

УДК 535.375

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПЛАМЕНИ И ТЕПЛОМАССООБМЕНА ПРИ ИСТЕЧЕНИИ СТРУИ ВОДОРОДА ИЗ ЩЕЛИ В ВОЗДУХ

Б. Ф. Бояршинов, С. Ю. Фёдоров, Р. Х. Абдрахманов, В. С. Наумкин

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

Исследовался начальный участок струи водорода, истекающей вверх из щели размером 2×20 мм и сгорающей в воздухе. Профили продольной и поперечной скорости газа получены с помощью аппаратуры PIV (particle image velocimeter), распределение локальной температуры и состава стабильных веществ — методом комбинационного рассеяния с использованием фокусирующей резонаторной системы. На основании опытных данных определен вклад молекулярных и конвективных механизмов переноса в интенсивность тепловыделения. Показано, что максимальная интенсивность тепловыделения зависит главным образом от газодинамических и теплофизических характеристик газового потока при его макроскопическом движении.

Ключевые слова: комбинационное рассеяние, фокусирующая резонаторная система, тепловыделение, скорость горения, молекулярный и конвективный перенос.

DOI 10.15372/FGV2022.9247
EDN EXBTUD

ВВЕДЕНИЕ

В исследованиях водородовоздушного пламени накоплено большое количество эмпирической информации, относящейся к горению диффузионных и гомогенных потоков при ламинарном и турбулентном движении. В частности, это относится к изучению влияния различных механизмов переноса тепла на структуру пламени. Для осесимметричной восходящей струи водорода в спутном потоке воздуха установлено [1], что диффузионный перенос тепла оказывает сильное влияние на стабилизацию пламени, а также на концентрацию химических веществ. В работе [2] было проведено сравнение численных расчетов и опытных данных, полученных с применением лазерной диагностики: спонтанное комбинационное рассеяние и когерентное антостоксово рассеяние. Показано, что вклад термодиффузии не превышает 25 %.

В расчетах [3] сравнивались характеристики плоского и ячеистого пламен при адиабатическом сгорании предварительно перемешанной смеси $H_2/O_2/N_2$. Показано, что по сравнению с плоским фронтом на искривленной поверхности пламени общая скорость тепловыделения и средняя скорость горения мо-

гут увеличиваться на 20 \div 30 %. В расчетах [4] рассматривалось горение круглой восходящей струи с использованием численных схем высокого порядка точности. Показано, что состав газов вблизи передней кромки пламени соответствует стехиометрическому, а скорость потока порядка нормальной скорости распространения пламени. Установлено, что тепловыделение в круглой струе значительно сильнее, чем в ранее изученном плоском слое смешения. В осесимметричной задаче это объясняется сложной связью между направлением потока и положением изолиний концентрации относительно поверхностей равных скоростей движения газа.

В работе [5] показано, что стабилизация диффузионного пламени происходит благодаря возникновению тройного пламени вблизи его передней кромки, состоящего из трех реакционных зон [6, 7], и отличается от пламени гомогенной смеси. В работе [8] исследовались структура зоны горения этанола в пограничном слое за преградой. Показано, что передняя кромка пламени располагается в области присоединения газового потока, где происходит интенсивное перемешивание, а характер течения становится чрезвычайно сложным. Чтобы на количественном уровне проанализировать процессы переноса тепла в химически реагирующем потоке, оправдан переход к исследованию лами-

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН (№ 121031800217-8).

© Бояршинов Б. Ф., Фёдоров С. Ю.,
Абдрахманов Р. Х., Наумкин В. С., 2024.

нарного пламени, для передней кромки которого необходимо получить распределение температуры, скорости газа и его состава. На основании подобного комплекса параметров можно рассчитать тепловыделение и другие характеристики, недоступные в прямых измерениях. В работе [9] исследовалось горение паров этанола в горелке с плоским фронтом пламени. С помощью интерферометрических методов и отслеживания траектории частиц были представлены и проанализированы данные о термоаэродинамической структуре зоны горения. С использованием уравнения энергии и ряда допущений о теплофизических свойствах газов получены оценки интенсивности тепловыделения ($\approx 50 \text{ МВт}/\text{м}^3$), отмечено наличие в пламени области, где происходит поглощение теплоты.

Подобный подход использовался в работе [10] с целью получения данных о тепловыделении и статическом давлении, связанном с тепловым расширением реагирующих газов. В ламинарном потоке скорость тепловыделения не определяется опытным путем [11], если отсутствуют измерения скорости движения газа. Поэтому необходимы комплексные данные — по составу и температуре, дополненные распределением компонентов вектора скорости.

Необходимая полнота информации о распределении локальных параметров газа (о скорости, температуре и составе смеси) обеспечивается при совместном использовании данных, полученных бесконтактными методами диагностики: PIV — измерение скорости потока частиц по их изображениям (particle image velocimetry), КР — метод спонтанного комбинационного рассеяния. В методе КР наиболее достоверные результаты достигаются при использовании эксимерных лазеров, которые возбуждают мощное рассеянное излучение в ультрафиолетовой области оптического спектра [12–14]. Интенсивность комбинационного рассеяния зависит от частоты излучения в четвертой степени, и с переходом в видимую область спектра, в которой работает традиционное лабораторное оборудование, интенсивность рассеяния катастрофически снижается. По этой причине основное затруднение, связанное с использованием традиционной лазерной техники видимого диапазона излучения, обусловлено крайне низким уровнем интенсивности рассеянного лазерного излучения, который сопоставим с собственным излучением пламени. Поэтому в настоящей работе вопросам

развития методов возбуждения и регистрации КР-спектров видимой области уделяется особое внимание. Ниже приводятся описание аппаратуры и результаты комплексных исследований водородного пламени, цель которых — оценить тепловыделение и вклад основных механизмов конвективного и молекулярного переноса при горении струи водорода в воздухе.

АППАРАТУРА

В ходе подготовки оборудования решались следующие задачи:

- 1) создание оптической схемы КР для наиболее эффективного возбуждения комбинационного рассеяния;
- 2) минимизация фоновой засветки из пламени с целью выделения слабого светового сигнала КР; использование водорода в качестве горючего, в слабосветящемся пламени которого не содержатся частицы сажи;
- 3) создание горелочного устройства, в котором струя, истекающая из узкой щели, позволяет расположить область перетяжки сфокусированного лазерного излучения вдоль поверхности минимальных градиентов температуры, минимальных градиентов концентрации веществ и скорости движения газа в пламени. Такая конфигурация менее критична к длине измерительного объема, что также имеет значение для увеличения сигнала рассеянного излучения.

В качестве объекта исследований рассматривалась ближайшая к срезу горелки область пламени водорода $8 > y > 1 \text{ мм}$, вертикально истекающего из щелевого сопла с выходным сечением $2 \times 20 \text{ мм}$. Для стабилизации пламени с обеих сторон струи водорода располагались две струи воздуха из аналогичных параллельных щелей шириной 2 мм. Для этого сопло струи водорода было установлено в центре прямоугольного отверстия размером $6 \times 26 \text{ мм}$ (рис. 1), через которое подавался воздух, скорость которого, осредненная по площади отверстия, была близка к скорости водорода на выходе из щели и составляла $\approx 0.5 \text{ м}/\text{с}$.

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И СОСТАВА ГАЗОВ

Фокусирующая резонаторная система для измерения температуры и состава газов, позволяющая наиболее эффективно использовать

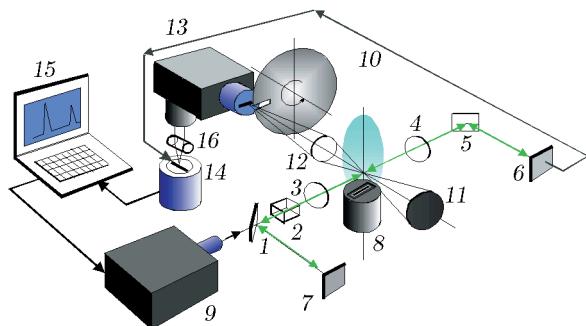


Рис. 1. Схема спектрометра комбинационного рассеяния с линейным фокусирующим резонатором:

1 — первое дихроичное зеркало, 2 — кристалл генератора второй гармоники, 3 — первая фокусирующая линза, 4 — вторая фокусирующая линза, 5 — второе дихроичное зеркало, 6 — первое возвратное зеркало, 7 — второе возвратное зеркало, 8 — объект исследования, 9 — лазер, 10 — световод, 11 — возвращающее сферическое зеркало для рассеянного излучения, 12 — приемная оптическая система с Notch-фильтром, 13 — спектрограф, 14 — многоканальный фотоприемник, 15 — компьютер, 16 — цилиндрическая линза

энергию лазерного излучения, впервые была описана в работе [15]. Она представляет собой оптический резонатор (рис. 1), включающий в себя два возвратных зеркала 6 и 7, две линзы 3 и 4, два дихроичных зеркала 1 и 5, пропускающих лазерное излучение с длиной волны 1 064 нм и отражающих световые пучки с длиной волны 532 нм. Излучение последовательно проходит через все элементы оптической схемы и остается в резонаторе, повторяя пройденный путь в прямом и обратном направлениях. Лазерное излучение в результате многократных прохождений увеличивает интенсивность рассеянного излучения.

Инфракрасное излучение (длина волны 1 064 нм) импульсного Nd:YAG-лазера 9, проходящее через дихроичное зеркало 1, преобразовывалось во вторую гармонику (длина волны 532 нм) с помощью кристалла 2 (КТР или КTiOPO₄). Вторая фокусирующая линза 4 была установлена на двойном фокусном расстоянии от первой фокусирующей линзы 3. Длительность импульсов излучения лазера ≈ 15 нс, частота повторения 3 Гц. Энергия в импульсе преобразованного излучения не превышала 50 мДж, как в работе [2], и при использовании линзы 3 с фокусным расстоянием 300 мм не вызывала оптического пробоя при фокусировании в исследуемой среде даже при одном проходе.

При многократном прохождении пучков через объект измерений плотность мощности также не превышала критического уровня. Измерения длительности светового импульса в резонаторе показали его увеличение примерно в 4.5 раза по сравнению с одним проходом.

Изображение перетяжки под прямым углом к лазерному пучку проецировалось собирающей системой 12 (см. рис. 1) с 3.5-кратным увеличением на входную щель (ширина 0.05 мм) спектрографа УМ-2 (13), при этом направление щели ориентировано вдоль пучка лазера. Сферическое зеркало 11 возвращает в собирающую систему свет, рассеянный в обратном направлении. Установленный перед входной щелью фильтр Notch избирательно подавлял засветки из пламени с длиной волны 532 нм. За спектрографом установлен многоканальный оптический регистратор спектров 14 (изготовитель ООО МОРС, г. Троицк) с усилителем яркости. Фоточувствительная линейка содержит 2 048 элементов с общим размером 25×0.2 мм. Поперечный размер измерительного объема (50×50 мкм) определялся диаметром перетяжки лазерного пучка, а продольный его размер был увеличен примерно до 300 мкм. Рассеянное излучение фокусировалось на поверхности фотокатода многоканального приемника цилиндрической линзой, которая представляет собой стеклянный цилиндр диаметром 5 мм, ориентированный параллельно линейке. В тестовых измерениях применение фокусирующей резонаторной системы позволило увеличить интенсивность спектров КР в 13.8 раза, а сжатие изображения пучка цилиндрической линзой — еще примерно в 5 раз.

Для ослабления засветок от пламени перед входной щелью был установлен врачающийся диск радиусом 100 мм с прорезью шириной 0.8 мм. Строб усилителя яркости 2.7 мкс подавался в период нахождения прорези диска на входной щели. Кадр линейки длительностью 20 мс и вспышка лазера были синхронизированы с диском. Для контроля мощности излучения лазера оно подавалось на край линейки по световоду 10 и регистрировалось вместе со спектром КР. Установлено, что погрешность одноимпульсного измерения концентрации азота в воздухе оставалась на уровне $\approx 17\%$, как в работе [16].

Обработка оптических спектров КР проводилась с использованием оригинальных программных средств [17]. Методика получения

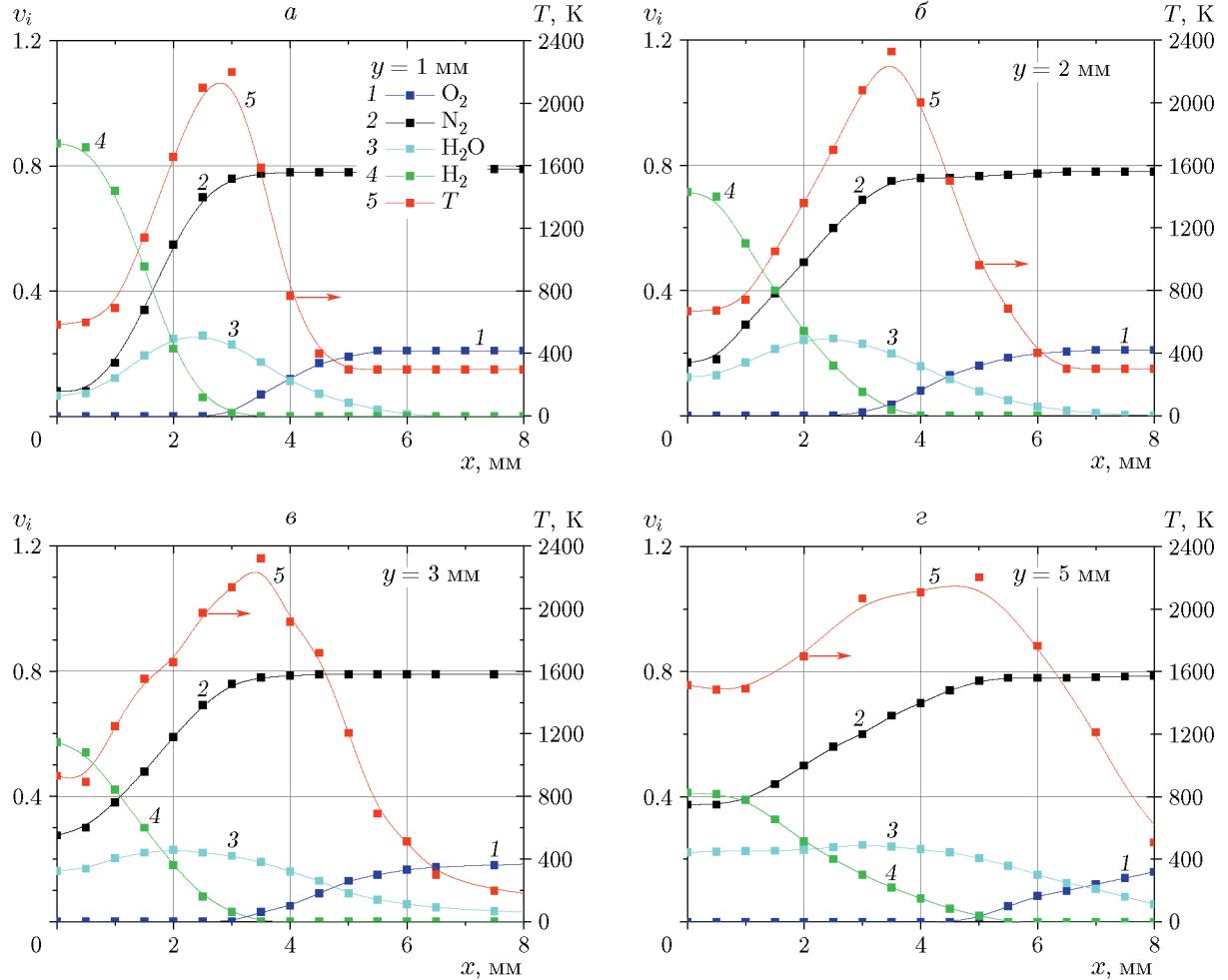


Рис. 2. Профили состава газов и температуры над щелевой горелкой

распределений температур (и концентраций) методом спектроскопического анализа и интервалы суммирования сигнала стоксовых полос исследуемых газов H_2 , H_2O , N_2 и O_2 в водородном пламени были представлены ранее в нашей работе [18]. Для прямоугольной плоскости ширины $x = \pm 8$ мм и высотой $y = 1 \div 8$ мм, перпендикулярной направлению щелей, была накоплена база данных о распределении интенсивности осредненных сигналов в спектрах на частотах, соответствующих азоту, кислороду, водороду и воде. Соответствие между интенсивностью линий КР-спектра и количеством молекул N_2 , O_2 и H_2 устанавливалось в опытах без горения для чистого водорода и воздуха. Для воды масштаб сигналов был определен в опытах с горением при регистрации интенсивности линий воды и азота в области максимальных температур, где нет кислорода и водорода, а объемная доля воды составля-

ет $v = 0.3$ по измерениям [12]. При такой калибровке учитывалось различие сечений рассеяния. Концентрация воды в массовых долях составила $C = 0.26$, что совпадает с данными экспериментов [14].

Таким образом, из интенсивности спектральных линий устанавливалось осредненное количество молекул каждого вещества, а также их сумма, по которой рассчитывалась температура смеси, исходя из уравнения состояния. По нашим оценкам погрешность измерений при использовании подобного подхода составляла $10 \div 15\%$.

На рис. 2 представлены результаты измерения скалярных параметров газа в четырех сечениях пламени на удалении от среза сопла $y = 1, 2, 3$ и 5 мм, полученные методом комбинированного рассеяния, в котором оптическая схема дополнена фокусирующей резонаторной системой, системой подавления фонового излу-

чения и системой регистрации изменений мощности лазера.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯ СКОРОСТИ ГАЗА

Для исследования поля скорости применялась оптическая аппаратура PIV, описанная в работе [10]. В воздушный поток, в струю водорода (рис. 3) и пространство, окружающее пламя, вводились частицы диоксида титана размерами приблизительно $1 \div 10$ мкм, которые свободно проходили сквозь металлические сетки горелки, а также витали во внешней окрестности пламени. Частицы освещались парными импульсами излучения лазера Nd:YAG с длиной волны 532 нм и задержкой по времени между импульсами 23 мкс. Положение частиц фиксировалось видеокамерой 4MPix POLIS v1.0 на базе ВИДЕОСКАН-4021. Аппаратура PIV включала в себя оптическую насадку, формирующую лазерный нож, и синхронизирующий процессор POLIS. В рассматриваемом случае, очевидно, толщина лазерного ножа не имеет значения. В поле зрения TV-камеры попадала область пламени размерами 40×20 мм. Сбор и обработка данных проводились на персональном компьютере с программным обеспечением ActualFlow.

На рис. 4 показано поле векторов скорости в окрестности исследованной области течения (светлый прямоугольник, масштаб: 1 клетка/1 мм, в этом опыте струя водорода не запылялась частицами) с отмеченными координатами максимума температуры.

На рис. 5 представлены типичные профили продольной и поперечной составляющих

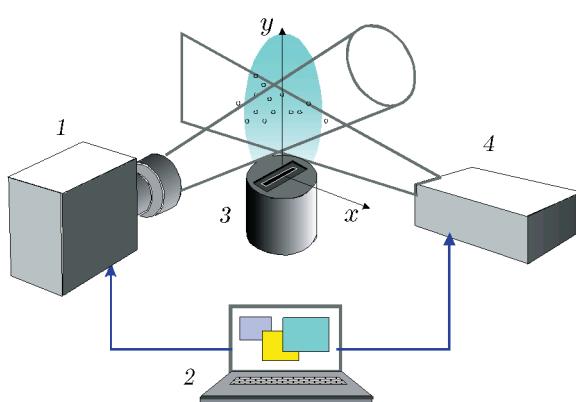


Рис. 3. Схема исследования поля скорости:
1 — TV-камера, 2 — компьютер, 3 — горелка,
4 — лазер

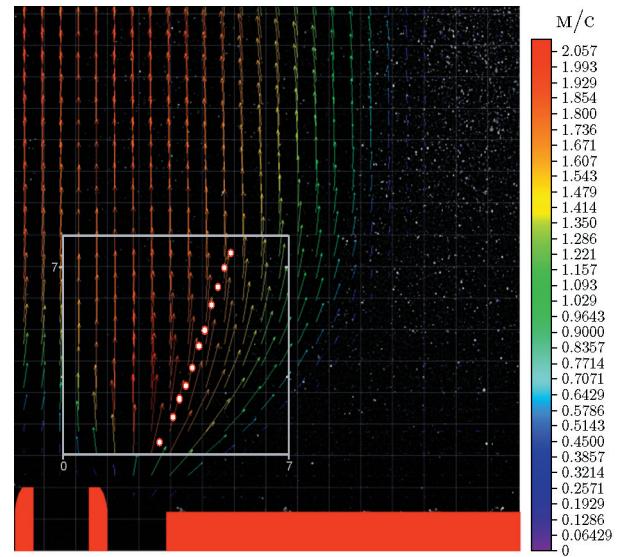


Рис. 4. Поле скоростей. Вид вдоль щелей:
белым прямоугольником выделена исследованная
область, кружками отмечены координаты макси-
мума температуры

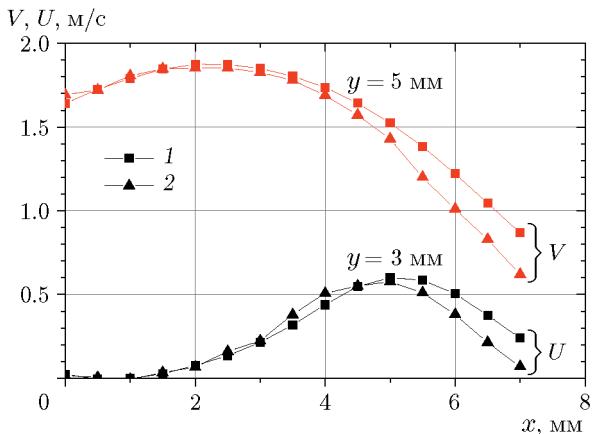


Рис. 5. Типичные профили продольного (V) и
поперечного (U) компонентов скорости, про-
дублированные (опыты 1 и 2) для оценки по-
вторяемости режима горения

скорости. Они продублированы, чтобы показать воспроизводимость режима горения в двух опытах, проведенных в разное время. Видно, что вблизи максимума профилей расхождение данных не превышает $\approx 10\%$, а при удалении от оси струи погрешность повторяемости опытов заметно возрастает.

ОБРАБОТКА ОПЫТНЫХ ДАННЫХ

Дальнейшее использование опытных данных проводилось с применением известного [8]

метода балансов в уравнениях переноса. Для этого на основании проведенных измерений с выбранным шагом по пространству пламени подготавливались таблицы, или двумерные сетки, в каждом узле которых были известны температура, состав и компоненты вектора скорости движения газа. В интервале $y = 1 \div 2$ мм шаг сетки составлял $\Delta x = \Delta y = 0.1$ мм. В уравнениях переноса дифференциалы заменялись конечными разностями, интегрирование — суммированием. С помощью программ Origin и Exell после каждой процедуры дифференцирования профили сглаживались B-сплайном. Таким же образом были получены данные по скорости выделения и поглощения тепла, по скорости образования воды и другим параметрам, недоступным в прямых измерениях. Этот подход тестировался на опытных данных, полученных в экспериментах с газовыми потоками без горения [8], а затем применялся для анализа реагирующих течений. Достоверность такого подхода проверялась сравнением с известными закономерностями процессов переноса.

Плотность смеси ρ определялась по уравнению состояния с учетом молярной фракции v_i четырех веществ — N₂, O₂, H₂ и H₂O:

$$\rho = \frac{p \sum_{i=1}^4 \mu_i v_i}{RT}. \quad (1)$$

Здесь давление равно $p = 1.013 \cdot 10^5$ Па; газовая постоянная $R = 8.314$ Дж/(моль · К); μ_i — молярная масса компонента смеси. Теплоемкость газовой смеси c_p рассчитывалась по массовой концентрации с учетом зависимости от температуры:

$$c_p = \sum (C c_p)_i. \quad (2)$$

В расчетах теплопроводности λ использовались известные соотношения модели [19] и справочные данные [20, 21]:

$$\lambda = \sum_{j=1}^n \frac{C_j \lambda_j}{C_j + \sum_{k=1}^n \frac{M_j}{M_k} C_k \Psi_{jk} - C_j \Psi_{jj}}. \quad (3)$$

Здесь M — молекулярная масса компонента, Ψ_{jk} — коэффициент взаимодействия j -го и k -го компонентов смеси для расчета теплопроводности. Коэффициент диффузии i -го вещества в

многокомпонентную смесь D_{im} определялся по формуле

$$D_{im} = \frac{\sum_{j=1}^n \frac{C_j}{M_j} - \frac{C_i}{M_i}}{\sum_{j=1}^n \frac{C_j}{M_j D_{ij}} - \frac{C_i}{M_i D_{ii}}}, \quad (4)$$

где D_{ij} — коэффициент диффузии вещества i в веществе j .

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Массообмен

Система уравнений массопереноса [23]

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho U C_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V C_i)}{\partial y} = \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D_i \frac{\partial C_i}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_i \frac{\partial C_i}{\partial y} \right) + G_i \end{aligned} \quad (5)$$

использовалась для оценки погрешности метода обработки опытных данных. Здесь G_i — скорость образования (или расходования) компонентов i химически реагирующей смеси, которые подчиняются соотношению

$$\sum_i G_i = 0. \quad (6)$$

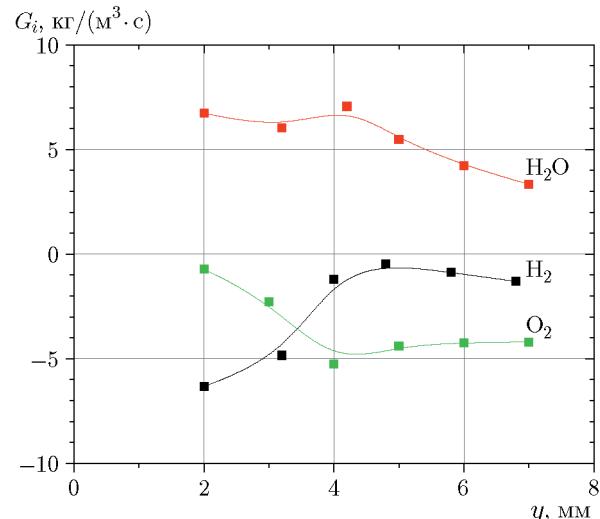


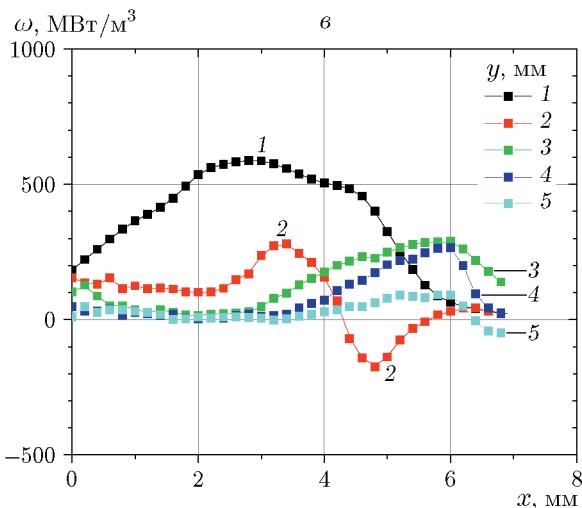
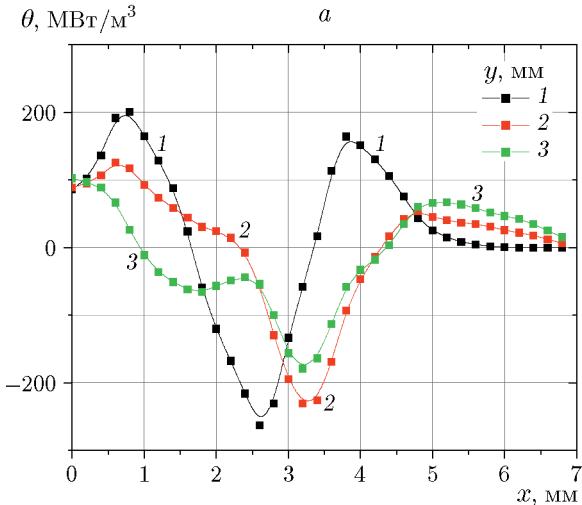
Рис. 6. Профили скорости образования воды, скорости расходования горючего и окислителя в пламени водородной струи, истекающей в воздух из щели

На рис. 6 показаны результаты определения скорости образования воды, скорости расходования водорода и кислорода в пламени водородной струи при удалении от среза сопла вдоль изотермы фронта пламени. Видно, что баланс скоростей расходования веществ выполняется с погрешностью $\Delta G \approx 20\%$. Скорость образования воды при $y = 4$ мм соответствует значению $\approx 7 \text{ кг}/(\text{м}^3 \cdot \text{с})$.

Теплообмен

В работе [24] уравнение энергии рассматривается в следующем виде:

$$\frac{\partial(\rho U c_p T)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V c_p T)}{\partial y} =$$



$$= W + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \\ + \sum_{i=1}^4 \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D_{im} c_{pi} T \frac{\partial C_i}{\partial x} \right) \right] \times \\ \times \sum_{i=1}^4 \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_{im} c_{pi} T \frac{\partial C_i}{\partial y} \right) \right], \quad (7)$$

записанном для скорости тепловыделения W . В рамках предложенного подхода вклад молекуллярного и конвективного переносов в скорость тепловыделения устанавливается по отдельности. Из (7) следует, что вклад теплопроводно-

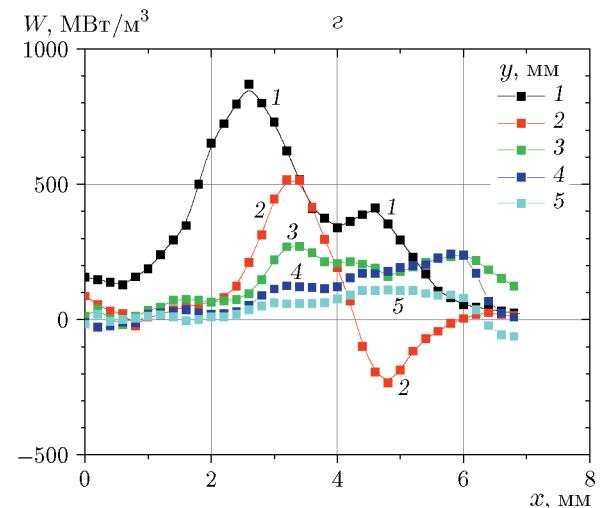
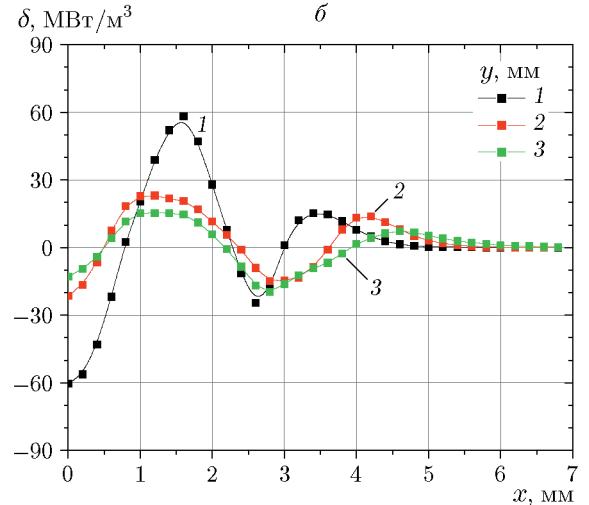


Рис. 7. Слагаемые уравнения энергии, связанные с теплопроводностью (а), переносом теплоты диффузией (б), конвекцией (в) и тепловыделением (г), соответствующие различной высоте над срезом сопла горелки

сти определяется слагаемым θ :

$$\theta = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right). \quad (8)$$

Изменение тепловыделения за счет переноса энталпии диффузией водорода, кислорода, азота и воды рассчитывалось из опытных данных по формуле

$$\delta = \sum_{i=1}^4 \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D_{im} c_{pi} T \frac{\partial C_i}{\partial x} \right) \right] + \\ + \sum_{i=1}^4 \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_{im} c_{pi} T \frac{\partial C_i}{\partial y} \right) \right], \quad (9)$$

а вклад макроскопического движения газа определялся левой частью уравнения энергии:

$$\omega = \frac{\partial(\rho U c_p T)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V c_p T)}{\partial y}. \quad (10)$$

Интенсивность тепловыделения

$$W(x, y) = \omega - \theta - \delta. \quad (11)$$

Слагаемые уравнения энергии (7) для ближайших к выходу из сопла сечений $y = 1, 2$ и 3 мм показаны на рис. 7. При $x < 2$ мм координаты экстремумов $\theta(x, y)$ и $\delta(x, y)$ не совпадают между собой. На удалении от оси сопла ($x > 3 \div 4$ мм) формы профилей θ и δ сближаются, но трехкратное превосходство теплопроводности над диффузионным переносом тепла сохраняется. Профили составляющей $\omega(x, y)$, связанной с конвективным движением (10), представлены на рис. 7, в.

Из уравнений (5), (7) следует, что скорость горения зависит не только от скорости химических реакций, но и от конкретных газодинамических особенностей течения, т. е. от структуры пламени. Поэтому возникает расхождение данных по тепловыделению в различных исследованиях. По данным [13] при диффузионном горении турбулентной струи водорода скорость тепловыделения составляет $W \approx 20$ МВт/м³. Из [25] следует, что в плоском пламени стехиометрической смеси метана с воздухом скорость тепловыделения приближается к 2 ГВт/м³. По данным [26] расчетный уровень тепловыделения в пламени углеводородов при атмосферном давлении может достигать 6 ГВт/м³, в расчетах [7] для стехиометрической водородовоздушной смеси получена скорость тепловыделения порядка 15 ГВт/м³.

ВЫВОДЫ

В работе использовалась оптическая аппаратура с энергетическими параметрами, характерными для обычной лазерной техники, работающей на частотах видимой области излучения. Объект исследования выбран исходя из особенностей аппаратуры и целей комплексного изучения структуры и тепло- и массообмена на начальном участке пламени, включая получение экспериментальных данных о скалярных и векторных параметрах. Профили компонентов скорости получены с помощью аппаратуры PIV, профили локальных температур и состава стабильных веществ — возбуждением и регистрацией спонтанного комбинационного рассеяния. Критически низкий уровень сигнала комбинационного рассеяния преодолен за счет ряда мероприятий. В их числе: применение узкополосного фильтра Notch, использование возвращающего сферического зеркала для рассеянного излучения, применение схемы синхронного детектирования, обеспечивающей совпадение времени вспышки лазерного излучения и приема рассеянного света, увеличение длины измерительного объема. Впервые протестирована схема фокусировки с внешним линейным резонатором, которая обеспечивает полное использование энергии зондирующего лазерного излучения при его многократном прохождении через объект исследования. Обработка оптических спектров, накопленных в ходе испытания аппаратуры, проводилась собственными программными средствами. Информация о зонах выделения и поглощения тепла была получена из опытных данных (для удаления от среза сопла $1 < y < 8$ мм, от плоскости симметрии $x < 8$ мм), обработанных с применением метода балансов в уравнениях энергии и диффузии.

Показано, что для условий экспериментов тепловыделение и образование воды существенно снижаются на удалении 5 мм выше по потоку. Около среза сопла максимальная интенсивность тепловыделения по нашим данным достигает 0.8 ГВт/м³. Показано, что вклады молекулярных механизмов переноса (теплопроводности и диффузионного переноса энталпии) в интенсивность тепловыделения существенно различаются. Максимальная интенсивность переноса теплоты теплопроводностью практически втрое превышает перенос энталпии за счет диффузии. Установлено, что тепловыделение зависит главным образом от

газодинамических и теплофизических характеристик газового потока при его макроскопическом движении.

Результаты работы, полученные в ходе испытания аппаратуры, ограничены возможностями использованного оборудования и методов обработки результатов измерений и носят скорее качественный, чем количественный характер. Авторы признательны В. В. Лукашову за полезное обсуждение полученных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Maragkos G., Rauwoens P., Merci B. Differential diffusion effects in numerical simulations of laminar, axi-symmetric H₂/N₂ — air diffusion flames // Int. J. Hydrogen Energy. — 2014. — V. 39, N 25. — P. 13285–14291. — DOI: 10.1016/j.ijhydene.2014.06.086.
2. Toro V. V., Mokhov A. V., Levinsky H. B., Smooke M. D. Combined experimental and computational study of laminar, axisymmetric hydrogen-air diffusion flames // Proc. Combust. Inst. — 2005. — V. 30, N 1. — P. 485–492. — DOI: 10.1016/j.proci.2004.08.221.
3. Yu J. F., Yu R., Bai X. S. Onset of cellular instability in adiabatic H₂/O₂/N₂ premixed flames anchored to a flat-flame heat-flux burner // Int. J. Hydrogen Energy. — 2013. — V. 38, N 34. — P. 14866–14878. — DOI: 10.1016/j.ijhydene.2013.09.075.
4. Boulanger J., Vervisch L., Reveillon J., Ghosal S. Effects of heat release in laminar diffusion flames lifted on round jets // Combust. Flame. — 2003. — V. 134, N 4. — P. 355–368. — DOI: 10.1016/S0010-2180(03)00114-7.
5. Veynante D., Vervisch L., Poinsot T., Liñán A., Ruetsch G. Triple flame structure and diffusion flame stabilization // Proc. Summer Prog. Center for Turbulence Research. — 1994. — P. 55–73.
6. Domingo P., Vervisch L. Triple flames and partially premixed combustion in autoignition of non-premixed turbulent mixtures // Symp. (Int.) Combust. — 1996. — V. 26, N 1. — P. 233–240. — DOI: 10.1016/S0082-0784(96)80221-9.
7. Owston R., Abraham J. Structure of hydrogen triple flames and premixed flames compared // Combust. Flame. — 2010. — V. 157, N 8. — P. 1552–1565. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.01.014.
8. Абдрахманов Р. Х., Бояршинов Б. Ф. Тепловая и динамическая структура пламени этанола в пограничном слое вблизи преграды // Физика горения и взрыва. — 2016. — Т. 52, № 1. — С. 30–39. — DOI: 10.15732/FGV20160103. — EDN: VOHYLH.
9. Pandya T. P., Srivastava N. K. Structure of counterflow diffusion flame of ethanol // Combust. Sci. Technol. — 1975. — V. 11, N 5-6. — P. 165–180. — DOI: 10.1080/00102207508946697.
10. Бояршинов Б. Ф., Фёдоров С. Ю., Абдрахманов Р. Х. Экспериментальное исследование теплообмена в ячеистом пламени богатой и бедной смеси пропан/бутан/воздух // Теплофизика и аэромеханика. — 2019. — Т. 26, № 1. — С. 85–94. — EDN: FOUKHU.
11. Abdurakhmanov R. Kh., Boyarshinov B. F., Fedorov S. Yu. Investigation of the local parameters of a cellular propane/butane/air flame // Int. J. Heat Mass Transfer. — 2017. — V. 109. — P. 1172–1180. — DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.02.044.
12. Cheng T. S., Wehrmeyer J. A., Pitz R. W. Simultaneous temperature and multispecies measurement in a lifted hydrogen diffusion flame // Combust. Flame. — 1992. — V. 91, N 3–4. — P. 323–345. — DOI: 10.1016/0010-2180(92)90061-S.
13. Brockhinke A., Haufe S., Kohse-Höinghausen K. Structural properties of lifted hydrogen jet flames // Combust. Flame. — 2000. — V. 121, N 1-2. — P. 367–377. — DOI: 10.1016/S0010-2180(99)00155-8.
14. Cheng T. S., Wu C.-Y., Chen C.-P., Li Y.-H., Chao Y.-C., Yuan T., Leu T. S. Detailed measurement and assessment of laminar hydrogen jet diffusion flames // Combust. Flame. — 2006. — V. 146, N 1-2. — P. 268–282. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2006.03.005.
15. Пат. РФ №2737345. Фокусирующая резонаторная система / Фёдоров С. Ю., Бояршинов Б. Ф. — Заявл. 18.02.2020. — Зарегистрирован в ГРИ РФ 27.11.2020.
16. Бояршинов Б. Ф., Федоров С. Ю. Измерение температуры и состава газов в пламени пропана методом комбинационного рассеяния с фокусирующей резонаторной системой // Теплофизика и аэромеханика. — 2021. — Т. 28, № 5. — С. 753–758. — EDN: TUCSCY.
17. Свид-бо о гос. регистрации № 2017616085 программы для ЭВМ CARSSpectra v.02 / Федоров С. Ю. — Заявл. 21.02.2017. — Зарегистрирована в Реестре программ для ЭВМ 01.06.2017.
18. Фёдоров С. Ю., Бояршинов Б. Ф. Многоходовая оптическая схема для широкополосных измерений в спектрах комбинационного рассеяния // Приборы и техника эксперимента. — 2017. — № 2. — С. 89–93. — DOI: 10.7868/S0032816217020045. — EDN: YIVDQR.
19. Wilke C. R. Diffusional properties of multicomponent gases // Chem. Eng. Prog. — 1950. — N 46. — P. 95–104.
20. Gordon S., McBride B. J. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications. I. Analysis. — NASA Rep. Publ. 1311, 1994.
21. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическими свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972.

22. **Бояршинов Б. Ф.** Влияние турбулентности, ускорения и отрыва воздушного потока на поле скорости, температуры и на массообмен в пограничном слое с горением этанола // Теплофизика и аэромеханика. — 2022. — Т. 29, № 3. — С. 389–400. — EDN: TRICYO.
23. **Турбулентные** течения реагирующих газов: пер. с англ. / под ред. П. Либби, Ф. Вильямса. — М.: Мир, 1983.
24. **Raghavan V., Rangwala A. S., Torero J. L.** Laminar flame propagation on a horizontal fuel surface: Verification of classical Emmons solution // Combust. Theory Modell. — 2009. — V. 13, N 1. — P. 121–141. — DOI: 10.1080/13647830802483729.
25. **Hu Y., Tan J.-G., Lv L., Li X.-D.** Investigations on quantitative measurement of heat release rate using chemiluminescence in premixed methane-air flames // Acta Astronaut. — 2019. — V. 164. — P. 277–286. — DOI: 10.1016/j.actaastro.2019.07.019.
26. **Bradly D.** How fast can we burn? // Symp. (Int.) Combust. — 1992. — V. 24, N 1. — P. 247–262. — DOI: 10.1016/S0082-0784(06)80034-2.

Поступила в редакцию 02.11.2022.
После доработки 09.01.2023.
Принята к публикации 01.02.2023.