, 2510$ и 2330 К соответственно при $D_h = 43, 53$ и 63 мм (сначала увеличивается на 4.1 %, затем уменьшается на 7.1 %).

На рис. 12 представлены зависимости T_{\max} от длины стабилизатора при неизменном

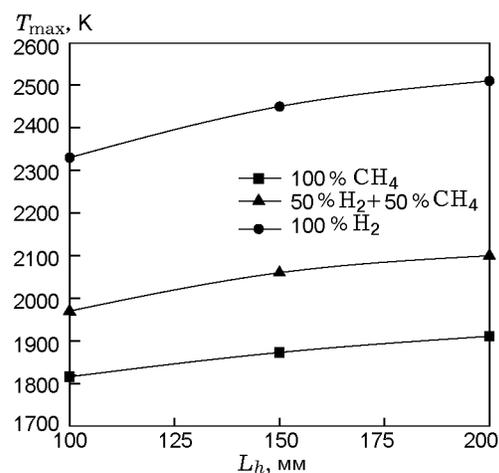


Рис. 12. Зависимость максимальной температуры от длины стабилизатора в пламенах различных горючих ($D_h = 63$ мм, $u_f = 5.9$ м/с, $u_a = 6.8$ м/с)

его диаметре $D_h = 63$ мм. Видно, что для всех трех горючих с ростом длины L_h температура T_{\max} увеличивается. При $L_h = 100, 150$ и 200 мм для чистого метана $T_{\max} = 1806, 1873$ и 1911 К (увеличивается на 5.23 %) соответственно, для топливной смеси 50 % H_2 + 50 % CH_4 $T_{\max} = 1970, 2060$ и 2100 К (увеличивается на ≈ 6.6 %), для чистого водорода $T_{\max} = 2330, 2450$ и 2510 К (увеличивается на 7.7 %). Видно, что температура горения водорода выше, чем смесей водород/метан. Это следует также и из данных рис. 11.

Рассмотрим результаты расчета выбросов загрязняющих веществ при работе исследуемой горелки. В табл. 4 приведены средняя концентрация NO (среднемассовое интегральное значение на выходе горелки) и массовая доля CO на выходном срезе стабилизатора при различных значениях D_h ($L_h = 100$ мм). Концентрация [NO] и массовая доля Y_{CO} имеют сходные зависимости от T_{\max} , следовательно, максимумы [NO] и Y_{CO} во всех трех пламенах наблюдаются при $D_h = 53$ мм. При этом диаметре максимальная концентрация NO составляет 514 млн^{-1} для пламени чистого водорода, 310 млн^{-1} для пламени смеси 50 % H_2 + 50 % CH_4 и 44 млн^{-1} при горении чистого метана. Из табл. 4 видно, что максимум [NO] растет с увеличением содержания водорода в исходной смеси, что объясняется ростом температуры горения. Как и ожидалось, добавление водорода к метану приводит к снижению вы-

Таблица 4
Средняя концентрация NO и массовая доля CO на выходном срезе стабилизаторов ($L_h = 100$ мм) различного диаметра ($u_f = 5.9$ м/с, $u_a = 6.8$ м/с)

D_h , мм	Горючее	[NO], млн ⁻¹	$Y_{CO} \cdot 10^5$
43	100 % CH_4	37	164
	50 % H_2 + 50 % CH_4	225	18
	100 % H_2	467	—
53	100 % CH_4	44	178
	50 % H_2 + 50 % CH_4	310	22
	100 % H_2	514	—
63	100 % CH_4	30	147
	50 % H_2 + 50 % CH_4	204	14
	100 % H_2	403	—

Таблица 5
Средняя концентрация NO и массовая доля CO на выходном срезе стабилизаторов ($D_h = 63$ мм) различной длины ($u_f = 5.9$ м/с, $u_a = 6.8$ м/с)

L_h , мм	Горючее	[NO], млн ⁻¹	$Y_{CO} \cdot 10^5$
100	100 % CH_4	30	147
	50 % H_2 + 50 % CH_4	204	14
	100 % H_2	403	—
150	100 % CH_4	39	168
	50 % H_2 + 50 % CH_4	273	19
	100 % H_2	481	—
200	100 % CH_4	48	191
	50 % H_2 + 50 % CH_4	336	27
	100 % H_2	537	—

бросов CO.

В табл. 5 приведены средние значения [NO] и Y_{CO} на выходном срезе стабилизатора при различной длине L_h ($D_h = 63$ мм). Зависимости [NO] и Y_{CO} от температуры пламени также имеют одинаковую тенденцию. Для всех пламен максимум [NO] и Y_{CO} наблюдается при $L_h = 200$ мм. При этой длине стабилизатора максимальная концентрация NO составляет 537 млн^{-1} при горении чистого водорода, 336 млн^{-1} для смеси 50 % H_2 + 50 % CH_4 и 48 млн^{-1} в пламени чистого метана. Максимальное значение Y_{CO} составляет 0.00191 для чистого метана и 0.00027 для смеси 50 % H_2 + 50 % CH_4 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом численного моделирования, проверенным на экспериментальных данных, исследовано влияние диаметра и длины протейшего стабилизатора пламени на структуру пламен водорода и метана, а также их смеси (100 % H_2 , 50 % H_2 + 50 % CH_4 и 100 % CH_4). Основные результаты могут быть сформулированы следующим образом.

- Результаты расчетов методами вычислительной гидродинамики хорошо описывают экспериментальные данные.

- Увеличение содержания водорода в топливной смеси водород/метан приводит к росту максимальной температуры и смещению поло-

жения максимума температуры по направлению ко входу горелки.

• Независимо от состава горючего увеличение диаметра стабилизатора пламени от 43 до 53 мм приводит к уменьшению длины пламени и повышению его максимальной температуры. При изменении диаметра от 53 до 63 мм длина пламени увеличивается, а максимальная температура падает.

• Увеличение длины стабилизатора пламени приводит к уменьшению длины пламени и росту максимальной температуры независимо от состава горючего.

• При увеличении содержания водорода в топливной смеси водород/метан длина пламени уменьшается для всех составов.

• Во всех случаях концентрации NO и CO имеют ту же тенденцию изменения, что и максимальная температура. Путем варьирования диаметра стабилизатора D_h при неизменной его длине $L_h = 100$ мм установлено, что максимальные концентрации NO и CO наблюдаются при $D_h = 53$ мм. При варьировании длины стабилизатора L_h фиксированного диаметра $D_h = 63$ мм получено, что концентрации NO и CO достигают максимума при $L_h = 200$ мм. Увеличение содержания водорода в смеси водород/метан приводит к повышению концентрации NO и снижению Y_{CO} .

ЛИТЕРАТУРА

1. Williams G. C., Hottel H. C., Scurlock A. Symposium on combustion // *Flame and Explosion Phenomenon*. — 1949. — V. 3. — P. 21–40.
2. Olivani A., Solero G., Cozzi F., Coghe A. Near field flow structure of isothermal swirling flows and reacting non-premixed swirling flames // *Exp. Therm. Fluid Sci.* — 2007. — V. 31. — P. 427–436.
3. Herbert M. V. Aerodynamics influences on flame stability // *Progr. in Combust. Sci. Technol.* — 1980. — P. 61–109.
4. Tankin R. S., Roquemore W. M., Chiu H. H., Lottes S. A. A study of a bluff-body combustor using laser sheet lighting // *Exp. Fluids*. — 1986. — V. 4. — P. 205–213.
5. Ma H. K., Harn J. S. The jet mixing effect on reaction flow in a bluff-body burner // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. — 1994. — V. 37. — P. 2957–2967.
6. Gulder O. L., Snelling D. R., Sawchuk R. A. Influence of hydrogen addition to fuel on temperature field and soot formation in diffusion flames // *Proc. of 26th Intern. Symp. on Combustion*. — 1996. — P. 2351–2358.
7. Choudhary A. R., Gollahalli S. R. Combustion characteristics of hydrogen-hydrocarbon hybrid fuels // *Intern. J. Hydrogen Energy*. — 2000. — V. 25. — P. 451–462.
8. Cozzi F., Coghe A. Behavior of hydrogen-enriched non-premixed swirled natural gas flames // *Intern. J. Hydrogen Energy*. — 2006. — V. 31. — P. 669–677.
9. El-Ghafour S. A. A., El-dein A. H. E., Aref A. A. R. Combustion characteristics of natural gas-hydrogen hybrid fuel turbulent diffusion flame // *Intern. J. Hydrogen Energy*. — 2010. — V. 35, N 6. — P. 2556–2565.
10. Mardani M., Tabejamaat S. Effect of hydrogen on hydrogen-methane turbulent non-premixed flame under MILD condition // *Intern. J. Hydrogen Energy*. — 2010. — V. 35, N 20. — P. 11324–11331.
11. Hashemi S. A., Fattahi A., Sheikhzadeh G. A., Mehrabian M. A. Investigation of the effect of air turbulence intensity on NO_x emission in non-premixed hydrogen and hydrogen-hydrocarbon composite fuel combustion // *Intern. J. Hydrogen Energy*. — 2011. — V. 36. — P. 10159–10169.
12. Versteeg H. K., Malalasekera W. An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method. — Addison Wesley-Longman, 1995.
13. Shi T. H., Lion W. W., Shabbir A., Yang Z., Zhu J. A new $k-\varepsilon$ eddy-viscosity model for high Reynolds numerical turbulent flows-model development and validation // *Comput. Fluids*. — 1995. — V. 24. — P. 227–238.
14. Lopez-Parra F., Turan A. Computational study on the effect of turbulence intensity and pulse frequency in soot concentration in an acetylene diffusion flame // *Intern. Conf. on Computational Sciences*. — Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 2005. — P. 120–128.
15. Poinot T., Veynante D. Theoretical and numerical combustion. — Philadelphia, PA: R. T. Edwards, Inc., 2001.
16. Ilbas M., Yilmaz I., Kaplan Y. Investigations of hydrogen and hydrogen hydrocarbon composite fuel combustion and NO_x emission characteristics in a model combustor // *Intern. J. Hydrogen Energy*. — 2005. — V. 30. — P. 1139–1147.
17. Lopez-Parra F., Turan A. Computational study on the effects of non-periodic flow perturbations on the emissions of soot and NO_x in a confined turbulent methane/air diffusion flame // *Combust. Sci. Technol.* — 2007. — V. 179, N 7. — P. 1361–1384.
18. Drake M. C., Correa S. M., Pitz R. W., Shyy W., Fenimore C. P. Superequilibrium and thermal nitric oxide formation in turbulent diffusion flames // *Combust. Flame*. — 1987. — V. 69, N 3. — P. 347–365.

19. **Bin J., Hongying L., Guoqiang H., Xinggang L.** Study on NO_x formation in CH_4/Air jet combustion // Chin. J. Chem. Eng. — 2006. — V. 14, N 6. — P. 723–728.
20. **Hanson R. K., Salimian S.** Survey of rate constants in the N/H/O system // Combustion Chemistry. — New York: Springer, 1984.
21. **Raine R. R., Stone C. R., Gould J.** Modeling of nitric oxide formation in spark ignition engines with a multi zone burned gas // Combust. Flame. — 1995. — V. 102, N 3. — P. 241–255.
22. **De Soete G.** Overall reaction rates of NO and N_2 formation from fuel nitrogen // Proc. Combust. Inst. — 1974. — P. 1093–1102.
23. **Turns S. R.** Introduction to combustion. — 2nd ed. — New York: McGraw-Hill, 2000.
24. **Oh J., Yoon Y.** Flame stabilization in a lifted non-premixed turbulent hydrogen jet with coaxial air // Intern. J. Hydrogen Energy. — 2010. — V. 35. — P. 10569–10579.

*Поступила в редакцию 11/IV 2012 г.,
в окончательном варианте — 5/X 2012 г.*
