

УДК 532.545:536.25.27:536.46

ВЛИЯНИЕ ЗАКРУТКИ ПОТОКА НА АЭРОТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАМЕНИ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ

Т. М. Парра-Сантос¹, В. Мендоза-Гарсия², Р. Сац³, А. Н. Гутковски⁴,
Ф. Кастро-Руис¹

¹Вальядолидский университет, 47011 Вальядолид, Испания, terpar@eii.uva.es

²Университет Тарапаки, 100007 Арика, Чили

³Лундский университет, 22100 Лунд, Швеция

⁴Лодзинский технический университет, 90924 Лодзь, Польша

Проведено численное моделирование диффузионного пламени, формируемого вихревой горелкой с высоким коэффициентом закрутки потока в ограниченном пространстве. Получено решение трехмерных уравнений Навье — Стокса с учетом сжимаемости потока и кинетики химических реакций для бедных метановоздушных пламен. Использовался упрощенный механизм реакций. Сопоставлены решения при наличии и отсутствии химических реакций при коэффициенте закрутки 0.95. Проведен анализ пламен при коэффициентах закрутки 0, 0.6 и 0.95. В закрученных потоках внутреннюю зону рециркуляции в основном составляют продукты реакций, способствующие воспламенению поступающего топлива. Кроме того, передняя точка торможения играет важную роль, приводя к азимутальному отклонению фронта пламени.

Ключевые слова: реагирующий поток, зона рециркуляции, вычислительная гидродинамика, закрученные потоки, растяжение пламени.

DOI 10.15372/FGV20150404

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что для достижения устойчивости бедных пламен, а также сверхмалой эмиссии вредных веществ используются вихревые горелки. Их основное преимущество по сравнению с горелками в виде плохообтекаемых тел или с поперечными потоками — более низкие потери давления. В работе [1] проведен обзор современного состояния исследований закрученных пламен, включающий, в частности, работу [2], посвященную эволюции ядра факела на вращающихся вихрях.

В настоящей работе рассматривается простая горелка с двумя коаксиальными соплами: в центральное сопло подается горючее, а в коаксиальный зазор между неподвижными пластинами — воздух, выходящий в виде закрученной струи. Оба потока направляются в камеру, степень расширения которой меньше 3.

За счет расширения сечения возникает внешняя зона рециркуляции тороидальной формы. Такая структура потока реализуется в горелках двух видов [3]. В первых применяются инжекторы, создающие сильно закрученный поток, что способствует распаду вихрей и формированию внутренней зоны рециркуляции в центральной области камеры. В горелках со слабой закруткой имеется внутренняя зона расширения. Коэффициент закрутки 0.6 обычно принимается пороговым. Область смешения контролируется как внешней зоной рециркуляции вблизи выхода из сопла, так и внутренней зоной рециркуляции либо областью расширения. Пламя располагается в области смешения. Поскольку взаимодействие с зонами рециркуляции в значительной степени влияет на процесс горения [4, 5], первый шаг исследования состоит в моделировании смешения двух ограниченных коаксиальных струй. Внутренняя зона рециркуляции действует как плохообтекаемое тело, фиксирующее зону пламени, а также несет горячие продукты реакций, что создает условия для входящей свежей смеси.

В работе [6] проведен анализ структуры

© Parra-Santos M. T.¹, Mendoza-García V.², Szasz R. Z.³, Gutkowski A. N.⁴, Castro-Ruiz F.¹, 2015.

¹University of Valladolid, 47011 Valladolid, Spain.

²University of Tarapacá, 100007 Arica, Chile. ³Lund University, 22100 Lund, Sweden. ⁴Lodz University of Technology, 90924 Lodz, Poland.

изотермического течения в вихревой горелке и его влияние на горение. Авторы [6] пришли к заключению, что акустическое возбуждение пламени формируется в пограничном слое, а границы внутренней зоны рециркуляции оказывают влияние на тепловыделение и скорость распространения пламени.

В экспериментах [7] исследовалось пламя на горелке с коэффициентом закрутки 0.8 и аксиальной и радиальной инжекцией горючего, в том числе изучался и изотермический случай. Выяснилось, что процессы смешения протекают по-разному в зависимости от типа инжекции. В работе [8] определяли характеристики вихревых горелок с высокими коэффициентами закрутки ($0.8 \div 4$), установлено, что эффективность этих горелок в большей степени определяется тангенциальной скоростью, а не массовым расходом. Приближенный численный расчет выбросов вредных веществ в [9] показал, что при увеличении коэффициента закрутки снижаются выбросы CO, а при коэффициентах закрутки в диапазоне $0.45 \div 0.9$ выделяется больше NO_x, чем в случае более высоких или более низких значений коэффициента закрутки.

В настоящей работе численное моделирование горения проведено для вихревой горелки, использовавшейся в экспериментах [10] (изотермический случай). Перемешивание компонентов смеси происходило в области между зонами рециркуляции с толстым пограничным слоем. Коэффициент закрутки изменялся за счет вариации угла наклона восьми лопаток завихрителя.

Изучалось поведение бедных диффузионных пламен метан/воздух в ограниченном пространстве с позиций общей фундаментальной задачи — снижения выбросов парниковых газов, к числу которых относится метан. При горении бедных смесей выбросы вредных веществ в атмосферу незначительны, при этом расходует меньше горючего, однако бедные пламена неустойчивы. Для их стабилизации применяются вихревые горелки.

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Движение газа подчиняется уравнениям Навье — Стокса для нестационарного потока реагирующих газов. Модель разрабатывалась в рамках библиотеки C++ OpenFOAM v.2.1, которая позволяет решать уравнения Навье — Стокса методом конечных объемов. Основное

уравнение сохранения в консервативной форме и декартовых координатах записывается в следующем виде:

$$\frac{\partial(\rho\varphi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \varphi)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \right] + S_\varphi,$$

где φ — переменная на единицу массы, U_j — компонента скорости в направлении j , Γ_φ — коэффициент диффузии, S_φ — источниковый член, ρ — плотность газовой смеси.

Энергия E представляет собой добавку к внутренней, кинетической и химической энергии, которые являются функциями соответственно температуры T , скорости V и энтальпии образования h^0 :

$$E = \rho \left(c_v T + \frac{V^2}{2} + \sum_{k=1}^{KK} Y_k h_k^0 \right). \quad (1)$$

Здесь c_v — теплоемкость при постоянном объеме, Y_k — массовая доля k -го компонента. Набор обратимых химических реакций в количестве N между KK химическими соединениями записывается следующим образом:

$$\sum_{k=1}^{KK} \nu'_{ki} \chi_k \leftrightarrow \sum_{k=1}^{KK} \nu''_{ki} \chi_k, \quad i = 1, \dots, N,$$

где ν_{ki} — стехиометрические коэффициенты, χ_k — символы химических соединений.

Количество молей k -го вещества $\dot{\omega}_k$, образующееся в единицу времени, можно записать следующим образом:

$$\dot{\omega}_k = \sum_{i=1}^N (\nu''_{ki} - \nu'_{ki}) \left(k_{fi} \prod_{k=1}^{KK} [\chi_k]^{\nu'_{ki}} - k_{ri} \prod_{k=1}^{KK} [\chi_k]^{\nu''_{ki}} \right), \quad (2)$$

где $N = 22$, $KK = 14$, $[\chi_k]$ — молярная концентрация k -го компонента. Предполагается, что константы скоростей прямых реакций k_{fi} имеют аррениусовскую зависимость от температуры: $k_{fi} = A_i T^{\beta_i} \exp(-E_i/RT)$, где предэкспоненциальный множитель A_i , показатель степени β_i при температуре и энергия активации E_i определяются экспериментально. Константы скоростей обратных реакций k_{ri} рассчитываются исходя из концентрационной константы равновесия. Программа их расчета описана в

Таблица 1

Упрощенный механизм реакций, использовавшийся для расчетов с применением программы CHEMKIN

Реакции	A_i , см·с·К	β_i	E_i , кал/моль	Реакции	A_i , см·с·К	β_i	E_i , кал/моль
$H + O_2 = O + OH$	$1.86 \cdot 10^{14}$	0	16 790	$CH_2O + M = HCO + H + M$	$3.31 \cdot 10^{16}$	0	81 000
$H_2 + O = H + OH$	$1.82 \cdot 10^{10}$	1	8 900	$CH_2O + OH = HCO + H_2O$	$7.59 \cdot 10^{12}$	0	170
$H_2O + O = OH + OH$	$3.39 \cdot 10^{13}$	0	18 350	$CH_2O + H = HCO + H_2$	$3.31 \cdot 10^{14}$	0	10 500
$H_2O + H = H_2 + OH$	$9.55 \cdot 10^{13}$	0	20 300	$CH_2O + O = HCO + OH$	$5.01 \cdot 10^{13}$	0	4 600
$H_2O + M = H + OH + M$	$2.19 \cdot 10^{16}$	0	105 000	$CH_4 + M = CH_3 + H + M$	$1.41 \cdot 10^{17}$	0	88 400
$O_2 + M = O + O + M$	$5.13 \cdot 10^{15}$	0	115 000	$CH_4 + H = CH_3 + H_2$	$1.26 \cdot 10^{14}$	0	11 900
$H_2 + M = H + H + M$	$2.19 \cdot 10^{14}$	0	96 000	$CH_4 + OH = CH_3 + H_2O$	$3.47 \cdot 10^{03}$	3.1	2 000
$CO + OH = CO_2 + H$	$1.29 \cdot 10^{07}$	1.3	-770	$CH_4 + O = CH_3 + OH$	$1.58 \cdot 10^{13}$	0	9 200
$CO + O + M = CO_2 + M$	$5.89 \cdot 10^{15}$	0	4 100	$CH_3 + O = CH_2O + H$	$1.29 \cdot 10^{14}$	0	2 000
$CO_2 + O = CO + O_2$	$2.75 \cdot 10^{12}$	0	43 830	$CH_3 + O_2 = CH_3O + O$	$4.79 \cdot 10^{13}$	0	29 000
$HCO + M = H + CO + M$	$1.45 \cdot 10^{14}$	0	19 000	$CH_3O + M = CH_2O + H + M$	$5.01 \cdot 10^{13}$	0	21 000

работе [11]. В табл. 1 приведен используемый в настоящей работе упрощенный механизм из 22 реакций с участием 14 соединений (H, H₂, O, O₂, OH, H₂O, CH₃, CH₄, CH₂O, CH₃O, CO,

CO₂, HCO, N₂). Каждая термодинамическая характеристика газовой смеси рассчитывалась как функция локальной температуры и локального состава с помощью программного пакета CHEMKIN [12].

Расчеты проводились в трехмерной геометрии. На рис. 1 показана схема горелки, использованной в работе [10]. Завихритель имеет 8 плоских лопаток с длиной хорды 50 мм. Угол наклона 62° обеспечивает коэффициент закрутки приблизительно 0.95, а угол 38° — коэффициент закрутки примерно 0.6. Рабочие условия и геометрические размеры представлены в табл. 2. Стенки предполагаются адиабатическими. Длины сопла горелки достаточно для получения полностью развитого течения в завихрителе. Рассматривается полная трехмерная модель горелки с использованием гексаэдрической сетки с количеством ячеек $\approx 4 \cdot 10^6$. Чтобы продемонстрировать чувствительность результатов к разрешению сетки, на рис. 2

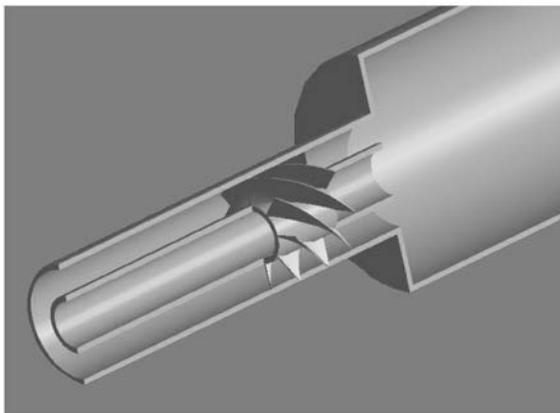


Рис. 1. Схема вихревой горелки с коэффициентом закрутки 0.95

Таблица 2

Входные параметры потоков газов и геометрические размеры сопел

Канал	Скорость, м/с	Диаметр, м	Состав	Температура, К	Интенсивность турбулентности, %
Центральный	0.66	0.025	$Y_{CH_4} = 0.05$ $Y_{N_2} = 0.95$	300	12
Кольцевой	1.54	0.028	$Y_{O_2} = 0.22$ $Y_{N_2} = 0.78$	900	7.5

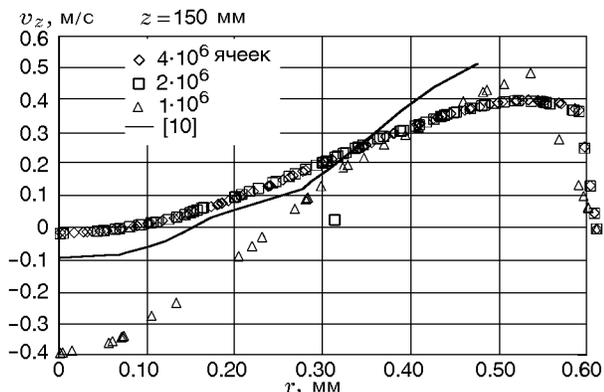


Рис. 2. Чувствительность к разрешению сетки

представлен радиальный профиль аксиальной скорости в сечении на расстоянии $z = 150$ мм от выхода сопел для сеток с числом ячеек $1 \cdot 10^6$, $2 \cdot 10^6$, $4 \cdot 10^6$.

Диапазон изменения параметра y^+ позволяет найти подходящее описание в пристенной области течения. Параметр y^+ определяется как локальное число Рейнольдса, основанное на динамической скорости $(\tau_w/\rho)^{1/2}$ и расстоянии до стенки y . Этот параметр модели тщательно подбирали, чтобы получить точное описание влияния стенки на структуру течения, близкого к турбулентному. Сетка была построена таким образом, чтобы обеспечить адекватное описание в пристенной области, поэтому параметр y^+ принимал значения меньше четырех.

Применение осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса позволяет получать осредненные поля течений, что важно для разработки камер сгорания [13]. Поскольку полный поток характеризуется наличием вторичных потоков, была использована RNG k - ε -модель турбулентности. Таким образом, турбулентная вязкость позволяла учитывать эффекты вращения, а также градиенты давления. Тестировались и другие модели турбулентности, такие как SST k - ω и модель рейнольдсовых напряжений. С точки зрения схожести наилучшие результаты давала k - ε -модель. Уравнения k - ε -модели турбулентности имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k \bar{u}_i) &= \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - \rho \varepsilon, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon \bar{u}_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \\ &+ C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь k — турбулентная кинетическая энергия, $\alpha_k = 1.4$ — коэффициент, обратный эффективному числу Прандтля, μ_{eff} — турбулентная вязкость, ε — диссипация турбулентной кинетической энергии, $G_k = \mu_t 2S_{ij}S_{ij}$, S_{ij} — компоненты тензора деформации, член R_ε представляет собой скорость деформации, определяемую по формуле

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \eta^3 \rho (1 - \eta/\eta_0) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (5)$$

$$\eta = (2S_{ij}S_{ij})^{0.5} \frac{k}{\varepsilon}, \quad (6)$$

коэффициенты равны $C_\mu = 0.0845$, $C_{1\varepsilon} = 1.42$, $C_{2\varepsilon} = 1.68$, $\eta_0 = 4.38$, $\beta = 0.012$. Уравнения непрерывности, сохранения импульса, энергии и сохранения компонентов решались методом конечных объемов. Для моделирования применялась явная схема, а также противопотоковая схема второго порядка. Для обеспечения более высокой точности в зоне реакций многосеточный метод не использовался.

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ

На рис. 3 показаны линии тока и контуры NO в продольной плоскости и поперечном сечении на расстоянии 25 мм от сопла внутри испытательной камеры при коэффициенте закрутки 0.95. Распределение концентрации оксида азота получено путем корреляций, поскольку в механизме реакций азот рассматривался как инертный газ. Внутренняя зона рециркуляции имеет один тороидальный вихрь, проекция которого в продольной плоскости отображается как два вращающихся в противоположных направлениях вихря и ограничивается двумя точками торможения потока на оси камеры. Его продольная длина 111 мм определяется расстоянием между этими точками торможения, тогда как его поперечный размер 74 мм — суммой диаметров вихрей. С учетом того, что максимальное количество NO образуется в зоне реакций, фронт пламени будет находиться вблизи поверхности торможения, где смешиваются реагенты и горячие продукты. Поэтому внутренняя зона рециркуляции ответственна за то,

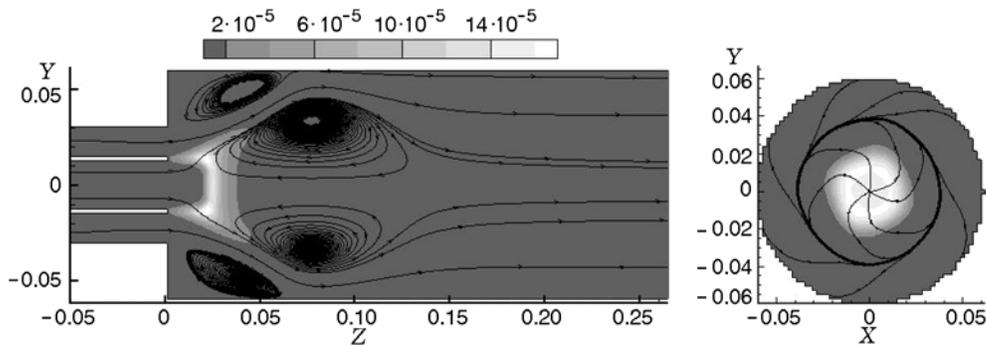


Рис. 3. Контуры концентрации NO и линии тока в проекции на продольную плоскость ($x = 0$) и поперечную плоскость ($z = 25$ мм) (коэффициент закрутки 0.95)

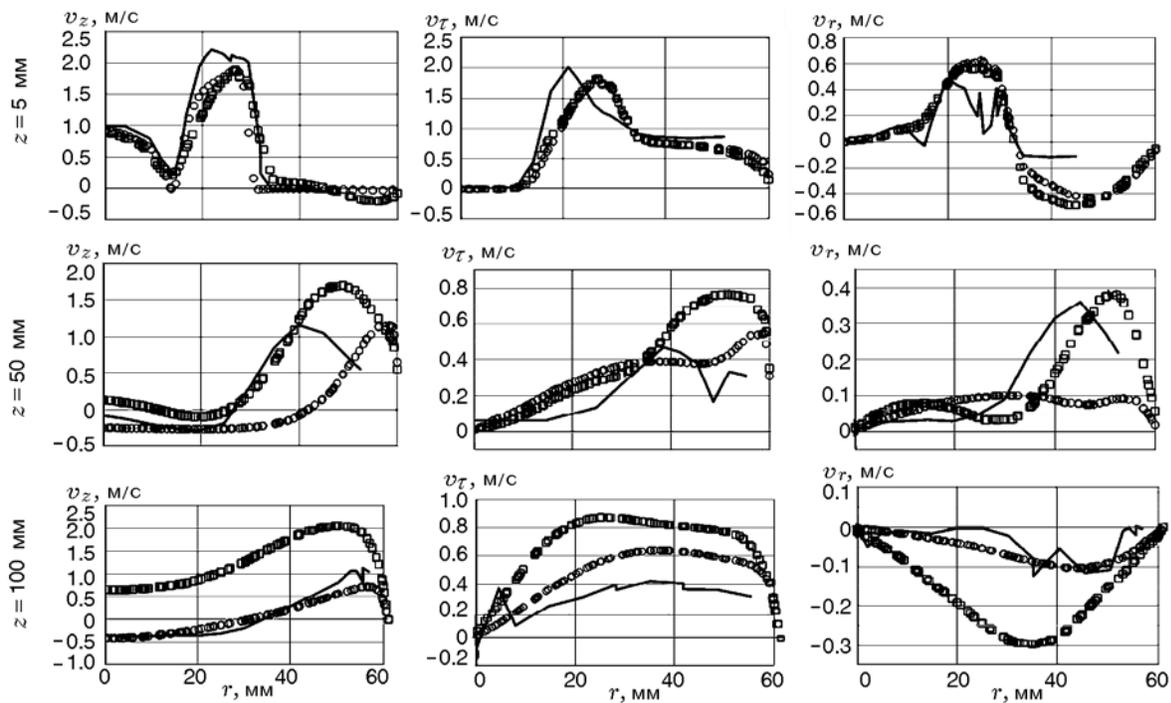


Рис. 4. Радиальные профили осредненных аксиальной (слева), тангенциальной (в центре) и радиальной (справа) компонент скорости в поперечных сечениях на расстояниях $z = 5, 50$ и 100 мм от выхода сопел:

коэффициент закрутки 0.95; кружки — в отсутствие реакций, квадраты — бедное пламя метана, линии — экспериментальные данные [10] в пересчете на плотность при отсутствии реакций

что пламя имеет фиксированное положение в камере. Поступающее горючее воспламеняется легче за счет передачи тепла от продуктов реакций, возвратный поток которых существует в этой зоне.

На рис. 4 представлены рассчитанные средние значения компонент скорости на различных расстояниях от выхода сопел. Для сравнения представлены результаты в случае отсутствия реакций. Численные результаты

сопоставлены с данными экспериментов. С учетом того, что данные экспериментов [10] получены для изотермического случая при 300 К, а моделирование в случае отсутствия реакций проведено для температуры 900 К, экспериментальные значения были пересчитаны для устранения эффекта плотности. Для сечения при $z = 5$ мм результаты совпадают в изотермическом случае и в случае с химическими реакциями. Очевидно, что центральная струя

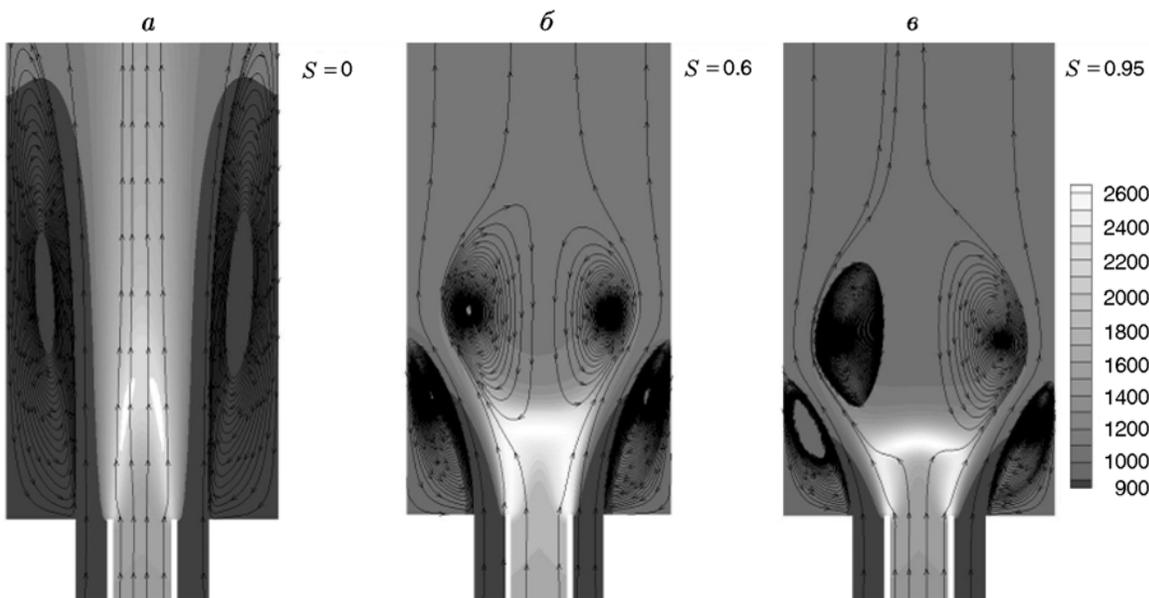


Рис. 5. Контуры температуры и линии тока в проекции на продольную плоскость $x = 0$ при разных коэффициентах закрутки S

не имеет никакого завихрения, в то время как в кольцевом потоке наблюдается характерная тангенциальная скорость вынужденного вихря. Следовательно, отсутствие радиального равновесия в такого рода вихре отвечает за распределение радиальной скорости.

Зависимости, построенные для сечений 50 и 100 мм, позволяют установить влияние пламени. За счет повышения температуры происходит увеличение осевой скорости, что делает выполнимым условие сохранения массового расхода. Принимая во внимание, что отрицательная осевая компонента скорости характерна для зон рециркуляции, в случае наличия химических реакций внутренняя зона рециркуляции будет меньше, а внешняя, наоборот, больше, чем в изотермическом случае. Эти результаты находятся в соответствии с полученными в работе [7] для случая аксиальной инъекции. Более того, вследствие расширения продуктов реакции закрученный поток воздуха выталкивается на периферию камеры сгорания, где тангенциальная и радиальная компоненты скорости выше, чем в изотермическом случае.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Сопоставим пламена с различными коэффициентами закрутки: $S = 0.95$ (длина внутренней зоны рециркуляции 111 мм), 0.6

(104 мм) и 0 (внутренняя зона рециркуляции отсутствует). На рис. 5 показаны двумерные линии тока и контуры температуры. Чем выше коэффициент закрутки, тем больше внутренняя зона рециркуляции и меньше внешняя, что согласуется с результатами работы [14]. При коэффициенте закрутки 0.95 зона реакций имеет V-образную форму. В варианте $S = 0.6$ с меньшей внутренней зоной рециркуляции и большим пограничным слоем зона реакций принимает M-образную форму, появляются два фронта пламени и, следовательно, состояние становится менее устойчивым. Предположение об адиабатических стенках не совсем реалистично в случае горелок, но в отсутствие диффузоров внешняя зона рециркуляции действует как изолятор продуктов реакций. Очевидно, что присутствие диффузора, который предотвращает появление наружной зоны рециркуляции, приведет к тому, что фронт пламени будет находиться в контакте со стенками и потому влияние теплопотерь будет играть большую роль.

Эти результаты подтверждаются распределениями средней температуры и аксиальной скорости на оси горелки, которые приведены на рис. 6, а при разных коэффициентах закрутки. Если считать, что положение фронта пламени определяется максимальным температурным градиентом, то можно обнаружить узкую

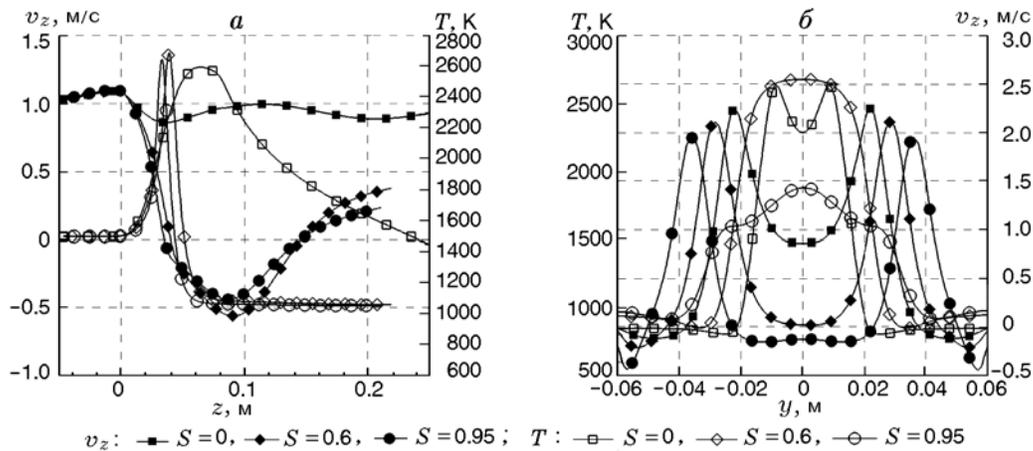


Рис. 6. Профили аксиальной скорости и температуры вдоль оси (а) и в поперечном сечении на расстоянии $z = 40$ мм от выхода сопел (б)

зону реакций при коэффициентах закрутки $S = 0.6$ и 0.95 , расположенную перед передней точкой торможения потока во внутренней зоне рециркуляции. При $S = 0$ отсутствие внутренней зоны рециркуляции расширяет зону реакций за счет малого градиента. На рис. 6,б представлены радиальные профили аксиальной скорости и температуры в сечении $z = 40$ мм вблизи положения максимального градиента температуры. Профили температуры имеют выпуклую форму в случае закрученных потоков и вогнутую в отсутствие закрутки. Также следует отметить, что при $S = 0.95$, благодаря внутренней зоне рециркуляции, имеют место более низкие температуры, а при $S = 0$ и 0.6 максимальные значения температуры совпадают.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование процессов в безвихревых и вихревых горелках с высоким коэффициентом закрутки при использовании упрощенного механизма реакций. Структура течения свидетельствует о наличии внутренней зоны рециркуляции при больших коэффициентах закрутки, а также о наличии внешней зоны рециркуляции, обусловленной резким расширением канала. Сравнение решений при отсутствии и протекании реакций показало, что в последнем случае наблюдаются более высокие аксиальные скорости и меньшие внутренние зоны рециркуляции. Сильное завихрение обеспечивает устойчивое положение пламени. Передняя точка тор-

можения внутренней зоны рециркуляции играет важную роль в стабилизации положения фронта пламени в вихревых горелках. Результаты численного моделирования показали, что горючее не достигает внутренней зоны рециркуляции, хотя в других работах утверждается, что это возможно.

Установлено, что с увеличением коэффициента закрутки ($S = 0, 0.6$ и 0.95) толщина фронта пламени уменьшается. Кроме того, в зависимости от коэффициента закрутки меняется форма фронта. Расчеты показали, что при коэффициенте закрутки $S = 0.6$ зона реакций имеет М-образную форму, а при $S = 0.95$ — V-образную.

Решение осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса позволяет получать осредненные поля течений, что важно для разработки камер сгорания. Однако для описания таких явлений, как проскок пламени, «горячие точки», неустойчивость и гашение, необходимы расчеты высокого разрешения неустановившихся течений, результаты которых будут представлены в последующих работах.

Авторы выражают благодарность Суперкомпьютерному центру Барселоны за предоставление вычислительных мощностей и техническую поддержку (ref. FI-2013-1-0001). Работа выполнена в рамках программы European Commission — Research Infrastructures по проекту HPC-EUROPA2 (N 228398). Работа также поддержана Министерством науки и инноваций Испании в рамках проекта ENE2011-25468.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ishizuka S.** Flame propagation along a vortex axis // *Prog. Energy Combust. Sci.* — 2002. — V. 28. — P. 477–542.
2. **Chomiak J., Gorczakowski A., Parra T., Jarosinski J.** Flame kernel growth in a rotating gas // *Combust. Sci. Technol.* — 2008. — V. 180, N 2. — P. 391–399. — DOI: 10.1080/00102200701740964.
3. **Therkelsen P. L., Portillo J. E., Littlejohn D., Martin S. M., Cheng R. K.** Self-induced unstable behaviors of CH₄ and H₂/CH₄ flames in a model combustor with low-swirl injector // *Combust. Flame.* — 2013. — V. 160. — P. 307–321.
4. **Rotman D. A., Oppenheim A. K.** Aerothermodynamic properties of stretched flames in enclosures // *Twenty-first Symp. on Combustion.* — 1986. — P. 1303–1312.
5. **Dunn-Rankin D., Barr P. K., Sawyer R. F.** Numerical and experimental study of «tulip» flame formation in a closed vessel // *Ibid.* — P. 1291–1301.
6. **Valera-Medina A., Syred N., Griffiths A.** Visualisation of isothermal large coherent structures in a swirl burner // *Combust. Flame.* — 2009. — V. 156. — P. 1723–1734. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2009.06.014.
7. **Olivani A., Solero G., Cozzi F., Coghe A.** Near field flow structure of isothermal swirling flows and reacting non-premixed swirling flames // *Experim. Therm. Fluid Sci.* — 2007. — V. 31. — P. 427–436. — DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2006.05.003.
8. **Syred N., Giles A., Lewis J., Abdulsada M., Valera Medina A., Marsh R., Bowen P. J., Griffiths A. J.** Effect of inlet and outlet configurations on blow-off and flashback with premixed combustion for methane and a high hydrogen content fuel in a generic swirl burner // *Appl. Energy.* — 2014. — V. 116. — P. 288–296. — DOI: 10.1016/j.apenergy.2013.11.071.
9. **Khanafer K., Aithal S. M.** Fluid-dynamic and NO_x computation in swirl burners // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* — 2011. — V. 54. — P. 5030–5038. — DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.07.017.
10. **Roback R., Johnson B. V.** Mass and momentum turbulent transport experiments with confined swirling coaxial jets // *NASA CR-168252.* — 1983.
11. **Парра-Сантос М. Т., Кастро-Руис Ф., Мендес-Буено Ц.** Численное моделирование перехода горения в детонацию // *Физика горения и взрыва.* — 2005. — Т. 41, № 2. — С. 108–115.
12. **Schmitt R. G., Butler P. B., French N.** Chemkin real gas: A Fortran package for the analysis of thermodynamics and chemical kinetics in high pressure systems // *Univ. Iowa Rep. N UIME-PBB 93-006.* — 1993.
13. **Congedo P. M., Dupra C., Balarac G., Corre C.** Numerical prediction of turbulent flows using Reynolds-averaged Navier — Stokes and Large-Eddy simulation with uncertain inflow conditions // *Intern. J. Numer. Methods Fluids.* — 2013. — V. 72. — P. 341–358. — DOI: 10.1002/fld.3743.
14. **Ranga Dinesh K. K. J., Kirkpatrick M. P., Jenkins K. W.** Investigation of the influence of swirl on a confined coannular swirl jet // *Computers & Fluids.* — 2010. — V. 39. — P. 756–767.

Поступила в редакцию 6/III 2014 г.