

УДК 533, 536, 538.9, 544

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ВЗВЕСИ ЭТАНОЛА В ВОЗДУХЕ

А. А. Пономарев^{1,2}, Д. К. Шараборин¹, М. Ю. Хребтов¹,
Р. И. Мулладжанов^{1,2}, В. М. Дулин^{1,2}

¹Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, aap@itp.nsc.ru

²Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

Проведено численное моделирование ламинарного пламени предварительно перемешанной смеси этанола и воздуха при атмосферном давлении с добавлением взвеси капель этанола. Начальное отношение топлива к окислителю в газовой фазе задано равным $\phi_{gas} = 0.844$ и 1.125 . С учетом топлива в жидкой фазе суммарное значение коэффициента избытка топлива составило $\phi_{tot} = 1.195$ и 1.476 соответственно. В расчете был использован метод прямого численного моделирования с сокращенным химическим механизмом. Движение, нагрев и испарение капель рассчитывались в приближении Лагранжа. Результаты численного моделирования верифицированы с использованием экспериментальных данных (фотографии конуса пламени и данные лазерно-индуцированной флуоресценции). Установлено, что все капли испаряются в области прогрета фронта пламени и наличие топлива в жидкой фазе приводит к значительному росту концентрации СО как в расчете, так и в эксперименте.

Ключевые слова: ламинарное конусное пламя, газок капельное горение, этанол, метод конечных объемов, OpenFOAM.

DOI 10.15372/FGV20230202

ВВЕДЕНИЕ

Жидкое топливо является самым распространенным источником энергии в транспорте и еще долгое время останется таковым, особенно в авиации. Ввиду этого становится важным создание новых силовых установок, способных работать с большей эффективностью и меньшим уровнем выбросов загрязняющих веществ. Наиболее достоверным способом исследования подобных систем является натурный эксперимент, однако его проведение, как правило, связано с большими финансовыми затратами, трудностью технического исполнения и ограниченными возможностями измерений, поэтому для моделирования камер сгорания активно используются численные методы [1, 2] и эксперименты в упрощенных конфигурациях. С развитием технологий и значительным по-

вышением вычислительных мощностей стало возможным проводить достоверное математическое моделирование физико-химических процессов, происходящих при горении в многофазных средах. Особенный интерес представляет моделирование динамики газок капельных потоков в условиях высокого давления [3–5] и высокой температуры [6–8], соответствующих рабочим условиям двигателя. Однако точность имеющихся моделей не всегда бывает достаточной для корректного описания процессов в критических условиях за разумное время. Для повышения точности расчетов необходимо разрабатывать новые и улучшать существующие упрощенные модели, что невозможно без однозначного понимания фундаментальных процессов в газок капельных пламенах, которые необходимо детально изучать.

Распространенным объектом для исследования фундаментальных особенностей процессов горения газок капельного топлива являются растяженные противоточные [9–11] и ламинарные конические пламена [12]. Горение спреев исследовалось достаточно широко, в то время как работ, посвященных изучению горения ламинарного конического пламени газозвесей, немного [13, 14]. В области численного моде-

Численное исследование выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2020-806). Эксперименты выполнены в рамках проекта Российского научного фонда № 22-19-00803 в ИТ СО РАН.

Доложено на II Международной научной конференции «Физика и химия горения и процессов в экстремальных условиях», 12–16 июля 2022, Самара.

© Пономарев А. А., Шараборин Д. К., Хребтов М. Ю., Мулладжанов Р. И., Дулин В. М., 2023.

лирования в настоящее время не представлено работ по изучению газокапельного ламинарного конусного пламени предварительно перемешанной смеси этанола с воздухом.

В данной работе впервые выполнено исследование особенностей ламинарного горения газокапельной взвеси этанола в воздухе на основе метода прямого численного моделирования пламени в форме конуса, верифицированного по экспериментальным данным.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

1.1. Экспериментальная установка

Измерения проводились в ламинарном коническом предварительно перемешанном пламени, стабилизированном на кромке осесимметричного сужающегося сопла диаметром 15 мм. Трехмерная геометрия сопла подробно описана в работе [15] (случай без завихрителя). Число Рейнольдса для струи составляло $Re = 1000$ (расчет по расходу 10.8 л/мин и вязкости воздуха при комнатной температуре). Смесь паров и взвеси капель спирта, перемешанных с сухим воздухом, использовалась в качестве топлива. Взвесь капель спирта создавалась ультразвуковым атолизатором (KERI M1009-2), состоящим из десяти пьезоэлектрических мембран, собранных в едином корпусе с электронным блоком, генерирующим сигнал частотой 1.7 МГц. Топливо подавалось путем пропускания воздуха через резервуар с этанолом, на дне которого был установлен ультразвуковой атолизатор. Средний размер капель был измерен системой, основанной на время-пролетном методе (AOM Systems SpraySpy), и составил 14 мкм. Для изменения соотношения топливо/воздух на выходе из сопла основной поток воздуха с парами и каплями этанола мог быть разбавлен дополнительным потоком сухого воздуха. Расход воздуха контролировался массовыми расходомерами (Bronkhorst El-Flow).

1.2. Методы измерения

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Для оценки температуры пламени использовался метод two-line OH PLIF. Для реализации метода применялась комбинация двух линий Q1(5) и Q1(14) полосы переходов (1-0) электронной системы A-X в

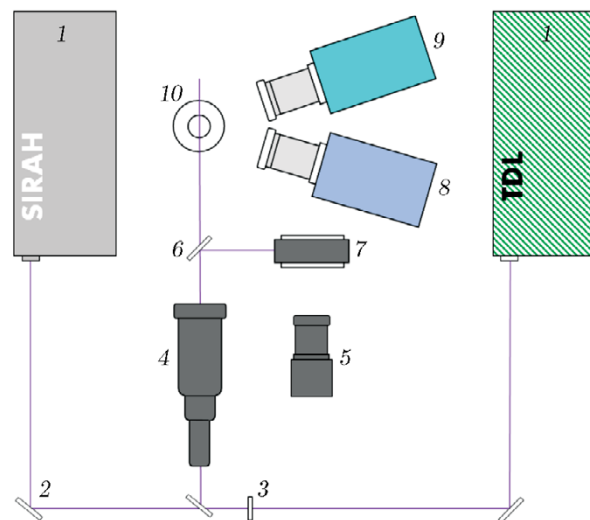


Рис. 1. Экспериментальная установка:

1 — лазеры на красителе, 2 — призма Глана, 3 — полуволновая пластина, 4 — коллиматор, 5 — камера кюветы, 6 — делитель пучка, 7 — кювета, 8 — PLIF-камера 1, 9 — PLIF-камера 2, 10 — сопло

качестве одной из наиболее эффективных пар, согласно работе [16]. Метод был реализован с использованием двух независимых систем OH PLIF, синхронизированных генератором импульсов (модель BNC 575). Одна из систем PLIF состояла из перестраиваемого лазера на красителях (Sirah Precision scan), импульсного лазера накачки Nd: YAG (QuantaRay, 0.7 Дж на длине волны 532 нм) и чувствительной в ультрафиолетовом диапазоне интенсифицированной ПЗС-камеры (PCO Dicom Pro, 12-бит, 1024 × 1024 пкс). Другая система также состояла из перестраиваемого лазера на красителях (Quantel TDL+), лазера накачки Nd: YAG (Quantel YG980 0.5 Дж на длине волны 532 нм) и камеры (LaVision Imager sCMOS, 16-бит, 2560 × 2160 пкс), подключенной к усилителю (LaVision IRO). Интенсифицированные камеры были оснащены ультрафиолетовыми объективами (LaVision 100 мм, $f = 2.8$) и полосовыми оптическими фильтрами (LOT-Oriel, коэффициент пропускания 17 % на длине волны 310 нм с шириной на полувысоте 11 нм). Средняя энергия импульсов перестраиваемых лазеров для этих переходов составляла приблизительно 3 и 15 мДж соответственно. Спектральная калибровка лазеров на красителях проводилась путем сравнения экспериментального спектра возбуждения радикала OH с результатами моделирования

с использованием программного обеспечения LifBase [17]. Лучи лазеров двух PLIF-систем были сведены к одному оптическому пути и развернуты в коллимированный лазерный нож шириной 50 мм и толщиной 0.8 мм в области измерения. Два лазерных импульса PLIF-систем были разделены во времени на 0.6 мкс. Время экспозиции обеих PLIF-камер составляло 200 нс. Часть лазерного излучения отражалась (примерно 4 % энергии) в кювету полупрозрачным зеркалом, размещенным после коллиматора. Для учета неравномерности распределения энергии в лазерных ножах дополнительная ПЗС-камера (ImperX Bobcat IGV-B4820, 12-бит изображения) регистрировала интенсивность флуоресценции внутри прямоугольной кюветы, заполненной раствором родамина 6G.

2. МОДЕЛЬ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

2.1. Математическая модель

Для моделирования процессов газочапельного горения использовался пакет CFD с открытым исходным кодом OpenFOAM [18] с использованием решателя sprayFoam, рассчитывающий процессы в лагранжево-эйлеровой постановке методом конечных объемов. Ранее данный решатель был валидирован для случаев инъекции и распыления потоков дизельного топлива [19–21], а также для ударных волн в дисперсной водной среде [22]. Численная модель состоит из взаимосвязанных уравнений сжимаемой газовой фазы (эйлеров подход) и уравнений жидкостной фазы (лагранжев подход). Для газовой фазы решается следующая система уравнений:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{u}) = S_{ev}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{u} Y_i) = \nabla (\mu \nabla Y_i) + S_{Y_i} + W_{Y_i}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla [\mu (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)] - \nabla ((2/3)\mu \operatorname{tr} (\nabla \mathbf{u})) + S_m, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho h_s}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{u} h_s) = \\ = \nabla (\rho a \nabla h_s) + \frac{Dp}{Dt} + S_h + S_{rad}, \end{aligned} \quad (4)$$

состоящая из уравнений непрерывности (1), баланса масс химических компонентов (2), баланса импульса (3) и баланса удельной энтальпии (4), где ρ — плотность, \mathbf{u} — скорость, Y_i — массовая доля i -го компонента, D/Dt — субстанциональная производная, a — температуропроводность, $\operatorname{tr}(\dots)$ — след матрицы.

Для расчета давления используется уравнение состояния идеального газа. Правые части уравнений (1)–(4) содержат источники члены, рассчитываемые из жидкостной фазы: S_{ev} связан со скоростью изменения плотности газовой смеси за счет массопереноса между фазами и является суммой изменения масс капель, $S_{ev} = \sum_i \dot{m}_{p_i}$, где \dot{m}_{p_i} — скорость изменения массы i -й капли; S_{Y_i} и W_{Y_i} — источники члены, связанные соответственно с протеканием химических реакций и испарением компонентов жидкой фазы; S_h — теплообмен между каплями и газом с учетом теплоты парообразования; S_m — сила трения между каплями и газом; S_{rad} — радиационный теплообмен. Газовая фаза рассматривалась как предварительно перемешанная смесь этанола с воздухом, а капли — как чистый этанол.

Каждая лагранжева частица представляет собой совокупность капель с одинаковыми характеристиками. Такой подход, в отличие от эйлерова, позволяет значительно сократить вычислительные затраты и в разумные сроки моделировать испарение большого количества капель. Для каждой эйлеровой частицы решается уравнение сохранения импульса с учетом действующих на нее сил:

$$\frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \frac{\mathbf{F}_D}{m_p} + \mathbf{g}. \quad (5)$$

Здесь \mathbf{u}_p — скорость частицы, \mathbf{g} — сила тяжести, m_p — масса частицы, \mathbf{F}_D — сила вязкого трения,

$$\mathbf{F}_D = m_p \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \frac{C_D \operatorname{Re}}{24} \mathbf{u}_{rel}, \quad (6)$$

где μ — динамическая вязкость, d_p — диаметр капли, Re — локальное число Рейнольдса, \mathbf{u}_{rel} — скорость капли относительно потока. Коэффициент сопротивления C_D для сферических капель выражается в следующей форме [23]:

$$C_D = \begin{cases} 24(1 + 0.15 \operatorname{Re}^{0.687}), & \operatorname{Re} \leq 1000, \\ 0.44, & \operatorname{Re} > 1000. \end{cases} \quad (7)$$

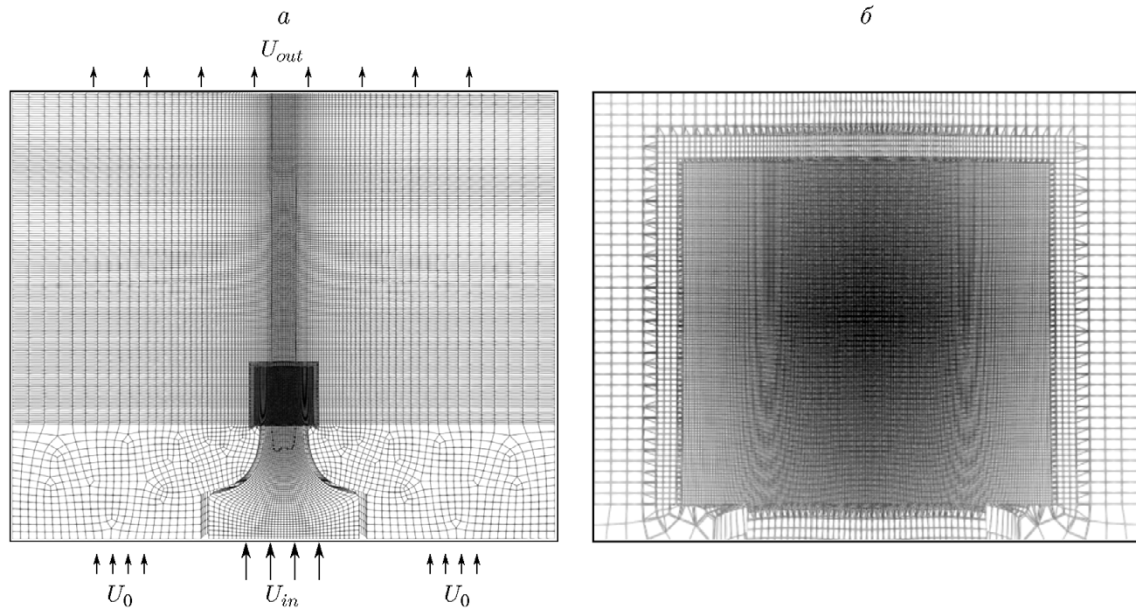


Рис. 2. Сечение расчетной сетки:

a — расчетный домен, *б* — область адаптивного сгущения

Для описания процесса испарения использовалось уравнение

$$\frac{dm_p}{dt} = -\pi d \text{Sh} D_{vap} (\rho_{sat} - \rho_{inf}), \quad (8)$$

где D_{vap} — коэффициент диффузии пара, ρ_{sat} — давление насыщенного пара, ρ_{inf} — плотность паров спирта в точке капли в эйлеровой фазе. Число Шервуда Sh определяется через аппроксимацию Ранца — Маршалла [24]:

$$\text{Sh} = 2 + 0.6 \text{Re}^{1/2} \text{Sc}^{1/3}, \quad (9)$$

где Sc — число Шмидта. Теплоперенос включает в себя конвекцию и испарение:

$$m_p c_p \frac{dT}{dt} = A \left(\frac{k \text{Nu}}{d_p} (T - T_p) - \epsilon \pi I - \sigma \epsilon T_p^4 \right) - \frac{dm_p}{dt} h_\omega, \quad (10)$$

где A — площадь поверхности капли, k — теплопроводность, ϵ — степень черноты компонента смеси, σ — постоянная Стефана — Больцмана, I — интенсивность радиационного теплового потока, c_p — удельная теплоемкость капли, h_ω — удельная энтальпия фазового перехода. Тепловое излучение учитывалось по закону Стефана — Больцмана. Число Нуссельта Nu оценивалось следующим образом [24]:

$$\text{Nu} = 2 + 0.6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}. \quad (11)$$

Для описания радиационного теплопереноса была использована модель P1 [25], так как она обладает рядом преимуществ в данном случае: уравнение радиационного теплопереноса легко решается небольшим количеством процессоров; учитываются эффекты рассеяния, в том числе возможен учет эффекта от твердых частиц, капель и сажи; активно применяется в моделировании процессов горения [26, 27]. Данные по коэффициентам излучения H_2O , CO_2 , CO и CH_4 взяты из [28]. Пары этанола рассматривались как серый газ. Коэффициент излучения этанола выбран согласно [29].

2.2. Детали численного моделирования

В качестве расчетной области выбран трехмерный аксиально-симметричный домен высотой 180 мм и радиусом 100 мм. Расчетная сетка состояла преимущественно из гексагональных ячеек. Ее изображение представлено на рис. 2. Для повышения точности расчета фронта пламени на выходе из сопла выполнено двойное адаптивное сгущение в виде аксиально-симметричных областей радиусом 13 мм и высотой 26 мм, а также радиусом 11.5 мм и высотой 23 мм. Размер ячеек на выходе из сопла составлял $80 \cdot 10^{-6} \times 170 \cdot 10^{-6} \times 80 \cdot 10^{-6}$ м. На входе сопла задавался пуазе-

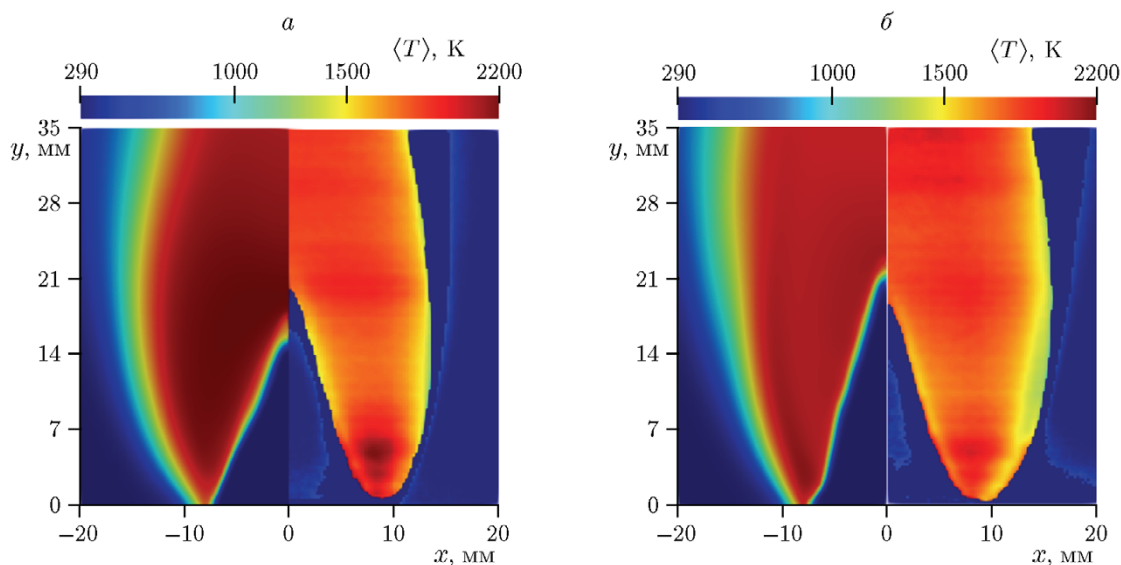


Рис. 3. Поля средних температур по данным численного расчета (слева) и экспериментов (справа):

а — режим $\phi_{tot} = 1.195$, *б* — режим $\phi_{tot} = 1.476$

левский профиль скорости, соответствующий среднеобъемному расходу воздуха 10.8 л/мин:

$$U_{in} = 2U_b \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right),$$

где $U_b = 0.063$ м/с, $R = 0.03$ м — входной радиус сопла. Вокруг сопла подавался спутный поток, соответствующий 5%-му значению скорости потока на выходе из сопла. Стенки сопла считались теплоизолированными. Начальная температура газа и жидкой фазы составляла 296 К. Концентрация паров спирта соответствовала двум режимам горения: бедному ($\phi_{gas} = 0.844$) с расходом газообразного спирта 1.2 г/мин и богатому ($\phi_{gas} = 1.125$) с расходом 1.6 г/мин. Массовый расход капель этанола был оценен с помощью весов. В обоих случаях подавалась одинаковая масса жидкой фракции, ввиду предположения о равновесной концентрации паров спирта в резервуаре, и составляла 0.5 г/мин. Таким образом, полные коэффициенты избытка топлива соответствовали $\phi_{tot} = 1.195$ и $\phi_{tot} = 1.476$.

Процесс газок капельного горения моделировался в два этапа. Изначально в сопло подавался только газообразный спирт, и проводился поджиг предварительно перемешанной этаноловоздушной смеси. После установления фронта пламени запускалась инъекция капель. Диаметр капель принят равным 14 мкм. Распределение по размеру задавалось монодисперс-

ным, ввиду невозможности экспериментального определения распределения частиц.

Для сокращения расчетного времени описание химической кинетики проводилось с помощью упрощенного химического механизма [30], состоящего из 31 компонента и 66 реакций.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Температурные поля получали по интенсивности флуоресценции ОН, возбуждаемой для двух разных линий перехода из основного состояния. Путем осреднения около 500 мгновенных ОН PLIF изображений были получены поля средних температур для каждого из режимов горения. Среднеквадратичные колебания температуры составили $100 \div 170$ К.

Профили средних температур, полученные экспериментальным путем и методом математического моделирования для режимов $\phi_{tot} = 1.195$ и $\phi_{tot} = 1.476$, приведены на рис. 3. Мгновенные поля температур и концентраций этанола, полученные методом численного моделирования, представлены на рис. 4. На рис. 5 показано распределение температуры на высоте 25 мм над срезом сопла для каждого случая. Для концентрации газов, соответствующей режиму $\phi_{tot} = 1.195$, высота конуса пламени, полученная экспериментальным путем, составила 21 мм, в то время как в числен-

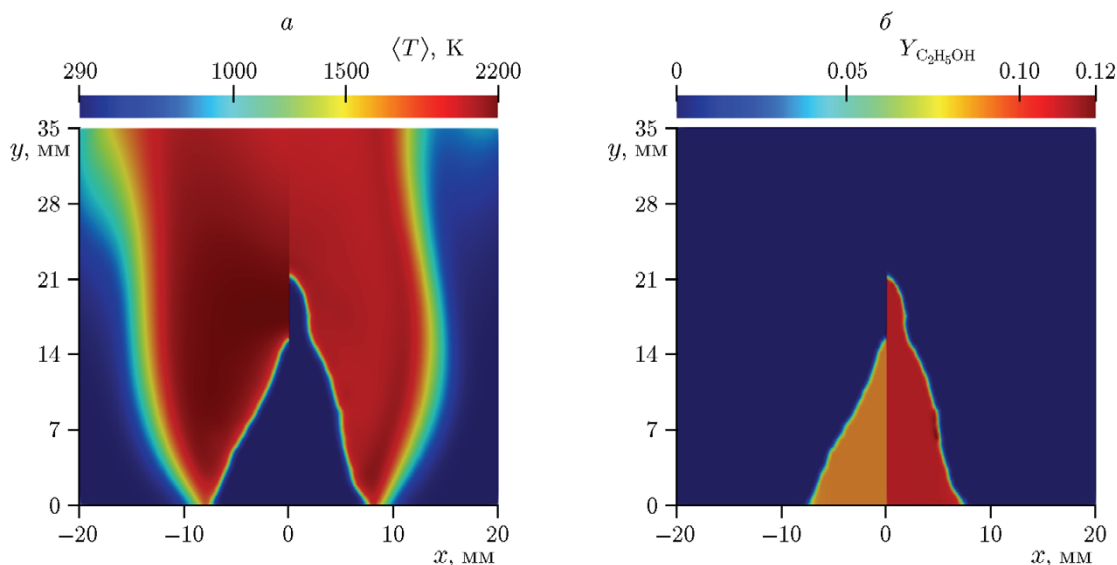


Рис. 4. Мгновенные поля температуры (*a*) и массовой доли (*б*), полученные численным моделированием для времени $t = 0.56$ с после поджига в режимах $\phi_{tot} = 1.195$ (слева) и $\phi_{tot} = 1.476$ (справа)

ном эксперименте она равнялась 17 мм. Ширина рассчитанной области горения совпадает с данными эксперимента, однако максимальная температура в расчете ($T_{\max} = 2175$ К) значительно превосходит температуру в экспериментах ($T_{\max} = 1893$ К). Для концентрации газов, соответствующей режиму $\phi_{tot} = 1.476$, высота конуса пламени составила 20 мм в эксперименте и 21.5 мм в численном моделировании. Максимальная температура в эксперименте ($T_{\max} = 1956$ К) достигается в области внешнего слоя смешения, в то время как в численном расчете получены три локальных максимума температуры, соответствующие внешней области смешения и оси сопла с максимальной температурой ($T_{\max} = 2045$ К) на оси. Ширина зоны пламени совпадает с данными эксперимента. В случае богатой смеси и для эксперимента, и для моделирования характерно уширение зоны горения за счет догорания промежуточных продуктов реакции во внешней области смешения. Для режима горения $\phi_{tot} = 1.476$ характерны сильные колебания фронта пламени в областях контакта с каплями, ввиду скачка локальной концентрации паров спирта.

Молярная доля топлива для режима, соответствующего $\phi_{tot} = 1.476$, при приближении к фронту пламени слегка увеличивается (на 1.68 %), что соответствует тому, что скорость

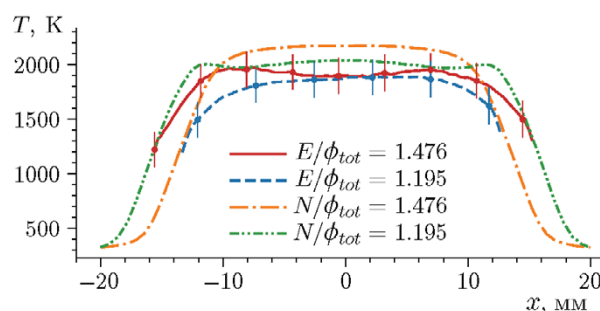


Рис. 5. Распределение температуры на высоте 25 мм над выходом сопла:

E — экспериментальные данные с погрешностью измерений, N — численные данные

испарения этанола вблизи фронта пламени локально превышает скорость его расходования в процессе химической реакции (рис. 6). Ламинарная скорость распространения пламени для данного режима была оценена в 0.46 м/с. Для режима с меньшим расходом этанола увеличение молярной доли спирта при приближении к фронту пламени практически не наблюдается (изменение на величину до 0.25 %). Молярные доли компонентов смеси для данного режима изображены на рис. 7. Оценка ламинарной скорости распространения пламени составила 0.48 м/с.

По результатам численного моделирования для обоих режимов горения характерно

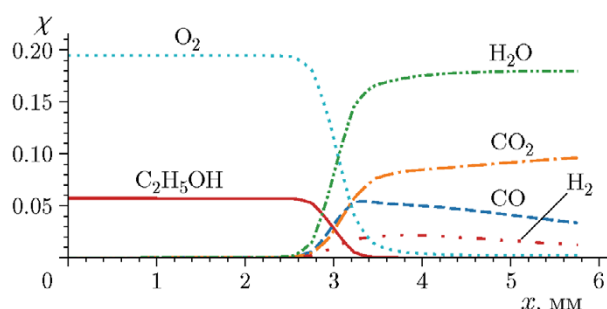


Рис. 6. Профили молярных долей основных компонентов смеси в направлении поперек фронта пламени в режиме $\phi_{tot} = 1.476$

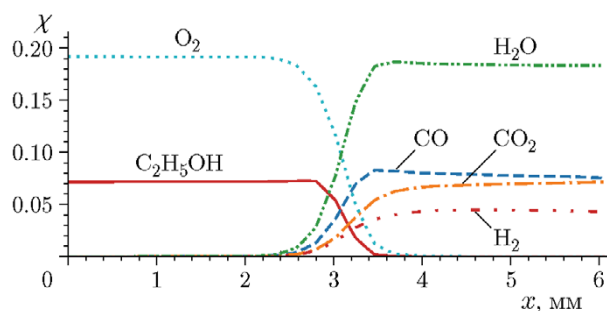


Рис. 7. Профили молярных долей основных компонентов смеси в направлении поперек фронта пламени в режиме $\phi_{tot} = 1.195$

образование значительной доли CO и CO₂ за фронтом пламени с последующим падением и ростом концентрации соответственно. Аналогичные эффекты наблюдались в работе [31]. Таким образом, данные расчета показывают, что горение газозвеси этанола в воздухе сопряжено со значительным образованием монооксида углерода в продуктах горения.

Профили температуры и плотности газа показаны на рис. 8. Видно, что для более богатого пламени характерны более широкий фронт пламени и низкая температура. В менее богатом пламени наблюдается дальнейшее увеличение температуры газа, связанное, по видимому, с окислением CO при взаимодействии с кислородом, поступающим в продукты горения из окружающего спутного потока. Также оценено влияние радиационной составляющей переноса тепла, которая заключается в незначительном нагреве потока на величину до 0.8 К перед зоной пламени, что способствует незначительному испарению капель (изменение массы капель до 0.5 %).

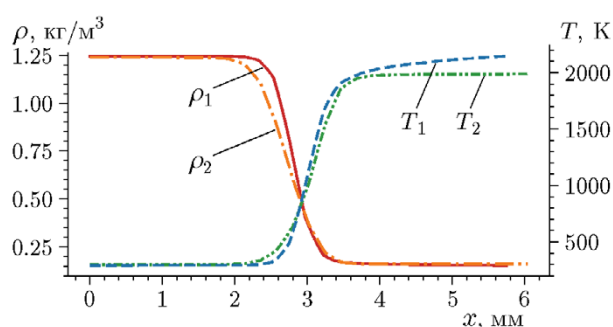


Рис. 8. Профили плотности и температуры смеси в направлении поперек фронта пламени для каждого режима:

T_1 и ρ_1 соответствуют $\phi_{tot} = 1.195$, T_2 и ρ_2 соответствуют $\phi_{tot} = 1.476$

ВЫВОДЫ

Проведено численное моделирование горения ламинарного пламени предварительно перемешанной смеси этанола с воздухом с добавлением взвеси капель этанола. Результаты численного моделирования согласуются с экспериментальными данными для режима $\phi_{tot} = 1.476$. Распределение температур в данном режиме, полученное в численном эксперименте, лежит в пределах погрешности измерения температуры методом OH PLIF. Для режима $\phi_{tot} = 1.195$ расчетные данные по температуре и высоте конуса пламени отличаются от экспериментальных, что, вероятно, связано с неточным экспериментальным определением концентрации капель спирта. Заметный рост температуры за фронтом пламени для данного режима, вероятно, связан с дальнейшим окислением CO при взаимодействии с кислородом, поступающим из спутного потока окружающего воздуха.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kondoh T., Fukumoto A., Ohsawa K., Ohkubo Y. An assessment of a multi-dimensional numerical method to predict the flow in internal combustion engines // SAE Trans. — 1985. — V. 94. — P. 701–714.
2. Rochette B., Collin-Bastiani F., Gicquel L., Vermorel O., Veynante D., Poinot T. Influence of chemical schemes, numerical method and dynamic turbulent combustion modeling on LES of premixed turbulent flames // Combust. Flame. — 2018. — V. 191. — P. 417–430. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2018.01.016.
3. Curtis E. W., Farrell P. V. A numerical study of high-pressure droplet vaporization // Combust.

- Flame. — 1992. — V. 90, N 2. — P. 85–102. — DOI: 10.1016/0010-2180(92)90111-2.
4. **Arachchilage K. H., Haghshenas M., Park S., Zhou L., Sohn Y., McWilliams B., Cho K., Kumar R.** Numerical simulation of high-pressure gas atomization of two-phase flow: Effect of gas pressure on droplet size distribution // *Adv. Powder Technol.* — 2019. — V. 30, N 11. — P. 2726–2732. — DOI: 10.1016/j.apt.2019.08.019.
 5. **Yan C., Aggarwal S. K.** A high-pressure droplet model for spray simulations // *J. Eng. Gas Turbines Power.* — 2006. — V. 128, N 3. — P. 482–492. — DOI: 10.1115/1.1915390.
 6. **Renksizbulut M., Yuen M. C.** Numerical study of droplet evaporation in a high-temperature stream // *J. Heat Transfer.* — 1983. — V. 105, N 2. — P. 389–397. — DOI: 10.1115/1.3245591.
 7. **Кузнецов Г. В., Куйбин П. А., Стрижак П. А.** Оценка численных значений констант испарения капель воды, движущихся в потоке высокотемпературных газов // *Теплофизика высоких температур.* — 2015. — Т. 53, № 2. — С. 264–269. — DOI: 10.7868/S0040364415020131.
 8. **Высокоморная О. В., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А.** Испарение капель воды в высокотемпературной газовой среде // *Инж.-физ. журн.* — 2016. — Т. 89, № 1. — С. 133–142.
 9. **Li S.** Spray stagnation flames // *Prog. Energy Combust. Sci.* — 1997. — V. 23, N 4. — P. 303–347. — DOI: 10.1016/S0360-1285(96)00013-5.
 10. **Chen G., Gomez A.** Counterflow diffusion flames of quasimonodisperse electrostatic sprays // *Symp. (Int.) Combust.* — 1992. — V. 24, N 1. — P. 1531–1539. — DOI: 10.1016/S0082-0784(06)80178-5.
 11. **Darabiha N., Lacas F., Rolon J. C., Candel S.** Laminar counterflow spray diffusion flames: A comparison between experimental results and complex chemistry calculations // *Combust. Flame.* — 1993. — V. 95, N 3. — P. 261–275. — DOI: 10.1016/0010-2180(93)90131-L.
 12. **Levy Y., Bulzan D. L.** On the oscillation of combustion of a laminar spray // *Combust. Flame.* — 1995. — V. 100, N 4. — P. 543–549. — DOI: 10.1016/0010-2180(94)00135-F.
 13. **Burgoyne J., Cohen L.** The effect of drop size on flame propagation in liquid aerosols // *Proc. Roy. Soc. A.* — 1954. — V. 225, N 1162. — P. 375–392. — DOI: 10.1098/rspa.1954.0210.
 14. **Pera C., Reveillon J.** Direct numerical simulation of spray flame/acoustic interactions // *Proc. Combust. Inst.* — 2007. — V. 31, N 2. — P. 2283–2290. — DOI: 10.1016/j.proci.2006.07.153.
 15. **Lobasov A. S., Alekseenko S. V., Markovich D. M., Dulin V. M.** Mass and momentum transport in the near field of swirling turbulent jets. Effect of swirl rate // *Int. J. Heat Fluid Flow.* — 2020. — V. 83. — 108539. — DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2020.108539.
 16. **Лобасов А. С., Толстогузов Р. В., Шарборин Д. К., Чикишев Л. М., Дулин В. М.** Об эффективности использования различных линий возбуждения перехода (1-0) флуоресценции ОН для панорамной термометрии // *Теплофизика и аэромеханика.* — 2021. — Т. 28, № 5. — С. 793–797.
 17. **Luque J., Crosley D. R.** LIFBASE: Database and spectral simulation program (version 1.5) // *SRI Int. Rep. MP.* — 1999. — V. 99, N 009.
 18. **OpenFOAM Home Page.** — 2004. — Available online: <http://www.openfoam.com>.
 19. **Ghasemi Khourinia A.** Numerical simulation of non-reactive evaporative Diesel sprays using OpenFOAM. — 2017.
 20. **Youseffard M., Ghadimi P., Mirsalim M.** Numerical simulation of biodiesel spray under ultra-high injection pressure using OpenFOAM // *J. Brazilian Soc. Mech. Sci. Eng.* — 2015. — V. 37, N 2. — P. 737–746. — DOI: 10.1007/s40430-014-0199-y.
 21. **Zhou Z.-F., Lu G.-Y., Chen B.** Numerical study on the spray and thermal characteristics of R404A flashing spray using OpenFOAM // *Int. J. Heat Mass Transfer.* — 2018. — V. 117. — P. 1312–1321. — DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.10.095.
 22. **Hrebtov M. Y., Bobrov M. S., Zhakebayev D. B., Karzhaubayev K. K.** Mixed lagrangian-eulerian simulation of interaction between a shockwave and a cloud of water droplets // *J. Eng. Thermophys.* — 2020. — V. 29, N 2. — P. 254–263. — DOI: 10.1134/S1810232820020071.
 23. **O'Rourke P. J.** Collective drop effects on vaporizing liquid sprays: Ph. D. Thesis / Princeton Univ. — Princeton, 1981.
 24. **Ranz W. E.** Evaporation from drops. Parts I & II // *Chem. Eng. Prog.* — 1952. — V. 48. — P. 141–146, 173–180.
 25. **Krishnamoorthy G.** A computationally efficient P₁ radiation model for modern combustion systems utilizing pre-conditioned conjugate gradient methods // *Appl. Therm. Eng.* — 2017. — V. 119. — P. 197–206. — DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2017.03.055.
 26. **Kim S., Kim J.** Effect of radiation model on simulation of water vapor – hydrogen premixed flame using flamelet combustion model in OpenFOAM // *Nucl. Eng. Technol.* — 2022. — V. 54, N 4. — P. 1321–1335. — DOI: 10.1016/j.net.2021.09.042.
 27. **Haider S., Pang K. M., Ivarsson A., Schramm J.** Combustion and radiation modeling of laminar premixed flames using OpenFOAM: A numerical investigation of radiative heat transfer in the RADIADe project // *CIMAC Congress «Conseil International des Machines a Combustion».* — 2013. — Paper N 274.

28. **Rivière P., Soufiani A.** Updated band model parameters for H₂O, CO₂, CH₄ and CO radiation at high temperature // Int. J. Heat Mass Transfer. — 2012. — V. 55, N 13-14. — P. 3349–3358. — DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.03.019.
29. **Freeman G. R.** Radiation chemistry of ethanol: A review of data on yields, reaction rate parameters, and spectral properties of transients. — National Bureau of Standards, USA, 1974. — DOI: 10.6028/NBS.NSRDS.48.
30. **Millán-Merino A., Fernández-Tarrazo E., Sánchez-Sanz M., Williams F. A.** A multipurpose reduced mechanism for ethanol combustion // Combust. Flame. — 2018. — V. 193. — P. 112–122. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2018.03.005.
31. **Leplat N., Dagaut P., Togbé C., Vandooren J.** Numerical and experimental study of ethanol combustion and oxidation in laminar premixed flames and in jet-stirred reactor // Combust. Flame. — 2011. — V. 158, N 4. — P. 705–725. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.12.008.

*Поступила в редакцию 24.10.2022.
Принята к публикации 09.11.2022.*
