

УДК 532.529.3, 544.452.42, 536.462  
DOI: 10.15372/PMTF202315355

## ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЛАМИНАРНОМ ПЛАМЕНИ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ФЛЮОРЕСЦЕНЦИИ ГИДРОКСИЛЬНОГО РАДИКАЛА

Р. В. Толстогузов, А. Г. Савицкий, В. М. Дулин

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия  
E-mails: enot.roman@gmail.com, savitskiiag@gmail.com, vmd@itp.nsc.ru

Представлены результаты экспериментальных измерений температуры пламени при наличии импактной поверхности и жидкой фазы, добавленной в поток. Для измерения температуры использовались методы на основе лазерно-индуцированной флюоресценции. Для пламени предварительно перемешанной метановоздушной смеси при значениях стехиометрического коэффициента  $\Phi = 0,92$  и числа Рейнольдса  $Re = 1000$  обнаружена зона обратного течения вблизи импактной поверхности в случае, когда эта поверхность расположена на расстоянии от среза сопла, равном трем калибрам. С использованием метода лазерно-индуцированной флюоресценции измерено поле температуры газокapельного пламени.

**Ключевые слова:** лазерно-индуцированная флюоресценция, температура, импактная поверхность, оптические методы, термометрия

**Введение.** Использование современных оптических методов, с помощью которых выполняются одновременные измерения температуры, скорости и концентрации веществ, позволяет проводить подробный анализ локального теплопереноса и особенностей химических реакций в турбулентных, часто нестационарных, трехмерных потоках. Такие экспериментальные данные необходимы для оптимизации конструкций горелочных устройств и камер сгорания, повышения эффективности их работы и уменьшения объемов вредных выбросов [1, 2]. Температура пламени является важным параметром физико-химических процессов, протекающих при горении в сложных горелочных устройствах. Обширная экспериментальная база данных, содержащая информацию о пространственном распределении компонентов смеси, положении фронта пламени, областях максимального тепловыделения и температуре продуктов горения, ежегодно пополняется, причем особую ценность имеют измерения, проведенные с использованием бесконтактных оптических методов измерений. Применение таких методов позволяет получать мгновенные двумерные распределения величин, представляющих интерес при исследовании процессов горения.

Несмотря на то что интрузивные методы измерения температуры просты в использовании, их применение в сложных технических устройствах затруднено по нескольким причинам. Во-первых, интрузивные датчики могут повреждаться в условиях экстремальных

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (код проекта 22-19-00803). Оборудование предоставлено в рамках выполнения государственного задания в Институте теплофизики СО РАН.

температур ( $1100 \div 2500$  K). Во-вторых, контактные датчики могут существенно искажать исследуемое течение. Наконец, интрузивные датчики выполняют дискретные точечные измерения с низким пространственным разрешением, которые не являются измерениями температуры самого потока. Неинтрузивные оптические методы измерения температуры более актуальны для измерения температуры пламени. Наиболее распространенными являются методы, основанные на рэлеевском [3] и комбинационном [4] рассеянии, а также на когерентной антистоксовой рамановской спектроскопии [5, 6]. Широкую известность получили методы на основе лазерно-индуцированной флюоресценции [7–9].

Плоскостная лазерно-индуцированная флюоресценция (planar laser induced fluorescence (PLIF)) является эффективным методом проведения мгновенных измерений пространственной структуры течений и исследования распределений присутствующих в потоке радикалов, которые характеризуют области максимального тепловыделения и положения фронта пламени [10–13]. Кроме того, метод PLIF применяется для измерения температуры газа как в реагирующих, так и в изотермических потоках. Также данный метод может использоваться при исследовании высокоскоростных [14] и высокотемпературных [15] течений.

Измерения температуры методом LIF основаны на регистрации изображений интенсивности флюоресценции молекул, переведенных в более высокое энергетическое состояние с помощью лазерного излучения. В данной работе применяется метод two-line LIF, детальное описание которого приведено в [16]. Основной принцип этого метода заключается в возбуждении молекул гидроксильного радикала из двух различных нижних энергетических состояний в один вышележащий энергетический уровень с последующей регистрацией сигналов флюоресценции. Альтернативным подходом для измерения температуры на основе лазерно-индуцированной флюоресценции является метод thermally-assisted LIF. Как в методе two-line LIF, так и в методе thermally-assisted LIF измеряется интенсивность флюоресценции в возбужденном состоянии, но первый метод связывает флюоресценцию с температурой через распределение Больцмана заселенностей основного состояния, а второй связывает распределение возбужденных квантовых состояний с температурой [17]. При реализации метода thermally-assisted LIF используется один лазерный источник для заполнения возбужденного состояния, затем молекулы перераспределяются среди других возбужденных энергетических состояний; распределение происходит между вращательными состояниями внутри колебательного уровня и между другими колебательными уровнями в пределах электронно-возбужденного состояния. После перераспределения спонтанное излучение с двух или более энергетических уровней может быть вызвано воздействием температуры. Реализация метода thermally-assisted LIF достаточно проста ввиду использования одного лазера на красителях, что упрощает оптическую часть измерительной системы. Данный метод позволяет проводить измерение мгновенных распределений температуры пламени за одну вспышку лазера, в том числе в турбулентных пламенах.

Целью данной работы является комплексное экспериментальное исследование полей температуры пламени при наличии импактной поверхности и жидкой фазы, добавленной в поток, с использованием современных оптических методов измерения температуры на основе лазерно-индуцированной флюоресценции. Полученные результаты могут быть использованы при исследовании физико-химических особенностей горения, развитии методов оптической диагностики, а также при проверке результатов численного моделирования потоков с горением.

**1. Экспериментальный стенд.** Горелочное устройство, которое использовалось во всех экспериментах по измерению температуры в пламени, представляет собой осесимметричное сужающееся сопло с внутренним диаметром, равным  $d = 15$  мм (рис. 1). С помощью трубы смешения предварительно перемешанная смесь топливо — воздух подавалась



Рис. 1. Схема сопла с лопастным завихрителем внутри (а) и фотография сопла и импактной поверхности (б)

в сопло, с помощью массовых расходомеров Bronkhorst El-Flow осуществлялся контроль расходов компонентов смеси. Число Рейнольдса для всех исследуемых потоков определялось по среднерасходной скорости и вязкости воздуха при комнатной температуре. В экспериментах, в которых исследовалось пламя, натекающее на плоскую преграду, была использована импактная поверхность, представляющая собой цилиндрический металлический сосуд с плоским дном диаметром 300 мм, устанавливаемый над соплом. С помощью термостата осуществлялась циркуляция воды в данном сосуде, что позволяло поддерживать температуру поверхности постоянной и приближенно равной 96 °С. При измерении поля температуры в газокapelном пламени в качестве топлива использовались пары и капли спирта. В качестве генератора капель применялся промышленный ультразвуковой атоизатор KERI M1009-2, расположенный в герметичном сосуде со спиртом. Данный атоизатор создавал мелкие капли спирта размером  $4 \div 14$  мкм, которые уносились в сопло потоком воздуха.

Для реализации метода thermally-assisted LIF были использованы импульсный лазер накачки Nd:YAG QuantaRay (длина волны 532 нм) и перестраиваемый импульсный лазер на красителе Sirah Precision Scan. С помощью лазера на красителях происходило возбуждение флюоресценции молекул ОН на длине волны перехода  $Q_1(8)$  (283,55 нм) полосы 1–0 электронной системы  $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$ . Выбор перехода  $Q_1(8)$  в качестве линии возбуждения обусловлен его высокой чувствительностью к температуре и незначительному влиянию затухания флюоресценции. Подробнее выбор линии возбуждения описан в [18, 19]. С помощью интенсифицированной КМОП-камеры (КМОП — комплементарная структура металл — оксид — полупроводник) LaVision Imager sCMOS, подключенной к усилителю на основе электронно-оптического преобразователя LaVision IRO, проводилась регистрация сигнала флюоресценции для полосы 2–0 в диапазоне длин волн  $260 \div 270$  нм. На усилитель камеры были установлены УФ-объектив и полосовой оптический фильтр (длина волны  $(265 \pm 5)$  нм). С помощью интенсифицированной ПЗС-камеры (ПЗС — прибор с зарядовой связью) с электронно-оптическим преобразователем Princeton Instruments PI-MAX-4 (с установленными УФ-объективом и полосовым оптическим фильтром (длина волны  $(310 \pm 10)$  нм)) регистрировался сигнал флюоресценции для полос 0–0 и 1–1 в диапазоне длин волн  $300 \div 320$  нм.

Для реализации метода two-line LIF были использованы две независимые лазерные системы. Первая система, с помощью которой возбуждалась флюоресценция ОН на длине волны перехода  $Q_1(14)$ , состояла из перестраиваемого лазера на красителях Sirah Precision Scan и импульсного лазера накачки Nd:YAG QuantaRay. Вторая система, необходимая для возбуждения флюоресценции ОН на длине волны перехода  $Q_1(5)$ , состояла из перестраиваемого лазера на красителях Quantel TDL+ и лазера накачки Nd:YAG Quantel YG980 (длина волны 532 нм). Для перехода  $Q_1(14)$  средняя энергия импульсов лазера после прохождения оптических элементов составляла приблизительно 15 мДж, для перехода  $Q_1(5)$  — приблизительно 3 мДж. С помощью интенсифицированных ПЗС-камеры PCO Dicom Pro и КМОП-камеры LaVision Imager sCMOS, подключенной к усилителю LaVision IRO, проводилась регистрация сигнала флюоресценции переходов 1–1 и 0–0 в диапазоне длин волн  $300 \div 320$  нм. Обе камеры были оснащены УФ-объективами LaVision и полосовыми оптическими фильтрами. Таким образом осуществлялось возбуждение линий  $Q_1(5)$  (282,67 нм) и  $Q_1(14)$  (286,37 нм) для перехода 1–0 электронной системы  $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$  (согласно [19] данная пара линий является наиболее эффективной). Сканирование спектра возбуждения радикала ОН и проведение калибровки путем сравнения с результатами моделирования с использованием программного обеспечения LifBase [20] позволило осуществлять контроль соответствия длины волны лазеров длинам волн возбуждения.

Время экспозиции кадра для каждого LIF-изображения составляло 200 нс. Применение оптических фильтров позволило уменьшить влияние нежелательного фона вследствие рассеяния лазерного излучения, собственного излучения пламени, а также переотражений от сопла. Лазерный луч независимо от типа лазера разворачивался в лазерный нож с использованием коллимирующей оптики (LaVision) и освещал центральное сечение исследуемого потока. Поскольку при данной конфигурации экспериментальной установки практически все элементы регистрирующей аппаратуры и оптики взаимозаменяемы (положение лазеров оставалось неизменным), все описанные конфигурации экспериментального стенда могут быть представлены на одной схеме (рис. 2).

**2. Результаты исследований.** С помощью методов thermally-assisted LIF и two-line LIF были получены поля средней температуры для пламени импактной предварительно перемешанной метановоздушной смеси при значениях стехиометрического коэффициента  $\Phi = 0,92$ , числа Рейнольдса  $Re = 1000$  и расстояния от среза сопла до импактной поверхности, отнесенного к диаметру сопла,  $H/d = 1, 2, 3$  (рис. 3, 4).

Расходы воздуха и топлива при нормальных условиях составляли  $Q_{air} = 10,84$  л/мин и  $Q_{fuel} = 1$  л/мин. Для определения температуры в методе thermally-assisted LIF с помощью калибровки измерительной системы термопарой типа В было вычислено соотношение между отношением сигналов флюоресценции с двух различных участков спектра и температурой. Данная калибровка включала построение калибровочной кривой путем измерения температуры в пламени с помощью термопары в нескольких горизонтальных сечениях и на различных расстояниях от среза сопла. Результаты анализа данной калибровочной кривой позволили соотнести значения отношения интенсивности сигналов флюоресценции на двух участках спектра к температуре в пламени. В работе [18] показано, что соотношение сигналов флюоресценции, полученных с помощью двух камер на двух участках спектра (2–0 к 0–0 и 1–1), практически линейно зависит от температуры в диапазоне  $T = 1200 \div 2200$  К.

В методе two-line LIF отношение интенсивностей сигналов флюоресценции, полученных при возбуждении двух разных линий перехода из основного состояния с последующей регистрацией их камерой в диапазоне длин волн  $300 \div 320$  нм, соотносится с температурой в соответствии с населенностью основных состояний по распределению Больцмана [21, 22].

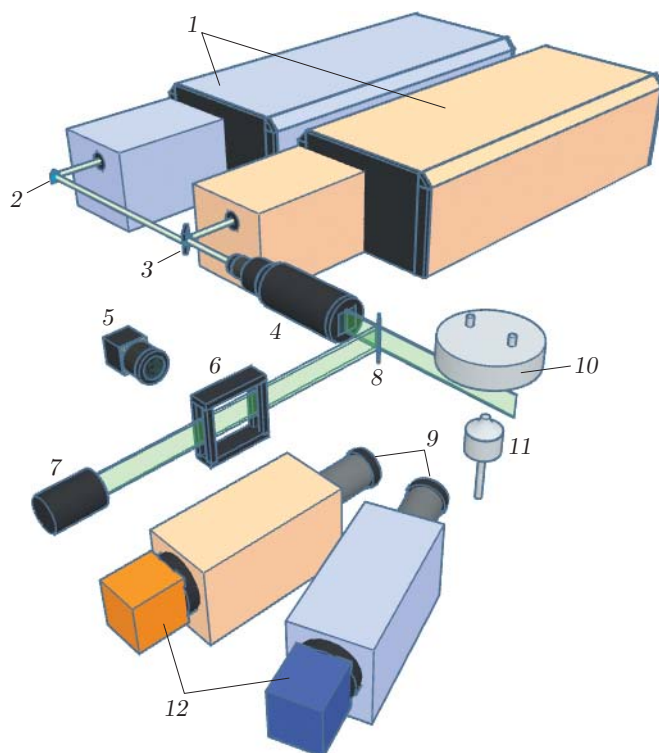


Рис. 2. Схема экспериментальной установки:

1 — лазер на красителе, 2 — поворотная призма, 3 — призма Глана, 4 — коллиматор, 5 — камера для кюветы, 6 — кювета, 7 — ловушка для лазерного излучения, 8 — делитель пучка, 9 — полосовые фильтры, 10 — импактная поверхность, 11 — сопло, 12 — PLIF-камера

Сигнал флюоресценции, регистрируемый в диапазоне длин волн  $260 \div 270$  нм (переход 2–0), слабее сигнала, регистрируемого в диапазоне  $300 \div 320$  нм (переходы 1–1 и 0–0), в частности вследствие влияния рассеянного лазерного излучения (данный эффект описан подробно в [18]), поэтому изображениям, полученным методом thermally-assisted LIF, соответствует меньшее значение соотношения сигнала и шума по сравнению с изображениями, полученными с помощью метода two-line LIF. С использованием пространственного осреднения полученный сигнал LIF был сглажен. Для каждого отдельно взятого среднего поля температуры в данной работе выборка составляла 500 мгновенных изображений. Значения температуры определены лишь в тех областях, где регистрируется сигнал флюоресценции ОН. Отсутствие значений температуры вблизи сопла объясняется тем, что в этой области температура меньше ввиду наличия теплоотвода на поверхность сопла. При понижении температуры интенсивность сигнала флюоресценции ОН уменьшается, поэтому при построении поля температуры области с низкой интенсивностью сигнала были отфильтрованы.

Результаты, полученные в данной работе, показывают, что в случае  $H/d = 3$  вблизи импактной поверхности возникает зона обратного течения с холодными продуктами горения вследствие появления препятствия на пути распространения пламени. О наличии зоны рециркуляции свидетельствуют также данные работы [23]. В случае  $H/d = 1$  наблюдается пониженная температура вследствие отвода тепла к поверхности и уменьшения площади фронта пламени. Ввиду охлаждения продуктов горения поверхностью получение данных вблизи нее затруднено. Максимальная температура в пламени наблюдается в зоне за его фронтом в области горячих продуктов горения. Значения температуры вбли-

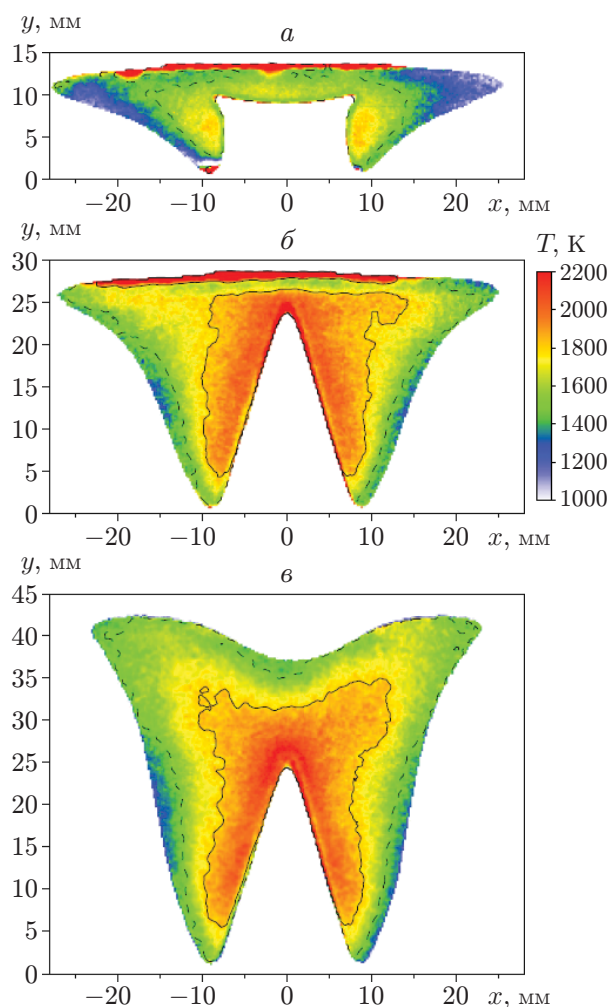


Рис. 3

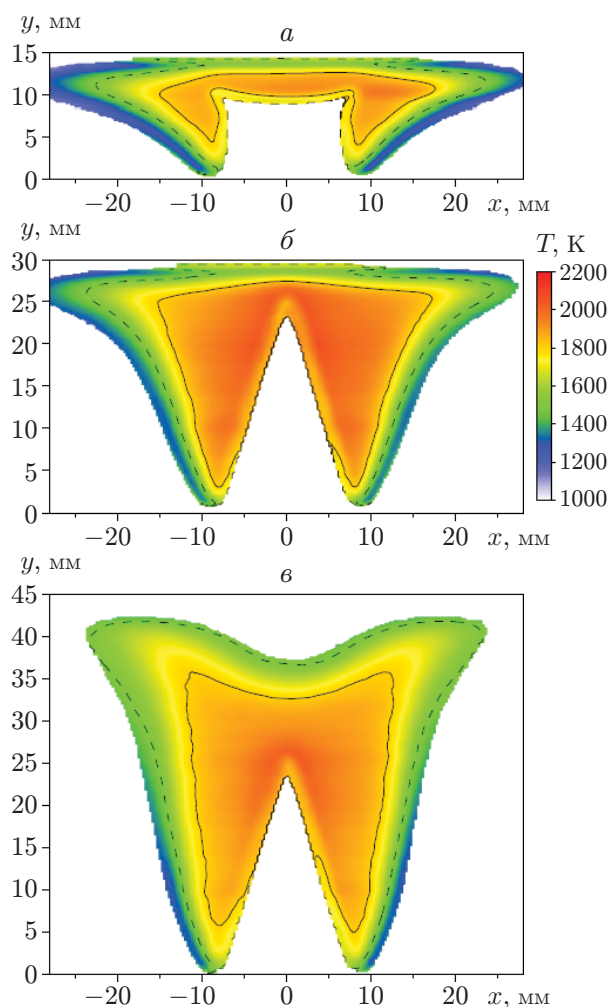


Рис. 4

Рис. 3. Поля средней температуры импактного конусного пламени, полученные с помощью метода thermally-assisted LIF при  $\Phi = 0,92$ ,  $Re = 1000$  и различных значениях  $H/d$ :

$a$  —  $H/d = 1$ ,  $b$  —  $H/d = 2$ ,  $v$  —  $H/d = 3$ ; штриховые линии —  $T = 1500$  K, сплошные —  $T = 1800$  K

Рис. 4. Поля средней температуры импактного конусного пламени, полученные с помощью метода two-line LIF при  $\Phi = 0,92$ ,  $Re = 1000$  и различных значениях  $H/d$ :

$a$  —  $H/d = 1$ ,  $b$  —  $H/d = 2$ ,  $v$  —  $H/d = 3$ ; штриховые линии —  $T = 1500$  K, сплошные —  $T = 1800$  K

зи фронта пламени для всех представленных значений  $H/d$  сопоставимы со значениями температуры фронта свободного бунзеновского пламени [18]. Результирующие поля температуры, полученные двумя различными методами, хорошо согласуются между собой и с полями, полученными ранее [18].

С использованием метода two-line LIF определены поля средней температуры (рис. 5) в газокapельном пламени с параметрами  $\Phi = 1,20$ ;  $1,48$ ,  $Re = 1000$ .

Подача топлива осуществлялась путем пропускания воздуха через резервуар с этанолом и ультразвуковым атомизатором. Расход воздуха равен  $Q_{air} = 10,84$  л/мин, полный расход спирта (в двух фазах) для двух режимов составлял 1,7 и 2,1 г/мин и соответствовал значениям  $\Phi = 1,20$ ;  $1,48$ . Концентрация паров этанола в газовой фазе оценивалась по парциальному давлению насыщенного пара [24].



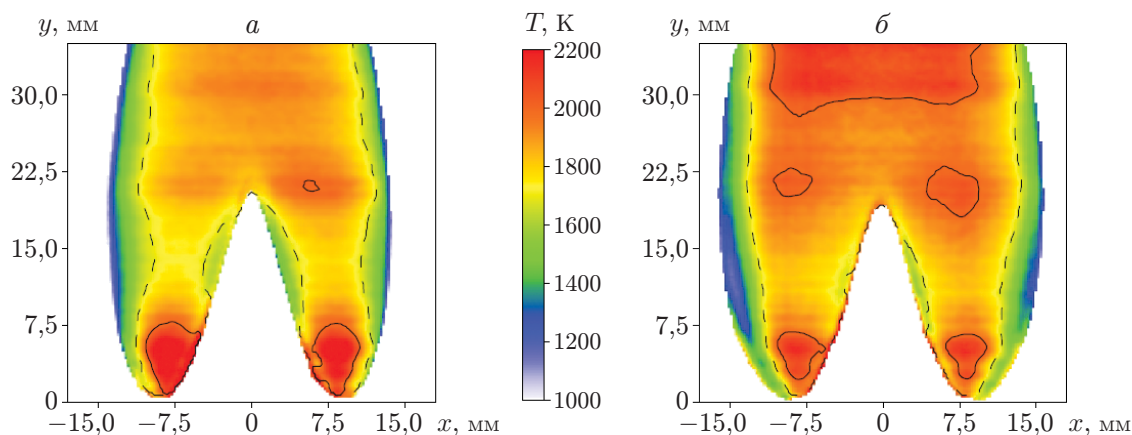


Рис. 5. Осредненные распределения температуры, полученные с помощью метода two-line LIF при  $Re = 1000$  и различных значениях  $\Phi$ :

$a$  —  $\Phi = 1,2$ ,  $b$  —  $\Phi = 1,48$ ; штриховые линии —  $T = 1700$  К, сплошные —  $T = 2000$  К

Отсутствие результатов измерения температуры методом thermally-assisted LIF обусловлено тем, что сигнал рассеянного лазерного излучения на каплях жидкости принимает большие значения, особенно в области регистрации на длинах волн  $260 \div 270$  нм (переход 2–0), где, как отмечалось выше, регистрируется слабый собственный сигнал. Кроме того, высокая интенсивность сигнала рассеянного лазерного излучения на каплях топлива способна повредить матрицу регистрирующей камеры. Из представленных данных следует, что поглощение лазерного излучения каплями вдоль оси распространения лазерного ножа не оказывает значительного влияния на распределение температуры. Также установлено, что для режима горения богатой топливно-воздушной смеси область регистрируемого сигнала в пламени шире вследствие наличия дополнительной зоны реакции вблизи внешнего слоя смешения, где окисляется несгоревшее избыточное топливо. Среднеквадратичные пульсации температуры за фронтом пламени составляют  $100 \div 150$  К и вызваны, главным образом, шумом регистрирующей системы.

**Заключение.** В работе представлены результаты экспериментального исследования влияния наличия импактной поверхности и добавленной жидкой фазы на распределение температуры в пламени, полученные с помощью оптических методов, основанных на PLIF радикала OH.

С использованием представленных в работе методов thermally-assisted LIF и two-line LIF получены средние поля температуры пламени, натекающего на плоскую поверхность. Показано, что максимальные значения температуры достигаются за фронтом пламени на границе внешнего слоя смешения. При всех рассмотренных значениях  $H/d$  температура вблизи фронта импактного пламени сопоставима с температурой вблизи фронта свободного конического пламени. Установлено, что в случае  $H/d = 1$  вследствие уменьшения площади фронта пламени и отвода тепла к импактной поверхности появляется зона пониженной температуры, а в случае  $H/d = 3$  возникает зона обратного течения с холодными продуктами горения.

Анализ полей температуры газокapельного конического пламени (полученных с помощью метода two-line LIF) показал, что за фронтом пламени возникают флуктуации температуры, которые могут достигать 150 К. Однако их можно уменьшить без существенного уменьшения пространственного разрешения путем объединения пикселей матрицы в группы с единым накоплением заряда на аппаратном уровне.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бурас Ф. Численное моделирование турбулентной структуры горения обедненной смеси с предварительным перемешиванием и испарением // ПМТФ. 2014. Т. 55, № 4. С. 74–88.
2. Веселов К. Е., Евдокимов О. А. Исследование газодинамики и горения жидкого топлива в модельной камере сгорания // ПМТФ. 2023. Т. 64, № 2. С. 105–120.
3. Mielke A. F., Elam K. A., Sung C. J. Multi-property measurements at high sampling rates using Rayleigh scattering // AIAA J. 2012. V. 47, N 4. P. 850–862.
4. Glaser J. W., Lederman S. Shock tube diagnostics utilizing laser Raman scattering // AIAA J. 2012. V. 21, N 1. P. 85–91.
5. Бояршинов Б. Ф., Федоров С. Ю. Измерение температуры горения твердого топлива методом КАРС // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 6. С. 170–175.
6. Cutler A. D., Magnotti G., Cantu L., et al. Dual-pump coherent anti-Stokes Raman spectroscopy measurements in a dual-mode scramjet // J. Propuls. Power. 2014. V. 30, N 3. P. 539–549.
7. Johansen C. T., Lincoln D. A., Bathel B. F., et al. Simultaneous nitric oxide/atomic oxygen laser-induced fluorescence in an arcjet facility // J. Thermophys. Heat Transfer. 2016. V. 30, N 4. P. 912–918.
8. Cantu L. M. L., Gallo E. C. A., Cutler A. D., et al. Visualization of simulated fuel — air mixing in a dual-mode scramjet // J. Propuls. Power. 2016. V. 32, N 2. P. 373–382.
9. Inman J. A., Danehy P. M., Alderfer D. W., et al. Planar fluorescence imaging and three-dimensional reconstructions of capsule reaction-control-system jets // AIAA J. 2012. V. 47, N 4. P. 803–812.
10. Ayoola B. O., Balachandran R., Frank J. H., et al. Spatially resolved heat release rate measurements in turbulent premixed flames // Combust. Flame. 2006. V. 144, N 1/2. P. 1–16.
11. Gordon R. L., Masri A. R., Mastorakos E. Heat release rate as represented by  $[\text{OH}] \times [\text{CH}_2\text{O}]$  and its role in autoignition // Combust. Theory Model. 2009. V. 13, N 4. P. 645–670.
12. Алексеенко С. В., Бутаков Е. Б., Чикишев Л. М., Шараборин Д. К. Экспериментальное исследование диффузионного горения мелкодисперсной пылеугольной взвеси в газовой струе  $\text{CH}_4\text{--N}_2$  // ПМТФ. 2020. Т. 61, № 5. С. 88–94.
13. Лобасов А. С., Чикишев Л. М., Дулин В. М., Маркович Д. М. Когерентные структуры и турбулентный перенос на начальном участке струй и пламени в потоке с закруткой // ПМТФ. 2020. Т. 61, № 3. С. 42–51.
14. Lachney E. R., Clemens N. T. PLIF imaging of mean temperature and pressure in a supersonic bluff wake // Experiments Fluids. 1998. V. 24, N 4. P. 354–363.
15. Lee T., Bessler W. G., Kronmayer H., et al. Quantitative temperature measurements in high-pressure flames with multiline NO-LIF thermometry // Appl. Optics. 2005. V. 44, N 31. P. 6718–6728.
16. Cattolica R. J. OH rotational temperature from two-line laser-excited fluorescence // Appl. Optics. 1981. V. 20, N 7. P. 1156–1166.
17. Copeland C., Friedman J., Renksizbulut M. Planar temperature imaging using thermally assisted laser induced fluorescence of OH in a methane — air flame // Experiment. Thermal Fluid Sci. 2007. V. 31, N 3. P. 221–236.
18. Dulin V., Sharaborin D., Tolstoguzov R., et al. Assessment of single-shot temperature measurements by thermally-assisted OH PLIF using excitation in the  $\text{A}^2\Sigma^+ \text{--} \text{X}^2\Pi$  (1–0) band // Proc. Combust. Inst. 2021. V. 38, N 1. P. 1877–1883.



19. **Лобасов А. С., Толстогузов Р. В., Шараборин Д. К. и др.** Об эффективности использования различных линий возбуждения перехода (1–0) флуоресценции ОН для панорамной термометрии // Теплофизика и аэромеханика. 2021. Т. 28, № 5. С. 793–797.
20. **Luque J., Crosley D.** LIFBASE: Database and spectral simulation (version 1.5) // SRI Intern. Rep. MP. 1999. V. 99, iss. 9.
21. **Devillers R., Bruneaux G., Schulz C.** Development of a two-line OH-laser-induced fluorescence thermometry diagnostics strategy for gas-phase temperature measurements in engines // Appl. Optics. 2008. V. 47, N 31. P. 5871–5885.
22. **Dieke G. H., Crosswhite H. M.** The ultraviolet bands of OH fundamental data // J. Quantitative Spectroscopy Radiat. Transfer. 1962. V. 2, N 2. P. 97–199.
23. **Sharaborin D. K., Tolstoguzov R. V., Dulin V. M., et al.** On the structure of an impact jet with flow swirling and combustion // Combust. Explos. Shock Waves. 2020. V. 56, N 2. P. 131–136.
24. **Ponomarev A. A., Sharaborin D. K., Khrebtov M. Yu., et al.** Numerical study of ethanol suspension combustion in air // Combust. Explos. Shock Waves. 2023. V. 59, N 2. P. 129–136.

*Поступила в редакцию 1/VIII 2023 г.,*

*после доработки — 1/VIII 2023 г.*

*Принята к публикации 4/VIII 2023 г.*

---